

Kondensation.

Ein Lehr- und Handbuch
über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen,
auch einschließlich der Wasserrückkühlung.

Für Studierende des Maschinenbaues,
Ingenieure, Leiter größerer Dampfbetriebe,
Chemiker und Zuckertechniker.

Von

F. J. Weiss,
Zivilingenieur in Basel.

Zweite, ergänzte Auflage.

Bearbeitet von **E. Wiki**, Ingenieur, Luzern.

Mit 141 Textfiguren und 10 Tafeln.



Berlin.

Verlag von Julius Springer.

1910.

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen,
vorbehalten.

ISBN-13: 978-3-642-98146-3

DOI: 10.1007/978-3-642-98957-5

e-ISBN-13: 978-3-642-98957-5

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1910

Vorwort zur ersten Auflage.

Beim Aufkommen der Burckhardt & Weisschen Schieberluftpumpen mit Druckausgleich in den achtziger Jahren fanden selbe gleich auf ihrem eigentlichsten Gebiet Verwendung als Vakuumpumpen, und zwar bei Kondensatoren von Verdampfapparaten in Zuckerfabriken, welche Kondensatoren meistens schon mit barometrischem Fallrohr zur Abfuhr des warmen Wassers arbeiteten. Indem diese Schieberpumpen einen viel höheren volumetrischen Wirkungsgrad haben als die früheren Klappen- und Ventilpumpen, ferner bei abgeschlossenem Saugstutzen in diesem ein Vakuum bis auf wenige Millimeter an das absolute heran erzeugen, erwartete man in den betreffenden Kreisen durch Anwendung dieser Pumpen nicht nur eine bedeutende Verbesserung des Vakuums in Kondensator und Verdampfapparaten, sondern in zahlreichen Fällen eine Erniedrigung des Druckes sogar noch unter den der Temperatur des Ablaufwassers entsprechenden Dampfdruck, also etwas physikalisch Unmögliches!

Solche vielfach verbreiteten unklaren, ja falschen Ansichten im Kondensationsgebiet einerseits, anderseits die Beobachtung, daß bei den meisten, ja allen Kondensatoren das Vakuum weit unter dem der Temperatur des Kondenswassers entsprechenden blieb, das es doch sollte erreichen können, veranlaßten den Verfasser, die einschlägigen Fragen über den gegenseitigen Zusammenhang zwischen Menge und Temperatur des Kühlwassers, Temperatur des abfließenden warmen Wassers, Luftpumpenleistung und erhältlichem Vakuum an Hand der einfachen Gesetze von Mariotte, Dalton und den Dampftabellen von Regnault, sowie dessen Angaben über den Gesamtwärmegehalt des Dampfes näher zu untersuchen. Das führte ihn zu der Erkenntnis, daß es bei Kondensation ganz wesentlich darauf ankomme, wie die Luft aus dem Kondensator herausgeschafft werde, ob beliebig mit Dampf gemischt oder aber — durch besondere Anordnung des Kondensators — möglichst entdampft, und entstand so die Unterscheidung zwischen Kondensation nach Parallelstrom und solcher nach Gegenstrom, die zuerst in einem im Jahre 1888 in der Zeitschr. d. Ver. Deutsch. Ing. erschienenen Aufsätze „Kondensation“ gemacht und erklärt wurde, und die dann Grashof auch in die betreffenden Kapitel seiner „Theoret.

Maschinenlehre“ aufnahm¹⁾. Diese Unterscheidung, die bei allen Kondensationsfragen wiederkehrt, betreffe es Misch- oder Oberflächenkondensation, wird notwendig durch den Umstand, daß in jedem Kondensator immer mehr oder weniger Luft auftritt. Je weniger Luft in einen Parallelstromkondensator kommt, um so weniger unterscheidet er sich in seiner Wirkung von einem Gegenstromkondensator; und käme gar keine Luft in die Kondensatoren, so fielen der Unterschied zwischen Parallel- und Gegenstromkondensation überhaupt dahin: mit gleich viel Kühlwasser erhielte man immer das gleiche, das der Kondenswassertemperatur entsprechende Vakuum, gleiche Betriebskraft für die Kondensation usw. usw., und eine Luftpumpe hätte nur zur ersten Entleerung der Kondensräume von Luft zu dienen und könnte nachher stillgesetzt werden, und die Lehre über Kondensation könnte sich einzig und allein auf die Aufstellung einer Formel für das nötige Kühlwasserverhältnis (nötige Wassermenge zur Kondensation einer gegebenen Dampfmenge) beschränken, wie Zeuner in seiner „Thermodynamik“ auch in der Tat in dem Kapitel über Kondensation nur dieses Kühlwasserverhältnis, dieses allerdings in seiner meisterhaften Weise, abgeleitet hat.

In einem zweiten, 1891 in der Zeitschr. d. Ver. Deutsch. Ing. erschienenen Aufsätze behandelt der Verfasser dann auch den „Nutzen der Kondensation“ bei Dampfmaschinen mit variabler Füllung (Verkleinerung des Füllungsgrades und dadurch erzielte Dampf- und Kohlenersparnis).

Was an guten Keimen in diesen ersten Untersuchungsergebnissen steckte, entwickelte sich bei fortwährender Beschäftigung mit dem Gegenstande weiter, und legt der Verfasser hiermit ein zusammen-

¹⁾ Nachher hat der Verfasser, von anderer Seite darauf aufmerksam gemacht, gefunden, daß Gegenstromkondensatoren zwar schon früher in Zeichnung und Wirklichkeit existierten; siehe Louis Walkhoff, „Der praktische Rübenzuckerfabrikant“, III. Aufl., Braunschweig 1872, Vieweg, und F. Walkhoff, „Zeitschr. f. d. Rübenzuckerindustrie d. Deutsch. Reiches von Dr. Stammer“ 1881, S. 176. Der erstere gibt (S. 132) die Zeichnung eines ausgesprochenen Gegenstromkondensators, hebt im Texte dabei aber nur hervor, daß hier das erwärmte Wasser durch ein Fallrohr abgeleitet werde, um damit einen damaligen Anspruch Péclets zu widerlegen, Fallrohre würden in der Praxis nicht angewendet. Über Gegenströmung im Kondensator und über deren Vorteile sagt er aber nichts, und weisen auch alle folgenden Figuren wieder Parallelstromkondensatoren auf. Der Zweite gibt ebenfalls (in Fig. 1, 3 u. 6) Skizzen von Gegenstromkondensatoren, sieht deren Vorteil jedoch nur in der Volumverminderung der Luft durch deren Abkühlung, also in einer ganz untergeordneten Eigenschaft der Gegenstromkondensation, vgl. S. 7 dieses Buches. — Die wirklichen Unterschiede und Vorteile der Gegenstromkondensation vor Parallelstromkondensation — möglichste Ausscheidung der Luft und der nicht kondensierbaren Gase aus dem Wasserdampf und damit Volum- und Arbeitsverminderung der Luftpumpe einerseits und Kühlwasserersparnis andererseits — wurden damals noch nicht erkannt und damit der Gegenstromkondensation auch kein besonderer Wert beigelegt und selbe deswegen auch nicht ausgenutzt.

fassendes Werklein vor, nicht nur über Kondensation im engeren Sinne des Wortes, sondern auch über die mit ihr unmittelbar im Zusammenhange stehenden Gebiete — vgl. die nachfolgende Inhaltsübersicht —, das alle einschlägigen Fragen und Aufgaben teils direkt lösen, teils den Weg zu deren Lösung (durch Bestimmung einiger noch fehlenden Erfahrungszahlen) zeigen soll. Es soll sowohl dem vor der Frage über Errichtung von Kondensation stehenden Leiter größerer Werke die Bildung eigenen Urteils über zu erwartenden Nutzen, über die Wahl des passendsten Systems usw. ermöglichen, als auch dem ausführenden Ingenieur die Berechnungsweise der Grundlagen, des Gerippes, sowohl von Einzelkondensatoren als von Zentralkondensationsanlagen an die Hand geben. Dabei ist auf die Detailkonstruktion, besonders der zur Verwendung kommenden Luft-, Wasser- und gemischten Pumpen, nicht eingetreten; diese gehört dem Gebiet des speziellen Maschinenbaus an, und finden sich schon Werke, die diesen Gegenstand ausführlich behandeln; erwähnt sei hier besonders: Ihering, „Die Gebläse“, Verlag von Julius Springer, Berlin.

Aber nicht nur dem schon in der Praxis stehenden, dem ausübenden Ingenieur, auch dem studierenden Ingenieur dürfte das Buch von Nutzen sein, und zwar in Hinsicht nicht nur auf das speziell behandelte, allerdings weite Gebiet der Kondensation, sondern indem es ihm auch wieder an vielen Stellen zeigt, mit wie wenig Mitteln aus Physik, Mechanik und Mathematik sich anfänglich schwierig scheinende, aber in der Praxis eben auftauchende Fragen beantworten lassen, wenn man sie logisch und klar überdenkt, das Zufällige vom Bleibenden, das Wesentliche vom Unwesentlichen scheidet und in jedem Falle die eigentliche Kernfrage, den „ruhenden Pol in der Erscheinungen Flucht“, entkleidet von jedem Beiwerk, herauszuheben sucht.

Zu einigen Kapiteln gestattet sich der Verfasser noch einige Bemerkungen:

Bei Bestimmung der nötigen Luftpumpenleistung (in A 3) wurde die Menge der in den Kondensator eindringenden Luft vorerst als bekannt vorausgesetzt und mit ihr wie mit einer gegebenen Größe gerechnet, und wurden auf diese Weise allgemein gültige Formeln und Gesetze gefunden. Erst dann wurde die Frage für sich gesondert behandelt, wie viel Luft denn wohl in jedem gegebenen Fall eindringe? Während man nun früher von den willkürlichsten Annahmen für den „Undichtheitskoeffizienten“ ausging und damit oft recht weit ab von dem rechten Wege geriet, hat der Verfasser versucht, jenen Koeffizienten auf Grundlage gemachter Erfahrung durch empirische Formeln zu bestimmen, und zwar vorerst für Kondensationen von Verdampfanlagen von Zuckerfabriken und von Kolbendampfmaschinen. Für Dampfturbinen — für die unsere Berechnung von Oberflächen-

wie von Mischkondensationen natürlich auch gilt — möchte die Formel (38 a) S. 35 einen ungefähr passenden Wert für den Undichtheitskoeffizienten ergeben, wenn man dort $N = 0$ setzt, indem bei diesen Dampfturbinen durch die Stopfbüchse, die hier eine sich drehende und zudem dünne Welle umschließt, gegenüber einer eine hin- und hergehende Kolbenstange umfassenden Stopfbüchse soviel wie keine Luft eindringen wird. Man könnte jenen Koeffizienten für Dampfturbinen also etwa setzen:

$$u = 1,60 + 0,003 Z,$$

wobei vermutlich die Konstante 1,60 noch reichlich groß sein wird.

Im Kapitel (E) Nutzen der Kondensation wurde bei Aufstellung der Arbeitsgleichung für Dampfmaschinen zur Bestimmung der Arbeit des Treibdampfes hinter dem Kolben der bekannte Weg eingeschlagen, daß der — nur vom Füllungsgrade (also der Steuerung) und der Größe des schädlichen Raumes abhängige — sog. Spannungskoeffizient berechnet wurde, der mit der Admissionsspannung multipliziert die mittlere Hinterdampfspannung gibt. Während man nun aber die Arbeit des Dampfes vor dem Kolben, die Gegendampfarbeit, meistens sehr summarisch abzutun und bloß zwischen Auspuff- und Kondensationsmaschinen zu unterscheiden und für diese beiden Fälle schließlich je einen mittleren Gegendruck „anzunehmen“ pflegt, der vom wirklichen Gegendruck oft weit verschieden ist, wurde hier nach dem Grundsatz, was dem einen recht ist, ist dem andern billig, auch für den Gegendampf ein — auch wieder nur vom Kompressionswege (also der Steuerung) und der Größe des schädlichen Raumes abhängiger — Gegendampfspannungskoeffizient berechnet, der mit der Austrittsspannung des Dampfes multipliziert die mittlere Gegendampfspannung während des ganzen Kolbenrücklaufes gibt. Diese beiden Spannungskoeffizienten für Treib- und Gegendampf können für verschiedene Größen der schädlichen Räume und für alle möglichen Stellungen der Steuerung (also der verschiedenen Füllungs- und Kompressionsgrade) tabellarisch berechnet werden, und sind diese Koeffizienten — das ist wohl zu beachten — mit keinerlei willkürlichen Annahmen mehr behaftet, sondern mathematisch festbestimmte Größen, wie z. B. die Logarithmen in Logarithmentafeln. Mit diesen beiden Koeffizienten findet man im Nu die stark ausgezogene Arbeitsfläche Diagramm Fig. 35 S. 119; hat man aber diese Arbeitsfläche, und zwar der wirklichen Austrittsspannung p_1 , nicht einer „angenommenen“, und dem wirklichen Kompressionsweg cs , nicht einem „angenommenen“, und dem wirklichen schädlichen Raume ms , nicht einem „angenommenen“, entsprechend, so kann man gar keinen in Betracht fallenden Fehler mehr begehen, wenn man für die unvermeidlichen Diagrammverluste (in Fig. 35 punktiert angedeutet) nur

erfahrungsgemäß angenommene Mittelwerte abzieht, um die wirkliche indizierte Arbeit zu erhalten. Also: soweit wir genau rechnen können, tun wir es auch; und erst von dem Punkte an, wo die Rechnung versagt, begnügen wir uns mit Mittelwerten, während man sich sonst schon mit Mittelwerten — und oft wie unzutreffenden! — für Gegendruck, Kompression und schädlichen Raum zufrieden gibt.

Dabei wird die Rechnung — wenn man sich die Tabellen für die beiderlei Spannungskoeffizienten ausgerechnet und auch noch ein Tabelchen für die kleinen Diagrammverluste aufgestellt hat — äußerst einfach: wer mit Rechenschieber rechnet, wird beinahe ebenso rasch einen Dampfzylinder für eine verlangte Leistung auf diese Weise berechnet haben, als ein anderer einen solchen aus bekannten Tabellenwerken herausgesucht hat. Dabei sieht der erstere aber klar in die Sache hinein, er weiß, daß sein Zylinder die verlangte Arbeit auch wirklich leistet, weil sich seine Rechnung auf die Austrittsspannung, den Kompressionsweg und den schädlichen Raum stützt, die er herstellen kann und auch herstellt, während der aus den „Tabellen“ entnommene Zylinder auf „Annahmen“ für jene Größen beruht, die denn doch nur selten gerade zutreffen, die oft gar nicht erfüllbar sind (man denke nur an die oft unmöglich klein vorausgesetzten schädlichen Räume!), und die den die Tabelle Benutzenden oft nicht einmal bekannt sind.

Aus diesen Gründen dürfte die hier gebotene Berechnungsart der Dampfmaschinen sich sowohl in Schule wie in Praxis bald einbürgern, und dürften Tabellen über Gegendampfspannungskoeffizienten so verbreitet werden, wie solche über Treibdampfspannungskoeffizienten es schon sind, d. h. letztere ohne erstere nicht mehr vorkommen.

Sollte der hier gebotenen Berechnungsart der Vorwurf gemacht werden, es sei für Expansion sowohl als Kompression des Dampfes das Gesetz $p \cdot v^n = \text{Konst.}$ mit dem Werte von $n = 1$, d. h. nur das einfache Mariottesche Gesetz zugrunde gelegt, während einzelne diesem Exponenten n etwas von 1 verschiedene Werte beizulegen belieben, so wäre darauf zu erwidern, daß ja gar nichts hindert, Vorder- und Hinterdampfspannungskoeffizienten auch mit solchen Werten von n , die nicht = 1 sind, tabellarisch auszurechnen. Man kann dann z. B. für die Expansion $n = 1$, für die Kompression $n = 1,15$ setzen, oder man kann auch für die Expansion dem n den Wert von z. B. 1,10 und für die Kompression einen andern Wert, z. B. 1,20 beilegen, ganz nach den Erfahrungen, die die Betreffenden an ihren verschiedenen Maschinensystemen und unter den verschiedenen Umständen glauben gemacht zu haben: sind die Spannungskoeffizienten für solche verschiedenen Werte des Exponenten n der polytropischen Kurve einmal tabellarisch berechnet, so ist die Rechnung damit die ganz gleiche, als wie wenn $n = 1$ wäre.

Wie scharf übrigens mit der hier gegebenen Rechnungsart mit den beiderlei Spannungskoeffizienten gerechnet werden kann, zeigt die S. 140 u. f. durchgeführte Aufgabe, die nach der früheren Art nur unbefriedigend zu lösen war.

Auch im Kap. H, die Steuerung von Kondensationsmaschinen, leistet die Rechnung mit den beiden Spannungskoeffizienten für Hinter- und Vorderdampf vorzügliche Dienste bei Lösung der Aufgabe über günstigste Kompression hinsichtlich des Nutzdampfverbrauches (S. 195 u. ff.). Im Anschluß hieran wurde dann auch die jedenfalls eine große Rolle spielende thermische Wirkung der Kompression in die Betrachtung einbezogen. Je früher der Dampfaustritt abgesperrt, also je höher die Kompression getrieben wird, um so weniger weit kühlt sich das Innere der Zylinderwandung ab, um so kleiner wird also die Differenz zwischen der Temperatur des Eintrittsdampfes und der Temperatur der Zylinderwandungen (inkl. der großen Oberflächen der schädlichen Räume) zur Zeit des Dampfeintrittes, also um so kleiner ist der Verlust durch Kondensation eines Teiles des Eintrittsdampfes im Zylinder, der den Hauptverlust in der Dampfmaschine ausmacht. Bedenkt man nun, daß trotz der Vermehrung der Reibung durch die Beigabe weiterer Zylinder und deren Steuerung Mehrfachexpansionsmaschinen lediglich durch Verminderung jener Temperaturdifferenz eine ganz gewaltige Dampfersparnis gegenüber Einzylindermaschinen erzielen, so wird klar, daß auch in einem Zylinder — sitze er nun an einer Einzylindermaschine, oder sei es der Niederdruckzylinder einer Mehrfachexpansionsmaschine — eine verhältnismäßige Dampfersparnis durch Verminderung nicht etwa des gesamten Temperaturgefälles des Dampfes in dem betr. Zylinder — das kann und will man ja nicht vermindern —, sondern der Differenz der Eintrittstemperatur und der inneren Wandungstemperatur stattfinden muß. Nimmt man diese verhältnismäßige Verminderung des Dampfverlustes durch die bessere thermische Wirkung einer größtmöglichen Kompression der Sicherheit halber auch nur recht gering an, wie das an den betr. Stellen der Kap. H und J geschehen, so ergibt sich doch noch ein erheblicher Nutzen gegenüber dem sehr kleinen Arbeitsverlust, den man durch Anwendung größtmöglicher Kompression gegenüber der sog. „günstigsten Kompression in bezug auf Nutzdampfverbrauch“ erleidet. Gerade hierin sieht der Verfasser die praktische Bedeutung des S. 195 u. ff. abgeleiteten Gesetzes über den Kompressionsgrad, daß man nämlich genau berechnen kann (S. 200 u. ff.), wie viel — oder eigentlich wie wenig — Diagrammfläche man einbüßt, wenn man von der — relativ kleinen — Kompression, die die größte Diagrammfläche gibt, aus andern Gründen abweicht auf eine größere, ja überhaupt auf die größtmögliche Kom-

pression. Die Bilder Fig. 56 und 58 S. 203 und 205 reden da deutlich. — Während auf die Steuerung der Dampfeintrittsseite alle mögliche Sorgfalt verwendet wird, und Jahr für Jahr neue Ventilsteuerungen hierfür erfunden werden, obschon da doch sicherlich wenig mehr zu holen ist, gibt man sich bis jetzt bei der Steuerung der Dampfaustrittsseite mit allem und jedem zufrieden, und wären doch eben hier Steuerungen, die den Voraustritt und die Kompression auf einfache Art in den allerweitesten Grenzen verstellen ließen, bei Zylindern mit Anschluß an Kondensation von hohem Werte.

Solche Erwägungen lassen es auch gerechtfertigt erscheinen, wenn hier in Kap. J eine besondere Schiebersteuerung noch mit behandelt wird, die für alle Zylinder mit Anschluß an Kondensation vor der gewöhnlichen Schiebersteuerung unbestreitbare Vorzüge aufweist, ja in manchen Fällen nahezu an die kompliziertesten Steuerungen heranreicht.

In einem Buche über Kondensation durfte auch die Behandlung der Wasserkühlung für Kondensationszwecke, die fortwährend an Bedeutung zunimmt, nicht fehlen, und hat sich der Verfasser bemüht, die Gesetze zu entwickeln und darzulegen, denen der Vorgang der Wasserkühlung durch Luft folgt. Führt das auch nicht zu einer direkten und glatten Bestimmungsweise der nötigen Größe usw. eines Kühlwerkes in jedem einzelnen Falle, sondern bleibt einem immer noch viel Spielraum dabei, so läßt es doch die Umstände erkennen und unterscheiden, die auf jene Größe besonders hervorragend einwirken, und auch das Maß, in dem sie wirken. Verlangt man heute noch von einem Kühlwerksfabrikanten für die Kühlung von z. B. 20 cbm Wasser per Minute zwei Projekte einer Kühlanlage eines und desselben Systems, bei denen das eine jene Wassermenge von z. B. 70° auf 35°, das andere aber die gleiche Wassermenge von z. B. 45° auf 25° kühlen soll, so wird es für den Fabrikanten — trotz aller „Erfahrung“, deren er sich rühmen mag — recht schwierig sein, ein rationelles Verhältnis der beiden Anlagen zueinander zu treffen. An Hand der hier gegebenen Entwicklungen ist das aber leicht, indem man nur die nötige Luftmenge für beide Projekte berechnet und dann den beiden Kühlwerken ein solches Größenverhältnis zueinander gibt, daß, wenn durch das eine Kühlwerk die eine Luftmenge durchgeht, dann durch das andere Kühlwerk unter sonst gleichen Umständen die andere Luftmenge durchgehen muß. Damit ist der Weg gezeigt, wie jeder Kühlwerksbauer zu einer Berechnungsweise des ihm patentierten oder sonst von ihm beliebten Systems gelangen kann: hat er je ein Kühlwerk gebaut, das in jeder Beziehung befriedigte, so kann er an Hand des hier Gebotenen die Luftmenge berechnen, die bei der ihm auch bekannten Kühlwirkung durch jenes Kühlwerk gegangen sein muß. Für jede

andere verlangte Kühlwirkung kann er auch die andere nötige Luftmenge berechnen und braucht nun nur die Größe dieses andern Kühlwerkes (d. h. dessen maßgebende Dimensionen) zu denen des erstern, ihm bekannten verhältnismäßig mit den nötigen Luftmengen zu setzen.

Bei allen den Kühlung von Wasser durch Luft betreffenden Fragen leistet das Wärmeaustauschdiagramm Fig. 85 S. 280, das an Hand der Werte der Tabelle S. 279 jederzeit wieder aufgezeichnet werden kann, außerordentlich gute Dienste, indem es ganz verwickelte Verhältnisse auf einen Blick übersehen läßt, während die analytische Behandlung jener Verhältnisse zu sehr wenig übersichtlichen Gleichungen führen würde.

Auch den Physiker wird dies Wärmediagramm interessieren, indem es auch in gewissen Gebieten der Meteorologie gute Verwendung findet. Es ist leicht möglich, daß der Meteorologe von Fach andere Schlüsse aus dessen Anwendung zieht, als es der Verfasser an den betr. Stellen getan; dieser wollte aber nicht eigentlich zeigen wie, sondern nur daß das Diagramm auch in der Meteorologie mit Vorteil benutzt werden könne.

Der Verfasser hat während seiner jahrelangen Beschäftigung mit Kondensation vielfache geistige Anregung und tätige Beihilfe erhalten und fühlt sich allen den betr. Herren sehr zu Dank verpflichtet. Besonders möchte er hier seinen Dank aussprechen: Herrn Ingenieur E. Faltin der Sangerhauser Aktien-Maschinenfabrik, der von Anfang an der Sache vollstes kritisches Verständnis entgegenbrachte; Herrn Direktor O. Helmholtz, der ihm ermöglichte, eine erste größere Kondensationsanlage aufzustellen und daran die ersten Erfahrungen zu sammeln; Herrn Direktor J. Magéry und Herrn Ingenieur E. Wolters des Aachener Hütten-Aktien-Vereins Rote Erde für entgegenkommendste Gestattung bzw. Beihilfe und Ausführung von Beobachtungen, Abänderungen usw. an deren dortigen Kondensationsanlagen zur Aufklärung über vorher noch dunkel gebliebene Punkte. Möchten alle Fachgenossen in ähnlichen Fällen gleiches verständnisvolles, weitherziges und so notwendiges Entgegenkommen in den Kreisen der Industrie finden!

Indem nun das Buch, für dessen gute Ausstattung auch dem Herrn Verleger gedankt sei, in die Öffentlichkeit geht, bittet der Verfasser den Leser, dort, wo es nottut, um freundliche Nachsicht, und möge ihm immer gegenwärtig sein, daß die Sache nicht von einem Professor, sondern nur von einem einfachen Ingenieur geschrieben ist.

Basel, im September 1901.

Der Verfasser.

Vorwort zur zweiten Auflage.

Es war Weiss leider nicht vergönnt, die Herausgabe der zweiten Auflage seines Buches „Kondensation“ zu besorgen: Der unerbittliche Tod hat seinem erfolgreichen Schaffen ein unerwartetes Ende bereitet. Im rüstigsten Mannesalter stehend, ist er von uns geschieden. Was er uns aber in seinen zahlreichen Schriften hinterlassen hat, besitzt bleibenden Wert: Es sind Naturgesetze, die nicht dem Zeitgeist und der Mode unterworfen sind. Wie selten einer hat Weiss es verstanden, diese Naturgesetze in elegante mathematische Form zu bringen, und mit schärfster Logik hat er die für unsere Zwecke nützlichen Schlußfolgerungen gezogen. Aus diesem Grunde kann das, was Weiss erarbeitet und geschrieben hat, nie veralten und bildet fortgesetzt für jeden, der seinen Ausführungen vorurteilsfrei folgt, eine fast unerschöpfliche Fundgrube neuer Gedanken und in technischer wie technisch-literarischer Hinsicht eine seltene Bildungsgelegenheit.

Mit der Herausgabe der zweiten Auflage der „Kondensation“ betraut, habe ich es deshalb als meine vornehmste Aufgabe betrachtet, an den von Weiss hinterlassenen Schriften so viel wie möglich keinerlei Änderungen vorzunehmen, sondern ihn wörtlich zum Leser sprechen zu lassen, überzeugt, daß alle, welche Weiss persönlich oder aus seinen Schriften kennen, mir hierfür dankbar sein werden.

Das vorliegende Buch zerfällt in drei Abschnitte: Der I. Abschnitt enthält alles das, was Weiss in der ersten Auflage der „Kondensation“ gebracht hatte. Man kann damit jede Kondensation, ob Parallel- oder Gegenstromkondensation, Einspritz- oder Oberflächenkondensation, berechnen und beurteilen. Das gleiche gilt von den Kühlanlagen.

Das Kapitel über die bekannte Weiss'sche Schiebersteuerung, das wieder zum Abdruck kommt, mag manchem Studierenden, aber auch manchem ausführenden Ingenieur und Maschinenbauer das willkommene Mittel an die Hand geben, ohne langes und zeitraubendes Probieren rasch und sicher einen tadellos arbeitenden Dampfschieber entwerfen zu können, welcher besonders an allen

Zylindern, die ihren Abdampf in einen Kondensator ausstoßen, eine richtige und auch ökonomische Dampfverteilung gibt, wie sie auch die allerkomplizierteste Steuerung nicht viel besser zu geben vermag. Aus dem Grunde wurde dieses Kapitel auch in die zweite Auflage wieder aufgenommen.

Der II. Abschnitt bringt als Neues die sogenannten „Kühlwasser-Akkumulatoren“, Patent Weiss, zur Dämpfung der Vakuumschwankungen im Kondensator oder eigentlich zur besseren Ausnutzung des Kühlwassers. Dabei wird zuerst (Seite 333) zur allgemeinen und raschen Orientierung, ein Überblick gegeben, worin Weiss ganz kurz und klar das Wesen dieser wichtigen Neuerung kennzeichnet. Dann folgt die wissenschaftliche Behandlung des Gegenstandes, die Weiss in der Z. d. Ver. D. Ing. (Jahrgang 1902) veröffentlicht hatte, und schließlich ein „praktischer Anhang“, bestimmt für den ausübenden Ingenieur. Weiss hatte bald erkannt, daß es wenig Zweck hat und überdies fast unmöglich ist, im Kondensator selbst so große Kühlwassermengen aufzuspeichern und sie in feinzerteiltem Zustande zu erhalten, wie es hier erforderlich wäre. Nach eingehenden Studien und Überlegungen kam er dann auf die geniale Idee, diese aufzuspeichernden Kühlwassermengen nicht im Kondensator selbst, sondern in einem Gefäße neben dem Kondensator unterzubringen. Jetzt macht es sofort keine Schwierigkeiten mehr, dieses Gefäß, d. h. eben den „Kühlwasser-Akkumulator“, so groß wie nötig zu machen, um darin für unsere Zwecke genügend Wasser aufspeichern zu können. Weiss sagt darüber (Seite 337) und natürlich unter Vorbehalt allfällig nötig werdender eingehenderer Berechnungen, wie sie der II. Abschnitt enthält: „Als Regel gilt, den Inhalt des Akkumulators mindestens so groß zu machen, daß er die in der längsten Periode hohen Dampfverbrauches zulaufende Kühlwassermenge aufnehmen kann.“ Das macht nicht die geringsten Schwierigkeiten; auch stellt man den Akkumulator an eine ganz beliebige Stelle, eben dahin, wo bequem Platz für ihn vorhanden ist. Die Amerikaner z. B. als praktische Leute stellen den Akkumulator sogar direkt unter den Kondensator, wobei er dann gleichzeitig als Träger für den Kondensator wirkt, so daß nun ein Turmgerüst überflüssig, die Anlage also möglichst billig wird und überdies den denkbar geringsten Raum beansprucht.

Da beinahe in allen Fällen der Dampfzufluß zum Kondensator ein unregelmäßiger ist (Regelmäßigkeit im Dampfzufluß gehört bei Zentralkondensationen zu den seltenen Ausnahmen), empfiehlt sich ohne weiteres, von vornherein alle Kondensatoren für nachträglichen Anschluß an einen Kühlwasser-Akkumulator einzurichten. Macht man das nach Fig. 102, Seite 338 im II. Abschnitt, so kann

man den Kondensator zuerst auch ohne Akkumulator betreiben, hat aber die Bequemlichkeit, daß man jederzeit einen Akkumulator anfügen kann, wenn das später einmal nötig wird. Auch erhält man dann auf diese Weise (auf was Weiss immer hinwirkte) nur einerlei Modelle!

Im III. Abschnitt folgen einige Ausführungszeichnungen speziell Weisscher Kondensationen, welche die ausführenden Firmen entworfen und gebaut haben, und deren Veröffentlichung in sehr verdankenswerter Weise gestattet wurde. Wenn auch der reifere Ingenieur, der schon eine Menge Anlagen der verschiedensten Art gesehen und wohl selbst gebaut hat, solcher Zeichnungen kaum bedarf, werden solche dem Studierenden oder Anfänger gewiß willkommen sein; auch vielleicht dem Lehrer an technischen Lehranstalten für Demonstrationszwecke. — Noch mehr Zeichnungen zu bringen, läßt sich nicht im Rahmen dieses Buches. Nach Studium desselben kann mit Leichtigkeit, wie bereits bemerkt, jede anscheinend auch noch so anders aussehende Kondensationsanlage berechnet und auf ihre Zweckmäßigkeit untersucht werden.

Dem Herausgeber und Verleger, Herrn Julius Springer in Berlin, bin ich zu besonderem Danke verpflichtet, daß er weder Mühe noch Kosten gescheut hat, um auch bei Herstellung der zweiten Auflage allen Anforderungen gerecht zu werden, welche die moderne Buchdruckerkunst sowie die Leser von heute an derartige Werke stellen.

Luzern, im Mai 1910.

E. Wiki.

Inhaltsübersicht.

I. Abschnitt.

	Seite
Einteilung der Kondensatoren	1
A. Mischkondensation	2
1. Unterschied zwischen Parallel- und Gegenstromkondensation	2
2. Kühlwasserbedarf (W)	9
Berechnung des momentanen Dampfverbrauches aus der Erwärmung des Kühlwassers	12
Unterschied im Kühlwasserbedarf bei Parallel- und bei Gegenstrom	15
3. Größe der Luftpumpe (v_0)	16
Bestimmung von Absorptions- und Undichtheitskoeffizienten	24
Weitere Untersuchung einer ausgeführten Anlage	29
Undichtheitskoeffizient bei Verdampfapparaten	34
4. Zusammenstellung der bis jetzt gewonnenen Hauptformeln und danach durchgerechnete Beispiele	37 38
5. Verhältnis von Kühlwassermenge zu Luftpumpenleistung bei Gegen- strom	43 46
Günstigste Luftpumpengröße bei Parallelstrom	46
Günstigste Kühlwassermenge bei gegebener Naßluftpumpe.	49
6. Parallelstromkondensation mit Nachkondensator	52
7. Ausführung	58
besonders der Weisschen Gegenstromkondensation	58
Überschreitung des physikalisch möglichen Vakuums und Abhilfe dagegen	62 65
v_0 und W voneinander unabhängig machen	65
Kühlwasserzerteilung.	65
Zeit zum Kondensieren des Dampfes	69
B. Oberflächenkondensation	71
1. Kühlwasserbedarf	74
2. Kühlfläche	75
3. Größe der Luftpumpe	78
Beispiel der Berechnung einer Oberflächenkondensation	80
nach Parallelstrom	81
nach Gegenstrom	81
als Rieselkondensator	83
C. Zeit zum ersten Evakuieren der Kondensationsräume	84
D. Kraftbedarf	88
1. Kraftbedarf bei Mischkondensation	88
Arbeit zur Wasserförderung	89
Beispiel: Arbeit beim Kondensator mit Fallrohr und beim Kon- densator mit Naßluftpumpe	94 95
Arbeit zur Luftförderung.	95
in trockener Luftpumpe	95
in nasser Luftpumpe	99
Fortsetzung der früheren Beispiele S. 46 und S. 51 in bezug auf den Kraftverbrauch	103

	Seite
2. Kraftbedarf bei Oberflächenkondensatien	107
für Wasserförderung	108
für Luftförderung	108
Fortführung des früheren Beispiels S. 38 und 80 einer Zentralkondensation für eine Gruppe von Walzwerkmaschinen	109
3. Vergleichende Zusammenstellung der Hauptergebnisse dieses Beispiels	111
E. Nutzen der Kondensation	112
a) Bei Maschinen mit variabler Expansion	112
1. Allgemeine Arbeitsgleichung für Dampfmaschinen	113
Hinterdampfspannungskoeffizient	114
Vorderdampfspannungskoeffizient	117
Indizierte Arbeit (nach Abzug der Diagrammverluste)	121
Beispiele der Anwendungen dieser Formeln:	
Berechnung einer Einzylinderauspuflmaschine	122
Berechnung einer Compoundmaschine mit Kondensation	122
Änderung des Füllungsgrades mit änderndem Dampfdruck	126
2. Berechnung des neuen Füllungsgrades nach Anbringung der Kondensation	126
3. Berechnung der Ersparnis an Nutzdampf	128
4. Berechnung der effektiven Dampfersparnis	131
Dampfverlustkoeffizienten	132
5. Einfluß verschieden hohen Vakuums auf den effektiven Dampf- und Kohlenverbrauch bei Kondensationsmaschinen mit variabler Füllung	135
Prüfung eines Abnahmeversuches einer Compoundmaschine	140
Übersichtliche Näherungsformeln für Änderung des Dampfverbrauches pro 1 cm Vakuumänderung	141
b) Bei Maschinen mit fixer Expansion	143
und bei solchen mit Vollfüllung	146
F. Durchrechnung einer größeren Zentralkondensationsanlage	149
(und Folgerungen daraus, hauptsächlich über die Wahl der wirtschaftlich günstigsten Höhe des Vakuums mit Rücksicht auf Betriebskosten und Amortisation).	
G. Abdampfleitung (Bestimmung deren Rohrweiten)	179
Weite der Abdampfstutzen bei Kondensationsmaschinen	183
H. Die Steuerung bei Kondensationsmaschinen	188
a) in bezug auf Abströmung des Abdampfes	188
b) in bezug auf Kompression	191
hinsichtlich deren Einwirkung auf Sanftheit des Ganges.	191
hinsichtlich der Verminderung des schädlichen Einflusses der schädlichen Räume auf den Dampfverbrauch	191
Erreichbarer Kompressionsdruck bei Kondensation	192
Bestimmung der günstigsten Kompression in bezug auf den Nutzdampfverbrauch	195
Abweichung von diesem günstigsten Kompressionsgrade	201
Thermische Wirkung der Kompression.	204
Oberfläche der schädlichen Räume	206
Günstigste Kompression in bezug auf den effektiven Dampfverbrauch bei Kondensationsmaschinen	208
J. Schiebersteuerung Weiss	211
a) Weiss-Schieber als Grundschieber (mit einem Expansionsschieber auf dem Rücken)	212
Konstruktionsregeln zur Bestimmung der Schieberelemente	212
Dampfgeschwindigkeit in den Kanälen (bei allen Schiebern)	216

	Seite
Beispiel des Entwurfs eines Weiss-Grundschiebers	216
Schieberdiagramm dazu	217
Dampfdiagramm dazu	220
Allgemeine Konstruktion der Mariotteschen Hyperbel	221
Vergleich des Dampfverbrauches: bei gewöhnlichem Schieber,	
bei Weiss-Schieber und bei Ventilsteuerung	224
1. Erhältliche indizierte Arbeit	224
2. Nutzdampfverbrauch pro indizierte Arbeit	225
3. Effektiver Dampfverbrauch pro indizierte Arbeit	226
4. Effektiver Dampfverbrauch pro effektive Arbeit	227
Breite der Laufleisten bei allen Schiebern	227
Indikatordiagramme	229
b) Weiss-Schieber als Verteil- und Expansionsschieber	230
c) Trick-Weiss-Schieber mit Verminderung des Schieberweges	230
Konstruktionsregeln zur Bestimmung der Schieberelemente	231
Bestimmung der äußern Deckung für bestimmte gewollte Füllungs- grade	232
Veränderlichmachung der Füllung	235
Beispiel des Entwurfes eines Trick-Weiss-Flachschiebers für den Niederdruckzylinder einer Compoundmaschine	236
Schieberdiagramm dazu	239
Dampfdruckdiagramm dazu	239
Ermäßigung zu hoher Kompression durch Überströmung	239
d) Trick-Weiss-Kolbenschieber	240
Konstruktionsregeln zur Bestimmung der Schieberelemente	240
Beispiel des Entwurfes eines solchen Kolbenschiebers	241
Praktische Modifikation desselben (besonders wenn er für eine liegende Maschine bestimmt ist)	244
K. Kondensation bei wechselndem Dampfverbrauch	246
a) Schwankung des Vakuums bei Mischkondensation	246
b) Schwankung des Vakuums bei Oberflächenkondensation	252
c) Beharrungsvermögen von Kondensatoren	258
„Beharrungsfaktor“ und praktische Schlüsse über das Beharrungs- vermögen	270
L. Wasserrückkühlung	272
Art des Wärmeentzuges durch Luft aus dem Wasser	272
Wärmeentzug pro 1 kg vorbeistreichender Luft	276
a) durch Verdunstung	277
Wassergehalt der gesättigten Luft in kg/kg gesättigter Luft	278
b) durch Erwärmung der Luft	282
c) durch beides zusammen; vereinigt Wärmediagramm	283
Anwendung desselben:	
im allgemeinen	284
auf meteorologische Verhältnisse:	
Bestimmung der Feuchtigkeit der Luft mittels des Augustschen Psychrometers	287
Gefrierpunkt im Freien	288
Anwendung des Wärmediagramms auf Kühlanlagen	291
1. Nötige Luftmenge	292
a) bei Kaminkühlern	293
Verdunstende Wassermenge	295
b) bei Rieselkühlern (und Streudüsen)	296
c) bei offenen Gradierwerken	297
Zeit zur Kühlung von offen stehendem Wasser	301
2. Verschiedene Kühlwirkung bei verschiedener Wärmezufuhr, aber gleichen Luftverhältnissen	303
a) bei Rieselkühlern	304

	Seite
b) bei offenen Gradierwerken	305
c) bei geschlossenen Kühlern mit konstanter Luftmenge (Kamin- kühler mit Ventilator)	307
3. Nötiger Umfang der Kühlwerke	311
a) Nötige Ansichtsfläche bei offenen Gradierwerken	312
b) Nötige Grundfläche bei Kaminkühlern	315
4. Zugwirkung des Kamins bei Kaminkühlern	317
a) Wirksame Saughöhe, Luftgeschwindigkeit, durchgesogenes Luft- gewicht	317
b) Verschiedene Kühlwirkung bei verschiedener Wärmezufuhr bei selbsttätigen Kaminkühlern	322
c) Bestimmung des Widerstandskoeffizienten ξ bei Kaminkühlern	327
M. Dampftabellen.	
Dampftabelle I für Temperaturen von 0—100°	330
Dampftabelle II für Temperaturen über 100°	332

II. Abschnitt.

Der Kühlwasser-Akkumulator Patent Weiss für alle Arten der hier in
Betracht kommenden Kondensatoren 333

A. Allgemeine, orientierende Beschreibung des Akkumulators	333
Anbringung des Akkumulators an einem gewöhnlichen Parallelstrom-Ein- spritz-Kondensator	335
Anbringung des Akkumulators an einem Weisschen Gegenstrom-Konden- sator	336
Einerlei Modelle für Kondensatoren mit und ohne Akkumulator	338
Anbringung des Akkumulators an Oberflächenkondensatoren	338
B. Wissenschaftliche Untersuchung des Akkumulators und Art der Berechnung von dessen Wirkung	340
Beschreibung des Verfahrens	340
Berechnung	346
Temperaturverlauf in den Außenbehältern	348
Temperaturverlauf im Kondensator	349
Ununterbrochene Wassermischung	352
1. Gegenstromkondensator mit 1 Außenbehälter	352
2. Gegenstromkondensator mit 2 Außenbehältern	354
3. Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter	356
4. Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern	357
Unterbrochene Wassermischung	360
a) in Perioden hohen Dampfverbrauches	360
b) in Perioden niedern Dampfverbrauches	363
Berechnung der Kühlwassermenge	367
Durchführung eines Beispiels	370
Ununterbrochene Wassermischung	372
a) Gegenstromkondensator mit 1 Außenbehälter	372
b) Gegenstromkondensator mit 2 Außenbehältern	375
c) Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter	376
d) Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern	378
Unterbrochene Wassermischung	380
e) Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter	380
f) Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern	384
Zusammenfassung der Ergebnisse des durchgerechneten Beispiels	385
Praktische Regeln für die Ausführung	388

	Seite
C. Praktischer Anhang zum vorgehenden Aufsätze über Kühlwasser-Akkumulatoren	390
Regelmäßig periodische Dampfverbrauchsschwankungen . .	390
Eine Fördermaschine (eventl. in Verbindung mit Maschinen konstanten Dampfverbrauches)	390
Praktisch gestellte Frage einer Maschinenfabrik: „Welche Kühlwassermenge braucht es mit und welche ohne Akkumulator“?	390
Art und Größe des anzuwendenden Akkumulators	392
Temperaturverlauf bei diesem Akkumulator und mögliches Vakuum	393
Größe der Luftpumpe	399
Konstanz des erhältlichen Vakuums bei Gegenstrom	399
Frage: Wie ändert sich das erhältliche Vakuum mit sich ändernder Akkumulatormgröße	402
kleinst zulässiger Akkumulator bei den Verhältnissen des ersten Beispiels	402
unendlich großer Akkumulator bei den Verhältnissen des ersten Beispiels	405
Zweites Beispiel, und zwar mit entgegengesetzten Verhältnissen . .	410
kleinst zulässiger Akkumulator	411
unendlich großer Akkumulator	412
Resultat dieser Betrachtungen und darauf gegründetes vereinfachtes Rechnungsverfahren: Temperatur und Vakuum brauchen nur für unendlich großen Akkumulator berechnet zu werden, für welchen Fall die Rechnung sich eben sehr vereinfacht	413
Mehrere Fördermaschinen (eventl. in Verbindung mit Maschinen konstanten Dampfverbrauches)	414
Rechnungsverfahren (zurückgeführt auf das vereinfachte, früher — S. 413/414 — schon gefundene)	417
Beispiel	417
erhältliches Vakuum	419
Kühlwasserersparnis	420
Größe des Akkumulators	420
Unregelmäßige Dampfverbrauchsschwankungen	420
Hinweis auf das am Ende des vorhergehenden Aufsatzes gegebene Rechnungsverfahren	420
Ungefähre Berechnung der erhältlichen Temperatur und damit des erhältlichen Vakuums auch in solchen Fällen	421
Akkumulatormgröße	422

III. Abschnitt.

Einige Ausführungen, speziell Weisscher Kondensationen, für verschiedene Zwecke der Industrie	423
G. Brinkmann & Co., Maschinenfabrik, Witten a. d. Ruhr: Zentralkondensationsanlage mit Kühlwasserakkumulator, für Gußstahlwerk Witten, in Witten a. d. Ruhr	423
Maschinenfabrik Burckhardt, A.-G. Basel: Zentralkondensationsanlage mit Kühlwasserakkumulator, für die Société Métallurgique de Sambre et Moselle, in Martigny sur Sambre (Belgien)	424
Sangerhäuser Aktien-Maschinenfabrik, vormals Hornung u. Rabe, in Sangerhausen: Zentralkondensationsanlage der Gelsenkirchener Bergwerks-A.-G., Abteilung Aachener Hütten-Aktien-Verein, in Rothe Erde bei Aschen	424
Sangerhäuser Aktien-Maschinenfabrik, vormals Hornung u. Rabe, in Sangerhausen: Kondensation für eine Zuckerfabrik	425

	Seite
Southwark Foundry and Machine Company, Philadelphia, Pa.: Zentral- kondensationsanlage der Bethlehem Steel Comp., in South Bethlehem, Pa.	426
Kondensation für 3000 KW-Dampfturbine der Seattle Electric Comp., Seattle, Washington	427
Kondensation für Curtis-Turbine der Hauptkraftstation der Philadelphia Electric Comp., Philadelphia, Pa.	427
Kondensation für Horizontal-Vertikalmaschine der Philadelphia Electric Comp., Philadelphia, Pa.	428
Kondensation für 8000 KW-Curtis Turbine der Seattle Electric Comp., Seattle, Washington	428

Berichtigung.

- Seite 20, 10. Zeile von oben, muß es heißen:
 $\alpha = f (t' - t_0)$ und nicht $\alpha = f' (t' - t_0)$.
- Seite 311, 6. Zeile von unten muß es heißen:
 $w \overline{>} 2 \text{ m/Sek.}$ und nicht $w \overline{<} 2 \text{ m/Sek.}$

I. Abschnitt.

Einteilung der Kondensatoren.

Je nachdem sich der zu kondensierende Dampf mit dem Kühlwasser mischt oder aber durch Metallwände von ihm getrennt bleibt, unterscheidet man Mischkondensatoren und Oberflächenkondensatoren.

Diese kann man wieder, je nachdem Wasser und Luft getrennt oder zusammen aus dem Kondensationsraum herausgeschafft werden, einteilen in Kondensatoren mit „trockener“ und in solche mit „nasser“ Luftpumpe, wobei im ersteren Falle das warme Wasser entweder durch ein 10 m hohes Fallrohr (Wasserbarometer) selbsttätig abfließt, oder durch eine besondere Warmwasserpumpe aus dem Kondensationsraum geschafft wird.

Eine weitere Unterscheidung der Kondensatoren, je nachdem sie nach Gegenstrom oder nach Parallelstrom arbeiten, werden wir sofort kennen lernen.

Von allen diesen Gesichtspunkten aus werden wir hier die Kondensation betrachten, dabei aber eine Art von Mischkondensatoren nach Parallelstrom, die „Strahlkondensatoren“, außer Betracht lassen, da diese einer rechnerischen Behandlung mit Erfolg nicht zugänglich sind.

A. Mischkondensation.

1. Unterschied zwischen Parallel- und Gegenstromkondensation.

Eine jede Kondensationsanlage, durch die nicht nur Dämpfe überhaupt „kondensiert“ werden sollen, sondern durch welche in dem Raume, aus dem die Dämpfe kommen, ein möglichst niedriger Druck — ein Vakuum — hergestellt und erhalten werden soll, besteht hauptsächlich aus zwei zusammenarbeitenden Teilen:

- a) dem geschlossenen Raum des Kondensators selber, dessen Aufgabe es ist, durch eingeführtes Kühlwasser die ankommenden Dämpfe möglichst vollständig niederschlagen, zu tropfbarer Flüssigkeit zu verdichten, und
- b) einer Luftpumpe, welche die Luftverdünnung im Kondensator herstellt und unterhält, indem sie die dort kontinuierlich eintretende Luft kontinuierlich absaugt. Diese Luft hat zweierlei Herkunft: zum geringern Teile ist es die im Kühlwasser absorbiert gewesene Luft, die sich unter dem verminderten Drucke und der höhern Temperatur des Kondensators frei macht; zum größern Teil ist es Luft, die durch undichte Stellen am Kondensator, den Abdampfleitungen, den angeschlossenen Apparaten, Dampfmaschinen (und deren Stopfbüchsen) usw. eindringt.

Läßt man das in den Mischkondensator eingeführte Kühlwasser zusammen mit dem zu Wasser verdichteten Dampf ebenfalls durch die Luftpumpe — unter entsprechender Vergrößerung derselben — aus dem Kondensator schaffen, so hat man es mit einer sog. „nassen Luftpumpe“ zu tun; entfernt man aber jenes Wasser entweder durch eine besondere Warmwasserpumpe oder — einfacher — durch ein 10 m hohes Abfallrohr, so daß die Luftpumpe nur Luft und unkondensierte Dämpfe abzuzugan hat, so hat man es mit einer reinen, einer sog. „trockenen Luftpumpe“ zu tun.

Der Gesamtdruck p_0 des in einem jeden Kondensator befindlichen Gasgemenges von Luft und Wasserdampf setzt sich zusammen aus zwei Teilen:

- a) dem Druck d des anwesenden Dampfes und
- b) dem Druck l der im Kondensator anwesenden Luft, und zwar so, daß

$$p_0 = l + d.$$

Diesen Gesamtdruck p_0 mit möglichst kleinen Mitteln, möglichst kleiner Kühlwassermenge, möglichst kleiner Luftpumpe, möglichst geringer Betriebsarbeit so niedrig als möglich zu halten, das ist die Aufgabe einer guten Kondensationsanlage.

Bei genügender Zerteilung des Kühlwassers im Kondensatorraume mischt sich der Dampf derart mit dem Kühlwasser, daß seine Temperatur genau auf die Temperatur t fällt, auf die das Kühlwasser sich im Kondensator erwärmt; und da der Dampf sich in Gemeinschaft von Wasser befindet, also gesättigt ist, so steht sein Druck d in festem, aus Regnaults Dampftabellen — eine solche siehe hinten im Anhang — zu entnehmendem Zusammenhang mit der gemeinsamen Temperatur t . Die Temperatur t aber hängt wiederum nur ab von der Menge und Temperatur des zur Verfügung stehenden oder in Verwendung genommenen Kühlwassers: je mehr Kühlwasser wir zugeben, und um so kälter es ist, um so niedriger wird die Temperatur t , und umgekehrt. Der Teil d des Gesamtdruckes p_0 , der Dampfdruck, hat also unter gegebenen Verhältnissen ein für allemal eine bestimmte Größe, von der auf keine Weise etwas abzumarkten ist.

Den andern Teil des Gesamtdruckes p_0 , den Druck l der anwesenden Luft, können wir aber durch eine groß genug zu wählende Luftpumpe beliebig weit herabmindern; und auch bei gleicher Größe der Luftpumpe können wir, je nach der Art, wo und wie sie am Kondensator angreift, mehr oder weniger Luft aus dem Kondensator schaffen, und hier kommen wir auf den Kernpunkt der Sache: Während bei zweckmäßiger Anlage die Luftpumpe ein Gasgemenge aus dem Kondensator saugen soll, das möglichst nur aus Luft bestehen soll, findet sie sich meistens noch so angelegt, daß jenes Gasgemenge zum weitaus größten Teile aus Dampf und nur zum geringsten Teile aus Luft besteht. Dampfwegpumpen aus einem Kondensator hat aber durchaus keinen Zweck; dadurch wird das Vakuum nicht erhöht, weil Dampf im Kondensator in einer für eine noch so große Luftpumpe unerschöpflichen Menge vorhanden ist bzw. sich aus dem warmen Wasser im Kondensator immer wieder in unerschöpflicher Menge bilden würde (1 l Wasser gibt 15 000 l Dampf von 46° C). Der Dampf soll eben im Kondensator möglichst vollständig kondensiert werden, und zwar vor Eintritt in die Luftpumpe.

Dies kann auf einfache Weise dadurch bewirkt werden, daß man den Kondensator so anordnet und dem Kühlwasser und dem kondensierenden Dampfe solche Wege vorschreibt, daß eine Stelle des Kondensators die kühlfte werden muß, und daß man dort die Luftpumpe angreifen läßt. Dort ist dann jedenfalls der Dampfdruck gering, wegen der dort herrschenden niedrigen Temperatur; da aber der Gesamtdruck im Kondensator überall derselbe bleibt, so muß der Luftdruck dort dafür um so größer sein; also saugt dann die Luftpumpe an der Stelle aus dem Kondensator, wo sich die schädliche Luft im konzentriertesten Zustande befindet. Dies führt dann notwendig zu einer Einrichtung des Kondensators, bei der man den Dampf unten, das kalte Wasser aber oben in den Kondensator treten läßt, und daß man die

Luftpumpe ebenfalls oben die Luft absaugen läßt, während das heiße Wasser — wie natürlich immer — unten aus dem Kondensator geführt wird. Der zu kondensierende Dampf strömt somit dem niedergehenden Kühlwasser entgegen, und die Luftpumpe saugt ihr Gasgemenge oben aus dem Kondensator ab, wo wegen des dort ein-

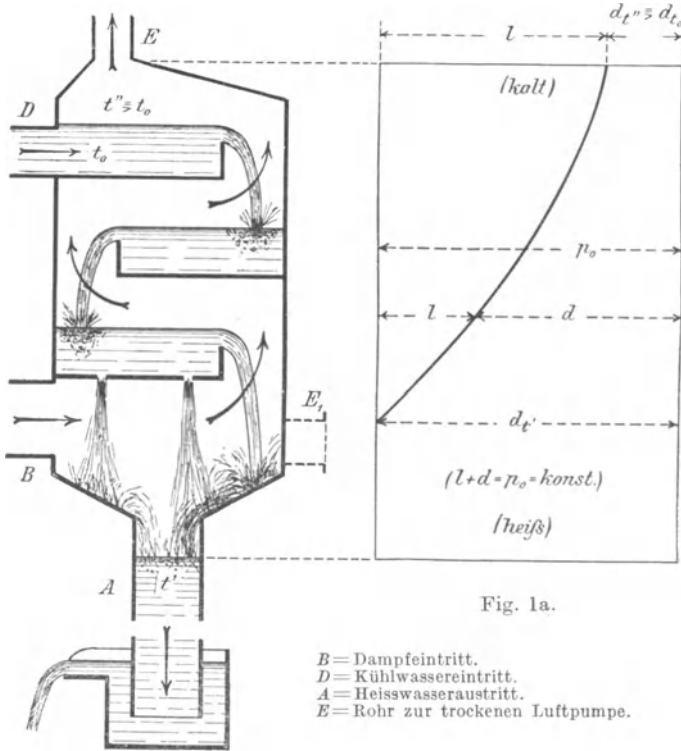


Fig. 1. Gegenstromkondensator.

tretenden kalten Wassers das Gasgemenge am kältesten ist. Das nennen wir einen Gegenstromkondensator, siehe Fig. 1. Ein solcher ist nur dann möglich, wenn die Luftausfuhr aus dem Kondensator getrennt von der Heißwasserabfuhr bewirkt wird, während dort, wo die Luft zusammen mit dem Heißwasser (also mit gewöhnlicher nasser Kondensatorluftpumpe) aus dem Kondensator geschafft wird, ein solcher Gegenstrom sich von selbst ausschließt, und die Kondensation — der Übergang der Wärme der Dämpfe an das Kühlwasser mit Änderung des Aggregatzustandes der erstern — nach Parallelstrom vor sich geht. Das letztere wäre auch der Fall, wenn zwar — wie in Fig. 1 — die Heißwasserausfuhr *A* von der Luftausfuhr *E* getrennt bliebe, wenn aber die Luftpumpe unten aus dem heißen Teile des Kondensators — etwa bei *E*₁ — ihr Gasgemenge absaugen würde. Solche Parallel-

stromkondensatoren, auch mit trockener Luftpumpe, Fig. 2, findet man noch häufig für die Verdampfapparate von Zuckerfabriken angewendet. — Endlich ist es noch notwendig zur Erfüllung aller Bedingungen für Kondensation mit Gegenstrom, daß die kalt abgesogene und damit vom Dampf möglichst befreite Luft auch so bleibe bis in die Luftpumpe hinein, nicht etwa, daß die kalt abgeschiedene Luft nachher wieder in eine gemeinsame Pumpe geführt wird, die auch das heiße Wasser unten aus dem Kondensator aufnimmt, wobei sich die Luft nicht nur wieder erwärmen würde, was wenig zu bedeuten hätte, sondern wobei sie sofort die im Gegenstromkondensator richtig aus ihr ausgeschiedenen Wasserdämpfe wieder aufnehmen würde, worauf sie wieder nur in verdünntem, statt in dichtem Zustande in die Pumpe gelangen würde. Wir werden am passenden Orte auf solch verfehlte Konstruktion noch hinweisen.

Ein Beispiel mit Zahlenwerten, wie sie in der Praxis vorkommen, soll die sehr verschiedene Wirkungsweise der beiden Kondensationsarten nach „Gegenstrom“ und nach „Parallelstrom“ zeigen.

Man habe Kühlwasser von $t_0 = 20^\circ$ und gebe so viel davon bei, daß die Temperatur des Heißwassers $t' = 40^\circ$ werde; dabei zeige das Vakuummeter am Kondensator einen Gesamtdruck von $p_0 = 0,12$ Atm. abs.

Hat man es nun

a) mit Parallelstromkondensation zu tun, als welche wir einen gewöhnlichen Kondensator mit Naßluftpumpe voraussetzen wollen, so hat das Gasgemenge hinter dem Kolben der Luftpumpe während ihres Saugens — abgesehen von kleinen Differenzen wegen Widerstands der Ventile, Reibung u. dergl. — natürlich auch den Kondensatordruck $p_0 = 0,12$ Atm. Da aber auch Wasser, und zwar warmes Wasser von $t' = 40^\circ$ in die gleiche Pumpe eintritt, so ist jedenfalls auch gesättigter Dampf aus diesem Wasser in dem Gasgemenge vorhanden, und beträgt dessen Druck nach Regnaults Dampftabellen (s. hinten) für sich allein $d_{t'} = d_{40^\circ} = 0,07$ Atm. Für den Luftdruck in dem Gasgemenge der Pumpe bleibt sonach nur ein Druck von

$$l = p_0 - d_{t'} = 0,12 - 0,07 = 0,05 \text{ Atm.}$$

übrig. Wir saugen also die Luft in sehr verdünntem Zustande ab; damit wir genügend Luft absaugen, nämlich pro Zeiteinheit

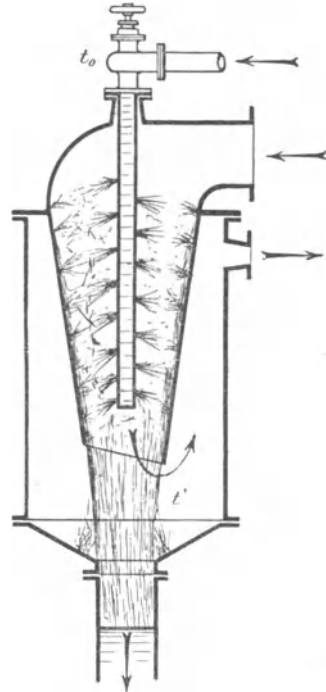


Fig. 2.
Parallelstromkondensator.

gerade so viel als pro dieselbe Zeiteinheit in den Kondensator eintritt, muß die Luftpumpe recht groß sein. Oder mit anderen Worten, weil an dem Orte, wo man bei Parallelstrom die Luft aus dem Kondensator absaugt, warmes Wasser vorhanden ist, so muß man dort nutzlos eine Menge Dampf mit absaugen, in welchem die zu entfernende Luft, auf welche es doch einzig und allein abgesehen ist, aufgelöst sich findet.

Haben wir aber

b) einen Gegenstromkondensator (Fig. 1), so ist oben, wo das Kühlwasser eintritt, und wo die trockene Luftpumpe ihr Gasgemenge absaugt, der kühlfte Ort im Kondensator; es wird sich daher dort oben der Dampf bis auf einen geringen Rest kräftig niederschlagen; dadurch will aber dort der Druck abnehmen; es entsteht also eine lebhaftete Strömung des untern Gasgemenges dorthin, aus dem sich der Dampf immer wieder kondensiert, so daß schließlich die Luft dort oben so dicht ist, daß sie allein schon nahezu den vollen Gesamtdruck p_0 ausübt, der natürlich allerorts im Kondensator der gleiche ist.

In einem Gegenstromkondensator konzentriert sich also die schädliche Luft nach oben, wo sie in konzentriertem Zustande von der trockenen Luftpumpe weggeholt wird, während der Dampf nach unten gedrängt wird; wir haben in dem Gegenstromkondensator:

unten, beim Dampfeintritt, wo es heiß ist: dichter Dampf
 + dünne (event. gar keine) Luft = Gesamtdruck p_0 ; und
 oben, beim Eintritt des Kühlwassers, wo es kalt ist: dünner
 Dampf + dichte Luft = demselben Gesamtdruck p_0 ,

wie das schematisch auch in dem Druckdiagramm Fig. 1a versinnbildlicht ist.

Offenbar kann man die Einrichtung des Gegenstromkondensators durch zweckmäßige Zerteilung des Kühlwassers, durch welches hindurch oder an welchem vorbei sich das Gasgemenge winden muß, immer so machen, daß die Temperatur t'' jenes Gasgemenges oben im Kondensator nur wenige Grad höher bleibt als die Temperatur t_0 des eintretenden Kühlwassers. Angenommen in unserem Falle, wo $t_0 = 20^\circ$, sei jene Temperatur $t'' = 25^\circ$. Dem entspricht ein Dampfdruck von $d_{t''} = 0,03$ Atm. Da wir sonst nichts geändert haben, wird der Gesamtdruck im Kondensator derselbe geblieben sein wie vorhin, d. h. wieder $p_0 = 0,12$ Atm. Also bleibt jetzt für die Luft im oberen Teile des Kondensators, von wo aus die Luftpumpe ihr Gasgemisch absaugt, ein Druck l übrig von

$$l = p_0 - d_{t''} = 0,12 - 0,03 = 0,09 \text{ Atm.}$$

Die Luft ist also im oberen kühlen Teile des Gegenstromkondensators in einem $\frac{0,09}{0,05} = 1,80$ mal dichtern Zustande vorhanden als bei Parallelstrom; die Luftpumpe saugt also bei Gegenstrom ihre Luft in diesem 1,80 mal dichtern Zustande aus dem Kondensator ab; ihr Hubvolumen braucht also nur das $\frac{1}{1,80} = 0,56$ fache desjenigen der nassen Luft-

pumpe bei Parallelstrom zu sein, das auf Förderung der Luft verwendet wird.

Weil nun außerdem bei Gegenstrom in unserm Beispiel die Luft mit $t'' = 25^{\circ}$, bei Parallelstrom aber mit $t' = 40^{\circ}$ abgesogen wird, vermindert sich das abzusaugende Volumen im erstern Falle noch etwas, nämlich im Verhältnis der absoluten Temperaturen $\frac{T''}{T'} = \frac{273 + 25}{273 + 40} = 0,95$, so daß schließlich das Hubvolumen der reinen Luftpumpe bei Gegenstrom nur $0,95 \cdot 0,56 = 0,53$ desjenigen bei Parallelstrom zu sein braucht. In dieser zweiten, geringfügigeren Volumenverminderung der Luftpumpe durch größere Abkühlung der Luft allein hat man früher den Vorteil der Gegenstromkondensation gesehen, und meinen noch heute viele, er liege nur darin, und sehen alle diese den Wald vor lauter Bäumen nicht. Wir aber werden bei Vergleichung von Parallel- und Gegenstrom im folgenden, — um einfache, leicht zu übersehende Formeln zu erhalten — auf diese sekundäre kleine Volumverminderung (in unserm Beispiel von 3 %) der Luftpumpe durch Temperaturerniedrigung der angesaugten Luft nicht einmal Rücksicht nehmen und nur die große Volumverminderung der Luftpumpe (in unserm Beispiel von 44 %) infolge Niederschlagung des Dampfes aus dem angesaugten Gasgemenge in Rechnung ziehen.

Wenn so das Hubvolumen pro Zeiteinheit unserer trockenen Luftpumpe bei Gegenstrom nur etwa halb so groß ist, so ist auch die von ihr zu leistende Arbeit nur halb so groß, indem — wenigstens bei trockenen Luftpumpen — diese Arbeit dem pro Zeiteinheit abzusaugenden und zu komprimierenden Gasgemenge direkt proportional ist.

Das ist der eine grundsätzliche Vorteil von Gegenstromkondensation gegenüber Parallelstromkondensation: ganz bedeutend kleinere Luftpumpe und ganz bedeutend verminderte Betriebsarbeit für dieselbe.

Nun kommen wir zum andern grundsätzlichen Vorteil des Gegenstromes über den Parallelstrom: die durch erstern bewirkte Kühlwasserersparnis.

Bei Parallelstromkondensation, und zwar gleichgültig ob mit trockener oder nasser Luftpumpe, wird das Gasgemenge an dem Orte abgesogen, wo das heiße Wasser aus dem Kondensator tritt. Jenes Gasgemenge hat die Temperatur t' des abgehenden heißen Wassers und einen Gesamtdruck $p_0 = d + l$ (Dampf- plus Luftdruck), wobei der Dampfdruck d eben der Druck gesättigten Wasserdampfes von der Temperatur t' ist. Da der Luftdruck l an jener Stelle, wo das Gasgemenge abgesogen wird, selbstverständlich immer eine gewisse positive Größe hat, so folgt, daß der Dampfdruck d des ablaufenden heißen Wassers für sich allein notwendig kleiner sein muß als der Gesamtdruck p_0 . Es muß also die Temperatur t' des ablaufenden heißen Wassers immer unter derjenigen bleiben, die dem Druck p_0 oder, wie man sagt, dem „Vakuum“ entsprechen würde. Herrscht — wie im letzten Beispiel — in dem Parallelstromkondensator ein Gesamtdruck von $p_0 = 0,12$ Atm., so würde diesem Druck eine Dampftemperatur, also auch eine Tempe-

ratur des ablaufenden heißen Wassers von 50° entsprechen. So warm kann aber hierbei das ablaufende Heißwasser nicht werden; denn seine Dämpfe würden allein schon den Gesamtdruck $p_0 = 0,12$ Atm. ausüben, für die Luft bliebe nichts mehr übrig. Das Kühlwasser darf und kann sich nicht bis auf die dem Vakuum entsprechende Temperatur (50°) erwärmen, sondern nur auf eine niedrigere Temperatur (z. B. 40°), damit der Druck seiner Dämpfe ($d_{40^{\circ}} = d_{40^{\circ}} = 0,07$ Atm.) kleiner bleibe, nur einen Teil des Gesamtdruckes ($p_0 = 0,12$ Atm.) ausmache, dem Druck der Luft den andern Teil ($l = 0,05$) überlassend.

Ganz anders bei Gegenstrom:

Hier wird aus dem untern Teile des Kondensators, wo das warme Wasser ihn verläßt, die Luft nach oben verdrängt (s. Fig. 1 und die Entwicklung dazu), und wenn die Luftpumpe nur eine bestimmte, in einem folgenden Abschnitte zu berechnende Leistung hat, so wird die Luft vollständig aus dem untersten Teile des Kondensators verdrängt; es ist also dort der Luftdruck $l = 0$ geworden, und der Gesamtdruck p_0 besteht lediglich nur aus dem Dampfdruck $d_{40^{\circ}}$ des ablaufenden heißen Wassers. Also kann sich hier im untersten Teile des Kondensators das ablaufende Wasser bis vollständig auf die Temperatur gesättigten Wasserdampfes erwärmen, die dem Gesamtdruck p_0 (dem „Vakuum“) im Kondensator entspricht (was bei Parallelstrom eben physikalisch unmöglich ist, indem der Dampfdruck dort nur einen Teil des Gesamtdruckes ausmachen darf, um der dort mitanwesenden Luft den andern zu überlassen); und es erwärmt sich auch tatsächlich bis auf jene Temperatur, weil jedes Wasserteilchen, unmittelbar bevor es aus dem Kondensator abgeht, noch mit den eben anlangenden heißesten Dämpfen in Berührung kommt, die ihre große aufgespeicherte Verdampfungswärme (latente Wärme) sehr energisch an das Wasser abzugeben bestrebt sind. Wenn sich aber das Kühlwasser bis völlig auf die dem Vakuum entsprechende Temperatur erwärmt, so ist es klar, daß dabei die Kälte des Kühlwassers vollständig ausgenützt wird, daß man also weniger davon braucht. Wie bedeutend diese Ersparnis ist, werden wir im nächsten Abschnitt sehen.

Brauchen wir aber weniger Wasser, so bedarf dessen Förderung in den Kondensator hinein oder aus demselben hinaus oder für beides auch entsprechend weniger Arbeit und entsprechend kleinere Pumpen; also wiederum Ersparnis an Anlagekosten und Betriebsarbeit bei Gegenstrom.

Bei einer richtig angelegten und richtig geführten Gegenstromkondensation hat man die Umdrehzahl der Luftpumpe so lange zu vergrößern, bis das Vakuummeter völlig auf den Druck p_0 gesunken ist, welcher der an einem Thermometer abzulesenden Temperatur t' des ablaufenden Warmwassers entspricht. Die Luftpumpe noch schneller laufen zu lassen, um ein noch größeres Vakuum zu erhalten, hat keinen Zweck, indem natürlich das Vakuum nicht höher steigen, der Druck p_0 nicht tiefer sinken kann als auf den Druck $d_{40^{\circ}}$ des gesättigten Wasserdampfes von der Temperatur t' des ablaufenden warmen Wassers. Wünscht man ein noch höheres Vakuum als das so erreichte, so muß

man mehr Kühlwasser zugeben; dadurch sinkt die Temperatur t' des Warmwassers; und nun steigert man die Tourenzahl der Luftpumpe wieder so lange, bis man das dieser neuen, erniedrigten Temperatur t' entsprechende höhere Vakuum erreicht. So kann man bei Gegenstromkondensation das überhaupt physikalisch mögliche Vakuum auch tatsächlich erreichen ¹⁾).

2. Kühlwasserbedarf.

Mischt man 1 kg Dampf von t Grad mit n kg Wasser von t_0 Grad, sodaß der Dampf kondensiert, so erhält man $(1 + n)$ kg Wasser von einer Temperatur t' , in welchem sich die Wärme des einen kg — trocken gesättigt vorausgesetzten — Dampfes (= $606,5 + 0,305 t$ Wärme-einheiten, von 0^0 aus gerechnet, nach Regnault) und die Wärme der n kg Wasser ($n \cdot t_0$ Wärme-einheiten, ebenfalls von 0^0 aus gerechnet) wiederfinden muß; d. h. es muß sein:

$$\text{Dampfwärme} + \text{Kühlwasserwärme} = \text{Gemischwärme}$$

$$606,5 + 0,305 \cdot t + n \cdot t_0 = (1 + n) \cdot t'$$

und hieraus das Verhältnis vom Gewicht des verwendeten Wassers zum Gewicht des kondensierten Dampfes oder kurz das „Kühlwasser-verhältnis“:

$$n = \frac{606,5 + 0,305 t - t'}{t' - t_0}$$

Diese Formel, welche ganz allgemein bei Mischung von Wasser mit Wasserdampf gilt, ob die Mischung unter Luftdruck oder im Vakuum, ob in einem Kondensator oder sonstwo vor sich geht, ist in dieser Form speziell für die Berechnung des Kühlwasserverhältnisses bei Kondensation nicht verwendbar, indem die Temperatur t der Dämpfe vor Eintritt in den Kondensator meistens nicht genau bekannt ist. Nun hängt aber der Wert n in obiger Gleichung hauptsächlich von dem stark veränderlichen Wert $t' - t_0$ des Nenners ab, und im Zähler ist die Gesamtwärme $606,5 + 0,305 t$ solcher Dämpfe, wie sie einem Kondensator zuströmen, nur wenig veränderlich: sie ist z. B. = 634 für $t = 90^0$ und = 616 für $t = 30^0$, was wohl die weitesten Grenzen sind, innerhalb deren die Temperaturen von zu kondensierenden Dämpfen auseinanderliegen. Somit darf man für jene Gesamtwärme pro kg Dampf einen Mittelwert setzen, etwa $\frac{634 + 616}{2} = 625$, womit obige Gleichung in die für jede Art von Mischkondensation brauchbare Form übergeht:

$$n = \frac{625 - t'}{t' - t_0} \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ Den Vakuummeter-Fabrikanten wäre zu empfehlen, auf die Zifferblätter ihrer Instrumente nicht nur die Vakuumgrade zu schreiben, sondern zudem noch die Temperaturen des gesättigten Wasserdampfes vom entsprechenden Druck, damit man bei den Größen, Höhe des Vakuums und mögliche Temperatur des Warmwassers, zusammen ablesen könnte.

Diese Art Formel (1) findet sich meistens bei Kondensationsberechnungen angewendet, wobei die einen die mittlere Gesamtwärme des Dampfes zu 620 (Grashof), andere zu 630 („Hütte“) annehmen, was gegenüber unserm Werte von 625 nur ganz geringfügige Unterschiede von n ergibt.

Wir können aber statt der Näherungsformel (1) eine noch einfachere mit ebenso großer Annäherung ableiten:

Gegenüber der „Verdampfungswärme“ (der „latenten“ Wärme), der Wärmemenge also, die 1 kg Dampf mehr hat als 1 kg Wasser von derselben Temperatur, ist die Wärmemenge, die 1 kg Dampf mehr hat, wenn es als Dampf einige Grade wärmer ist, verschwindend klein. Man entfernt sich also von dem Tatsächlichen nur sehr wenig, wenn man annimmt, der Dampf, der vorher vielleicht einige Grade wärmer war, habe sich bis zu seinem Eintritt in den Kondensator gerade auf die Temperatur t' abgekühlt, auf die er in demselben das Kühlwasser erwärmt. Dann hat man einfach die Wärmeleichung:

$$\left. \begin{array}{l} \text{abgegebene Verdampfungswärme} \\ r \text{ von 1 kg Dampf von } t' \text{ Grad} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Wärmezunahme von } n \text{ kg Wasser} \\ \text{von } t_0 \text{ auf } t' \text{ Grad} \end{array} \right.$$

d. h. $r = n \cdot (t' - t_0).$

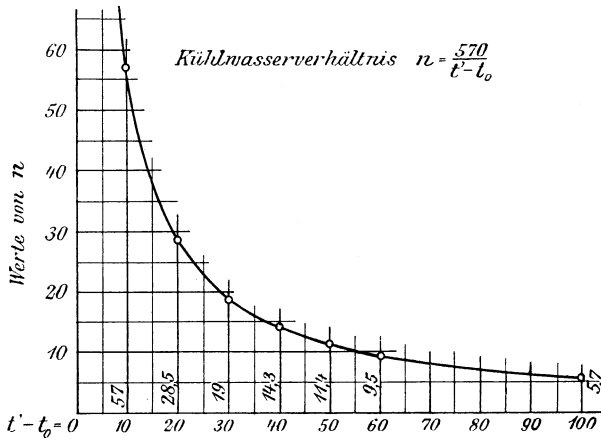


Fig. 3.

Die Verdampfungswärme r findet sich aber aus der Gesamtwärme, indem man die Flüssigkeitswärme abzieht, d. h. es ist

$$r = 606,5 + 0,305 t' - t' = 606,5 - 0,695 t'$$

wofür Clausius setzt:

$$r = 607 - 0,7 t'$$

also wird obige Wärmeleichung

$$r = 607 - 0,7 t' = n \cdot (t' - t_0)$$

woraus das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{r}{t' - t_0} = \frac{607 - 0,7 t'}{t' - t_0} \dots \dots \dots (2)$$

t' schwankt nun bei Kondensation höchstens etwa zwischen 30° und 75° ; die Verdampfungswärme $r = 607 - 0,7 t'$ also höchstens etwa zwischen 586 und 554 W.E., sie ist also im Mittel $r_{mitt.} = \frac{586 + 554}{2} = 570$ W.E., und damit geht unsere Gleichung (2) für das Kühlwasser- verhältnis n in die einfache Form über

$$n = \frac{570}{t' - t_0} \dots \dots \dots (3)$$

Danach sind die Werte von n für die verschiedenen Temperaturdiffe- renzen ($t' - t_0$) berechnet und in beistehendem Schaubild Fig. 3 auf- getragen.

In der folgenden Tabelle geben wir die Werte des Kühlwasser- verhältnisses n , und zwar n_1 , n_2 und n_3 nach den drei Formeln (1), (2) und (3) für eine Folge von Kühlwassertemperaturen t_0 und eine Folge von Heißwassertemperaturen t' ausgerechnet:

Kühlwasserverhältnis n nach Formeln (1), (2) und (3).

$t' =$		40°	50°	60°	70°
$t_0 = 10^\circ$	$n_1 =$	19,5	14,4	11,3	9,25
	$n_2 =$	19,3	14,3	11,3	9,3
	$n_3 =$	19	14,3	11,4	9,5
$t_0 = 20^\circ$	$n_1 =$	29,3	19,2	14,1	11,1
	$n_2 =$	29	19,1	14,1	11,2
	$n_3 =$	28,5	19	14,3	11,4
$t_0 = 30^\circ$	$n_1 =$	58,5	28,8	18,8	13,9
	$n_2 =$	57,9	28,6	18,8	14
	$n_3 =$	57	28,5	19	14,3
$t_0 = 40^\circ$	$n_1 =$	∞	57,5	28,2	18,5
	$n_2 =$	∞	57,2	28,2	18,6
	$n_3 =$	∞	57	28,5	19
$t_0 = 50^\circ$	$n_1 =$	—	∞	56,5	27,8
	$n_2 =$	—	∞	56,5	27,9
	$n_3 =$	—	∞	57	28,5

Wie man sieht, weichen die Werte der Formel (3) nur äußerst wenig von den Werten der komplizierteren Formeln (1) und (2) ab, und wir werden in der Folge immer diese einfache Formel (3) anwenden, die durchaus nicht nur eine „empirische Zahlenformel“, sondern die in der Natur der Sache begründet ist, wonach man bei Kondensationsdämpfen mit ihren innerhalb so enger Grenzen liegenden Temperaturen für deren Verdampfungswärme r den konstanten Mittelwert

$$r_{mitt.} = 570 \text{ W. E. } \dots \dots \dots (4)$$

annehmen darf, den wir durchgehends — nicht nur hier bei Besprechung des Kühlwasserverhältnisses n — beibehalten werden, und womit sich

höchst klare Beziehungen für den Übergang der Dampfwärme in das Wasser und umgekehrt ergeben. — Nach Formel (3) erwärmt eine gegebene Menge von Kilogrammen Dampf eine gegebene Menge Kühlwasser um eine bestimmte Anzahl Grade ($t' - t_0$), und zwar gleichgültig, welches die ursprüngliche Temperatur t_0 des Kühlwassers war. Wenn also eine gewisse Dampfmenge eine gewisse Wassermenge von z. B. 20° auf 35° erwärmt, so würde sie die gleiche Wassermenge auch z. B. von 30° auf 45° oder von 50° auf 65° erwärmen.

Die Kühlwassermenge W in Kilogrammen oder Litern per Minute, um per Minute D kg Dampf zu kondensieren, wenn das Kühlwasser die Temperatur t_0 hatte und sich dabei auf t' erwärmen darf, ergibt sich somit zu

$$W = n \cdot D = \frac{570}{t' - t_0} \cdot D \quad \dots \quad (5)$$

Um also z. B. per Minute 500 kg Dampf mit Kühlwasser von 20° zu kondensieren, wenn sich letzteres dabei auf 45° erwärmen darf, braucht es

$$W = \frac{570}{45 - 20} \cdot 500 = 22,8 \cdot 500 = 11400 \text{ l} =$$

11,4 cbm Wasser per Min.

Umgekehrt, ist das Kühlwasserverhältnis n gegeben, so findet sich die Temperatur des erwärmten Wassers aus Gl. (3)

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 \quad \dots \quad (6)$$

Hätte man also in einem Falle das $n = 20$ fache Kühlwassergewicht gegenüber dem zu kondensierenden Dampfgewicht, so würde die Temperatur des Warmwassers werden

$$t' = \frac{570}{20} + t_0 = 28,5 + t_0$$

und wäre die Temperatur des Kühlwassers

$$t_0 = 20 \qquad 30 \qquad 40^\circ \text{ gewesen,}$$

so würde die Temperatur des Warmwassers

$$t' = 48,5 \qquad 58,5 \qquad 68,5^\circ \text{ sein.}$$

Mißt man an irgend einer in Betrieb befindlichen Mischkondensation — gleichgültig, ob sie nach Parallel- oder Gegenstrom arbeitet — nur die beiden Temperaturen t_0 und t' des eintretenden und des austretenden Kühlwassers, so hat man aus Gl. (3) sofort das Verhältnis des augenblicklich pro Zeiteinheit in den Kondensator eintretenden Kühlwassers zu der ihm pro dieselbe Zeiteinheit zufließenden Dampfmenge, ohne daß man nötig hätte, die absoluten Größen der Kühlwassermenge und der Dampfmenge selber je für sich allein zu kennen. Hätte man z. B. in einem Falle

$$t_0 = 18^\circ \text{ und } t' = 39^\circ$$

gemessen, womit nach Gl. (3)

$$n = \frac{570}{39 - 18} = 27$$

würde, so wüßte man, daß nun auf jedes kg Dampf 27 kg oder l Wasser

in den Kondensator treten. — Und mißt man außerdem noch die in den Kondensator eintretende Wassermenge $W = n \cdot D$ oder die aus demselben austretende Wassermenge $W + D = n D + D = (n + 1) \cdot D$, was durch Auffangen des Wassers in Eichgefäßen oder bei größeren Anlagen mittels Überfalles meistens leicht möglich ist, so hat man sofort auch noch die in den Kondensator kommende Dampfmenge

$$D = \frac{W}{n}, \dots \dots \dots (7)$$

wenn man die eintretende Wassermenge W gemessen, und

$$D = \frac{W + D}{n + 1}, \dots \dots \dots (8)$$

wenn man die austretende Wassermenge $W + D$ gemessen hat. Hätte man also in obigem Beispiele ($t_0 = 18^\circ$ und $t' = 39^\circ$, also $n = 27$) auch noch die pro Minute eintretende Kühlwassermenge z. B. zu $W = 5400$ kg oder l (oder die austretende Kühlwassermenge zu $W + D = 5600$ l) gemessen, so wäre die pro Minute dem Kondensator zugeführte Dampfmenge

$$D = \frac{W}{n} = \frac{5400}{27} = 200 \text{ kg (bzw. } = \frac{W + D}{n + 1} = \frac{5600}{28} = 200 \text{ kg)}$$

Dies bietet ein bequemes, bei größeren Zentralanlagen mit stark wechselndem Dampfverbrauch der angeschlossenen Maschinen (z. B. Walzwerkbetrieb, elektrische Maschinen für Straßenbahnen usw.) wohl das einzige Mittel, um jeweilen sofort die zur Kondensation kommende Dampfmenge bestimmen zu können. Läßt man dann den verwendeten Überfall ein für allemal stehen und rechnet sich eine Tabelle der pro Minute bei den verschiedenen Überfallhöhen h überfallenden Wassermenge aus, so bedarf es nur der Ablesung der drei Größen t_0 , t' und h , um mittels der Gl. (3) das Kühlwasserverhältnis n und dann mittels Gl. (7) bzw. (8) sofort den augenblicklichen Dampfverbrauch der angeschlossenen Maschinen angeben zu können.

Freilich ist dabei vorausgesetzt, der Dampf komme „trocken“ im Kondensator an. Das mag der Fall sein, wenn es sich um die Kondensation der Dämpfe von Vakuumverdampfapparaten in chemischen und Zuckerfabriken handelt. Indem in jenen Verdampfapparaten nicht reines Wasser, sondern wäßrige Lösungen von festen Stoffen eingedampft werden, welche Lösungen immer eine höhere Siedetemperatur als das reine Wasser haben, ist hier der sich entwickelnde Dampf etwas überhitzt. Wenn dann die Verdampfapparate nicht übermäßig angestrengt werden, so daß nur äußerst wenig flüssiges Wasser mit dem Dampf mitgerissen wird, so mag jene Überhitzungswärme genügen, das wenige mitgerissene Wasser nachzuverdampfen und auch noch die äußere Abkühlung der — hier meist kurzen — Abdampfleitung bis zum Kondensator hin aufzunehmen und so den Abdampf in „trocken gesättigtem“ Zustande in den Kondensator gelangen zu lassen.

Etwas anderes ist es, wenn es sich um Kondensation von Dampfmaschinen handelt. Am Ende der Expansion ist der Dampf in den

Zylindern, die an die Kondensation angeschlossen sind, immer feucht. Würde man also in jenen Zylindern bis auf die Kondensatorspannung herab, im Diagramm Fig. 4 bis in die Spitze *C* hinaus expandieren, so wäre der Abdampf unter allen Umständen im Zylinder schon feucht. Nun expandiert man allerdings in den Zylindern, die ihren Dampf dem Kondensator abgeben, nicht bis in die Diagrammspitze *C* hinaus, sondern nur etwa bis zum Punkte *A*, so daß man am Ende der Expansion einen „Spannungsabfall“ *A—B* hat, bei dem eine gewisse Wärmemenge frei wird, die, wäre der Dampf bei

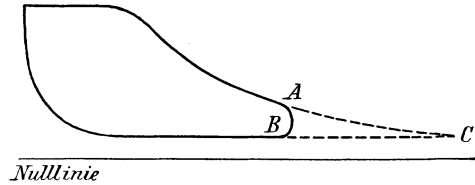


Fig. 4.

A gerade trocken, ihn bei *B* überhitzt erscheinen lassen würde, und die ihn, wenn er bei *A* feucht war, bei *B* weniger feucht macht. Doch genügt die bei dem Spannungsabfall *A—B* frei werdende Wärmemenge meistens nicht, um den Dampf beim Abgang aus dem Dampfzylinder zu trocknen und ihn auch noch in den — öfter langen — Abdampfleitungen trocken zu halten, so daß man bei Dampfmaschinen-Kondensationen immer „feuchten“ Dampf zu kondensieren hat. Sind nun in *D* kg solchen Dampfes *x* · *D* kg reiner Dampf, also *D* — *x* *D* = (1 — *x*) · *D* kg Wasser enthalten, so daß nur noch *x* *D* kg Dampf zu kondensieren bleiben, so braucht 1 kg solchen feuchten Dampfes auch nur *x* · *n* kg Kühlwasser, wenn 1 kg trockener Dampf *n* kg braucht. Bezeichnen wir nun das bei feuchtem Dampfe notwendige Kühlwasserverhältnis mit *n*_{feucht} oder *n*_f, während *n* für trockenen Dampf gilt und aus Gl. (3) zu berechnen ist, so haben wir

$$n_f = x \cdot n = x \cdot \frac{570}{t' - t_0} \quad \dots \quad (9)$$

Damit gehen die für trockenen Dampf aufgestellten Gl. (7) und (8) über in die für feuchten Dampf gültigen:

$$D_f = \frac{W}{n_f}, \text{ wenn die eintretende Wassermenge, und } \dots \quad (10)$$

$$D_f = \frac{W + D_f}{n_f + 1}, \text{ wenn die austretende Wassermenge gemessen wurde.} \quad (11)$$

Hätte man also wieder — wie in vorigem Beispiel — die Kühlwassertemperatur *t*₀ = 18°, die Temperatur des aus dem Kondensator austretenden Warmwassers *t*' = 39° gemessen, wäre aber der zu kondensierende Dampf derart feucht, daß 100 kg desselben 10 kg Wasser enthielten, d. h. wäre *x* = 0,90, so würde nun das Kühlwasserverhältnis nach Gl. (9):

$$n_f = 0,90 \cdot \frac{570}{39 - 18} = 0,90 \cdot 27 = 24$$

und hätte man auch wieder die pro Minute eintretende Kühlwassermenge zu *W* = 5400 l oder die austretende Wassermenge zu *W* + *D*_f

= 5625 l gemessen, so wäre nun die pro Minute dem Kondensator zuströmende Menge feuchten Dampfes nach Gl. (10) bzw. (11):

$$D_f = \frac{5400}{24} = 225 \text{ kg (bzw. } = \frac{5625}{25} = \text{ebenfalls } 225 \text{ kg)}$$

statt 200 kg, wenn der Dampf trocken gewesen wäre. — Für die Annahme des Wassergehaltes $(1 - x)$ des Dampfes ist man bei solchen Bestimmungen des Dampfverbrauches aus Messungen der beiden Temperaturen t_0 und t' und der Wassermenge W freilich nur auf „Schätzung“ angewiesen. Schätzt man aber jenen Gehalt vielleicht zu 0,05 bei kurzen, bis 0,15 bei sehr langen Abdampfleitungen, also $x = 0,95$ bis 0,85, so wird man der Wahrheit wenigstens nahe gekommen sein, näher jedenfalls, als wenn man den Feuchtigkeitsgehalt gar nicht berücksichtigt.

Handelt es sich aber nur um die Bestimmung der zur Kondensation nötigen Kühlwassermenge, so nimmt man an, der Dampf sei nicht schon teilweise kondensiert, sondern noch völlig trocken, wendet also die unveränderte Gl. (3) an, mit der man dann für feuchten Dampf eine etwas größere Kühlwassermenge erhält, als unbedingt nötig wäre, was aber die Sicherheit der Kondensationsanlage nur erhöht.

Alles, was wir bis jetzt in Abschnitt 2 gesagt haben, gilt sowohl für Parallel- als für Gegenstromkondensation. Nun kommen wir auf den Unterschied dieser beiden Kondensationsarten in bezug auf den Kühlwasserbedarf: Wir haben in Abschnitt 1 gesehen, daß bei Gegenstrom das Kühlwasser sich vollständig bis auf die Temperatur gesättigten Wasserdampfes erwärmen kann, die dem Kondensatordruck p_0 — dem Vakuum — entspricht, während das bei Parallelstrom physikalisch unmöglich ist; bei Gegenstrom wird also die Kälte des Kühlwassers vollständig ausgenützt, bei Parallelstrom nur mangelhaft; die dadurch bewirkte Kühlwasserersparnis bei ersterem ergibt sich durch folgende Betrachtung:

Wenn in dem Zahlenbeispiele des Abschnittes 1 das Kühlwasser von $t_0 = 20^\circ$ im Kondensator sich auf $t' = 40^\circ$ erwärmte, so hat man — gleichgültig ob das nun in einem Parallel- oder einem Gegenstromkondensator geschehen — nach Gl. (3) tatsächlich

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{40 - 20} = 28,5 \text{ kg Wasser}$$

pro 1 kg kondensierten Dampf gebraucht.

Betrag dabei der Kondensatordruck z. B. $p_0 = 0,12$ Atm. abs. (= 67 cm Vakuummeteranzeige), wie das bei den angegebenen Wassertemperaturen bei einem Parallelstromkondensator der Fall sein kann, so ist die diesem Drucke entsprechende Temperatur gesättigten Wasserdampfes laut Dampftabelle hinten = 50° ; und auf diese Temperatur t' hätte bei gleichem Vakuum das Wasser bei Gegenstrom sich erwärmen können; man hätte hier also nur

$$n_{geg.} = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{50 - 20} = 19 \text{ kg Wasser}$$

pro 1 kg kondensierten Dampf gebraucht, d. h. nur $\frac{19}{28,5} = 0,67$ oder nur $\frac{2}{3}$ der bei Parallelstrom nötigen Wassermenge.

Liest man so bei Parallelstromkondensationen die Temperaturen t_0 und t' ab, so hat man sofort nach Gleichung (3) den Wasserverbrauch n pro kg Dampf. Liest man zugleich auch noch den Vakuumstand ab und sucht sich in der Dampftabelle die diesem entsprechende Temperatur auf, auf welche sich bei Gegenstrom das Wasser erwärmen könnte, und setzt nun diese Temperatur als t' in Gleichung (3) ein, so findet man, wie viel weniger Kühlwasser bei Gegenstrom gebraucht worden wäre unter sonst ganz gleichen Umständen, d. h. bei gleicher Temperatur des Kühlwassers und bei gleicher Höhe des Vakuums. Häufige Anstellung dieses einfachen Versuches ist — besonders für Besitzer von Parallelstromkondensationen — sehr empfehlenswert¹⁾. Freilich kann man sagen hören, daß dort, wo Kühlwasser in unbeschränkter Menge vorhanden ist, es ja nichts ausmache, wenn man mehr davon brauche. Das ist nicht richtig. Freilich kostet das Wasser selber dann nichts, und in dem Falle, daß der Kondensator sein Kühlwasser auch noch selbsttätig ansaugt, verbraucht auch dessen Hineinschaffung in den Kondensator keine Arbeitsleistung, wohl aber dessen Hinausschaffung, worauf wir in dem betreffenden Abschnitt zurückkommen werden. Außerdem sind die Anlagekosten einer Kondensation mit größerer Wassermenge höher, indem jene Kosten unter sonst gleichen Umständen hauptsächlich von der verwendeten Wassermenge abhängen.

3. Größe der Luftpumpe.

In diesem Abschnitt berechnen wir diejenige Größe der Luftpumpen, welche zur Förderung des Gasgemenges (Luft + Wasserdampf) nötig ist, und heißen das die „reine Luftpumpe“; hat man es dann mit einer nassen Luftpumpe zu tun, so muß man sie um die zu fördernde Wassermenge (Kühlwasser + Wasser des kondensierten Dampfes) größer machen.

Sehen wir von Reibung, Ventilwiderständen u. dgl. ab, so ist der Druck p_0 hinter dem Kolben der Luftpumpe, während diese aus dem Kondensator Gasgemenge ansaugt, der gleiche Druck p_0 , der auch im Kondensator selber herrscht. Wir brauchen also nur den ersteren zu berechnen, so haben wir den letzteren auch.

Der Gesamtdruck p_0 des Gasgemenges in der Saugseite des Zylinders der Luftpumpe setzt sich wieder aus den zwei Partialdrücken zusammen:

¹⁾ Es empfiehlt sich, an jeder Kondensationsanlage außer dem Vakuummeter noch zwei Thermometer eingeschraubt zu haben, an denen man die Kühlwassertemperatur t_0 und die Warmwassertemperatur t' jederzeit ablesen kann. Nur mit den drei korrespondierenden Beobachtungen dieser beiden Temperaturen t_0 und t' und dem Vakuummeterstand p_0 zusammen kann der Gang einer Kondensation beurteilt werden!

Druck l der angesogenen Luft + Druck d des gleichzeitig angesogenen Dampfes, so daß auch hier

$$p_0 = l + d \dots \dots \dots (12)$$

(wobei die Partialdrücke l und d je für sich allein gleich oder aber verschieden sein können von den Partialdrücken im Kondensator; nur die Summe $l + d$ im Kondensator ist gleich der Summe $l + d$ des Gasgemenges, wie es in die Luftpumpe eingetreten ist).

Der Dampfdruck d hängt nun, als Druck gesättigten Wasserdampfes, einfach von der Temperatur t ab, mit der das Gasgemenge in die Luftpumpe gesogen wird. Diese Temperatur kann man an einem in das Saugrohr der Luftpumpe geschraubten Thermometer ablesen und damit den Druck d des angesogenen Dampfes direkt aus den Dampftabellen (s. hinten) entnehmen. Der Partialdruck d in Gl. (12) ist also in jedem Falle bekannt und im übrigen auch, solange die Temperatur des angesogenen Gasgemenges die gleiche bleibt, konstant, mag nun die Luftpumpe größer oder kleiner sein. Wir haben also nur noch den Partialdruck l der Luft zu berechnen.

Saugt die Luftpumpe pro Minute v_0 cbm Gasgemenge vom Drucke p_0 an, so saugt sie in diesem Gasgemenge offenbar auch v_0 cbm Luft vom Drucke l an; daß in diesen v_0 cbm Luft auch noch ebensoviele cbm Dampf von der Temperatur t und dem Drucke d verteilt sich befinden, ändert hieran nichts (Daltons Gesetz). Dringen nun auf irgend welchen Wegen (durch Undichtheiten und im Wasser absorbiert gewesen) pro Minute kontinuierlich L cbm Luft von äußerer Atmosphärenspannung $p = 1$ in den Kondensator ein, so muß die Luftpumpe offenbar eine solche minutliche Ansaugeleistung v_0 haben, daß sie diese kontinuierlich zugeführte Luft auch wieder kontinuierlich abführt, denn sonst würde sich immer mehr Luft im Kondensator ansammeln, bis von einem Vakuum keine Rede mehr wäre; oder nach dem Mariotteschen Gesetze ($p \cdot v = \text{Konst.}$) muß sein:

Volumen v_0 der pro Minute aus dem Kondensator in den Luftpumpenzylinder eintretenden Luft mal deren Druck l gleich

Volumen L der pro Minute von außen in den Kondensator eingeführten oder eindringenden Luft mal deren Druck $p = 1$,

oder
$$v_0 \cdot l = L \cdot p = L \cdot 1$$

und hieraus der gesuchte Luftdruck

$$l = \frac{L}{v_0} \dots \dots \dots (13)$$

Derjenige Teil (L_w) der ganzen in den Kondensator eintretenden Luft, der im Kühlwasser absorbiert gewesen war, hatte auch dessen Temperatur t_0 gehabt und erwärmt sich nun im Kondensator auf dessen Temperatur t' , wodurch sich das Volumen dieser Luft im Verhältnis der absoluten Temperaturen $\frac{273 + t'}{273 + t_0} = \frac{T'}{T_0}$ ausdehnt, oder der nach Gl. (13) berechnete Druck auf

$$l_w = \frac{T'}{T_0} \frac{L_w}{v_0} \dots \dots \dots (13a)$$

steigt.

Der andere Teil (L_{μ}) der in den Kondensator eintretenden Luft, der durch Undichtheiten am Kondensator, Rohrleitungen usw. eindringt, hat sich aber, indem diese Luft vorher in dünnen Schichten um die heißen Wandungen jener Rohrleitungen usw. herumstand, schon vor Eintritt in den Kondensator, also noch unter dem Druck der äußern Atmosphäre, auf die Kondensatortemperatur t' erwärmt; diese Luft dehnt sich also im Kondensator und in den mit ihm verbundenen Räumen nicht mehr aus, bewirkt also keine Vergrößerung des nach Gl. (13) berechneten Luftdruckes.

Und indem nun diese letztere durch Undichtheiten eindringende Luft die im Wasser absorbierte weit (um das Fünf-, Zehn- und Mehrfache) übersteigt, dürfen wir von dem abweichenden Verhalten des kleineren Luftteiles absehen und annehmen, alle in den Kondensator eintretende Luft habe sich schon vor Eintritt in denselben bei äußerem Atmosphärendruck auf die Kondensatortemperatur t' erwärmt. Bei Parallelstromkondensation tritt die Luft auch mit dieser Temperatur t' in die Luftpumpe ein; eine Korrektur der Gl. (13) ist da also nicht erforderlich. Bei Gegenstrom dagegen kühlt sich die Luft von der Temperatur t' vor Eintritt in die Luftpumpe an dem Kühlwasser wieder ab bis nahezu auf dessen Temperatur t_0 ; wir hätten hier also den aus Gl. (13) hervorgehenden Luftdruck l noch im Verhältnis $\frac{273 + t_0}{273 + t'} = \frac{T_0}{T'}$ kleiner zu nehmen, d. h. zu setzen

$$l_{\text{geg.}} = \frac{T_0}{T'} \cdot \frac{L}{v_0} \dots \dots \dots (13b)$$

(Wäre z. B. $t_0 = 20^\circ$ und $t' = 45^\circ$, so wäre $\frac{T_0}{T'} = 0,92$.) Wie wir aber im ersten Abschnitt schon gesagt haben, wollen wir im Interesse einfacher und übersichtlicher Rechnung und Vergleichung von dieser Korrektur der Gl. (13) bei Gegenstrom absehen; die tatsächlich eintretenden Verhältnisse werden dann bei Gegenstrom einfach noch etwas günstiger als die berechneten.

Indem wir so für den Partialdruck l der Luft in dem Luftpumpenzylinder die einfache Gl. (13) bestehen lassen, die für Parallelstrom sehr annähernd genaue, für Gegenstrom etwas zu große Werte ergibt, erhalten wir nach Gl. (12) den Gesamtdruck des in die Luftpumpe eintretenden Gasgemenges, der auch gleich dem Gesamtdruck — dem Vakuum — im Kondensator ist, zu

$$p_0 = l + d = \frac{L}{v_0} + d \dots \dots \dots (14)$$

Haben wir nun einen Parallelstromkondensator, wo das angesogene Gasgemenge die Temperatur t' des abgehenden heißen Wassers hat, sei es, daß es mit nasser Luftpumpe zusammen mit dem Heißwasser von der Temperatur t' , sei es, daß es mit trockener Luft-

pumpe, aber an einem Orte aus dem Kondensator gesogen wird, wo ebenfalls die heißeste Temperatur t' herrscht, so erhalten wir ein Vakuum von

$$p_{0\text{par.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t'} \dots \dots \dots (15)$$

wo $d_{t'}$ = dem Druck gesättigten Wasserdampfes von der Temperatur t' ist.

Haben wir einen Gegenstromkondensator, wo das Gasgemenge oben aus dem Kondensator abgesaugt wird, wo das Kühlwasser von der Temperatur t_0 eintritt, und deswegen dort im Kondensator die kühllste Stelle ist, so wäre in Gl. (14) für den Dampfdruck d derjenige zu setzen, der der Kühlwassertemperatur t_0 zukommen würde, wenn sich das Gasgemenge oben vollständig bis auf die Kühlwassertemperatur t_0 abkühlen würde. Indem aber in solchem Gegenstromkondensator das Gasgemenge oben zum größten Teil aus Luft besteht, diese aber ihre Wärme nicht ganz so rasch und vollständig an das Wasser abgibt, wie unten das Wasser die Wärme des — nicht mehr mit Luft vermischten — reinen Dampfes aufnimmt, kühlt es sich nicht vollständig auf die Temperatur t_0 des Kühlwassers ab, sondern bleibt einige Grade über jener Temperatur t_0 , so daß wir mit einer Luftpumpe von v_0 cbm minutlicher Ansaugleistung bei Gegenstromkondensation nach Gl. (14) ein Vakuum erhalten von

$$p_{0\text{geg.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha} \dots \dots (16)$$

wobei $d_{t_0 + \alpha}$ der Druck gesättigten Wasserdampfes von einer Temperatur $t_0 + \alpha$ ist, die um α Grade höher ist als die Temperatur t_0 des eintretenden Kühlwassers¹⁾. Dies α hängt ab: a) von der Konstruktion

¹⁾ Aus diesen Entwicklungen geht hervor, daß alles auf den Zustand ankommt, in welchem sich das Gasgemenge schließlich hinter dem Kolben in der Luftpumpe befindet. Bei der in Fig. 5 dargestellten, seinerzeit von Herrn Schwager als „Gegenstromkondensator“ empfohlenen Vorrichtung (D = Kühlwassereintritt, B = Dampfeintritt) wird im eigentlichen Kondensatorkörper in Folge der Gegenströmung zwar ganz richtig die Luft nach oben gedrängt; indem aber dann diese oben kühl gewordene und also entdampfte Luft schließlich wieder mit dem heißen Wasser vereinigt in die gleiche, eine „nasse“ Luftpumpe geführt wird, erwärmt sie sich nicht nur an dem stark bewegten heißen

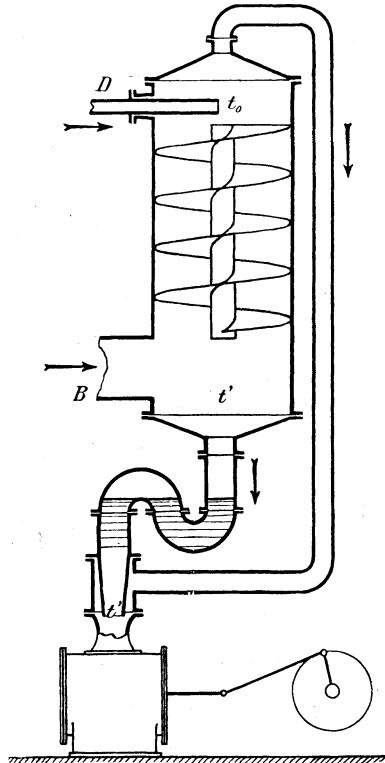


Fig. 5.

des Gegenstromkondensatorkörpers; je vollkommener darin das Gegenstromprinzip durchgeführt ist, um so kleiner wird α werden, in dieser Beziehung könnte man die Größe α die „Charakteristik“ der Gegenstromkondensation nennen; b) es hängt α aber offenbar auch noch von der Temperaturdifferenz $t' - t_0$ ab, indem für $t' - t_0 = 0$ auch $\alpha = 0$ wird, während mit wachsender Differenz $t' - t_0$ auch α zunehmen wird, jedoch in abnehmendem Maße. In Fig. 6 haben wir sechs Beobachtungen von α an verschiedenen Weisschen Gegenstromkondensationen als Ordinaten zu den zugehörigen Temperaturdifferenzen $t' - t_0$ als Abszissen aufgetragen, wonach die Funktion $\alpha = f(t' - t_0)$ etwa der punktierten Kurve entspricht. Man erkennt weiter aus dem Schaubilde

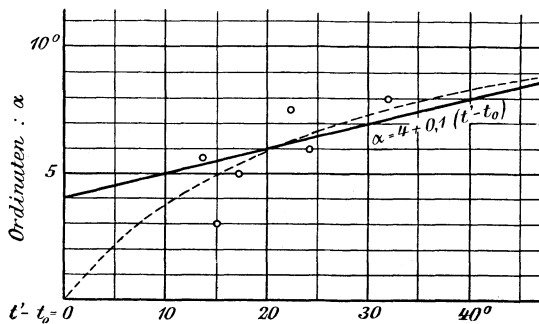


Fig. 6.

Fig. 6, daß innert den praktisch vorkommenden Grenzen von $t' - t_0$ (etwa 15° bis 50°) die Kurve annähernd durch die gerade Linie

$$\alpha = 4 + 0,1(t' - t_0) \dots \dots \dots (17)$$

ersetzt werden kann, und diese Beziehung zwischen α und $(t' - t_0)$ legen wir in den folgenden Rechnungen zugrunde. Gar zu ängstlich braucht man sich nicht an den genauen Wert von α nach dieser empirischen Formel zu halten, sondern kann α je nach der Konstruktion des Kondensatorkörpers und etwaigen anderen besonderen Umständen etwas größer oder kleiner nehmen, das macht nicht viel aus.

Wasser wieder, was allein wenig ausmachen würde, sondern sie nimmt damit den vorher aus ihr richtig ausgeschiedenen Wasserdampf wieder auf. Der Druck p_0 des Gasgemenges in der Luftpumpe setzt sich nicht aus $l + d t_0 + a$, sondern gerade wie bei der Luftpumpe eines Parallelstromkondensators aus $l + d t'$ zusammen; die ganze Vorrichtung arbeitet nach Parallelstromkondensation, und Kühlwasserbedarf W und nötige Luftpumpengröße r_0 sind nach den für Parallelstrom abgeleiteten Formeln zu berechnen. In der „Hütte“, 15., 16. und 17. Auflage, findet sich irrtümlicherweise dieser Kondensator als „Gegenstromkondensator“ aufgeführt. Auch im übrigen ist dort der Unterschied zwischen Parallel- und Gegenstromkondensator nicht richtig aufgefaßt, es heißt dort: „Die Kondensatorspannung entspricht bei Parallelstrom der gemeinsamen Endtemperatur der Kondensationsprodukte und bei Gegenstrom nahezu der Eintritts temperatur des Kühlwassers“. Es sollte heißen: Die Kondensatorspannung bleibt bei Parallelstrom stets höher, als sie der Austrittstemperatur des Kühlwassers entsprechen würde, während sie bei Gegenstrom tatsächlich bis auf den dieser Temperatur entsprechenden Druck sinken kann.

Bei jeder tatsächlich vorliegenden Kondensationsanlage sind als gegeben zu betrachten: t_0 , die Temperatur des Kühlwassers; ferner durch die Menge desselben und durch die zu kondensierende Dampfmenge auch die Temperatur t' des Heißwassers; ferner wird auch bei jeder bestimmten Kondensationsanlage die eintretende Luft L eine bestimmte sein. Also handelt es sich in Gl. (15) und (16) um die Abhängigkeit der beiden Größen p_0 und v_0 voneinander, das heißt um den Verlauf der Funktion $p_0 = f(v_0)$.

Der obere Grenzwert von p_0 ist $p_0 = 1$ Atm., indem natürlich — sowohl bei Gegenstrom als bei Parallelstrom — im Kondensator doch kein Überdruck entstehen soll; dafür wird v_0 zu einem Minimum, und zwar

$$\begin{array}{l} \text{aus Gl. (15)} \\ \text{für } p_0 = 1 \\ \text{und aus Gl. (16)} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} v_{0 \text{ min. par.}} = \frac{L}{1 - d_{t'}} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (18) \\ v_{0 \text{ min. geg.}} = \frac{L}{1 - d_{t_0 + a}} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (19) \end{array} \right.$$

Diese beiden Werte von $v_{0 \text{ min.}}$, für die der Gesamtdruck im Kondensator = 1 Atm. würde, sind in dem folgenden Schaubild Fig. 7 auch eingezeichnet.

Praktisch wichtig sind nur die untern Grenzwerte von p_0 , d. h. das erreichbare Vakuum: der unterste mögliche Grenzwert von p_0 ist der Druck $d_{t'}$, der Druck gesättigten Wasserdampfes von der Heißwassertemperatur t' ; denn es ist physikalisch unmöglich, daß in einem Raume, in welchem irgendwo Wasser von der Temperatur t' anwesend ist, der Druck unter den dieser Temperatur entsprechenden Dampfdruck sinke.

Setzt man diesen untern Grenzwert von p_0 in die Gleichungen (15) und (16) ein und rechnet die zur Erreichung dieses Grenzwertes nötige Luftpumpenleistung $v_{0 \text{ max.}}$ aus, so erhält man:

$$\begin{array}{l} \text{aus Gl. (15) für } p_0 = d_{t'} \\ \text{und aus Gl. (16)} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} v_{0 \text{ max. par.}} = \frac{\infty}{L} \quad \cdot \quad (20) \\ v_{0 \text{ max. geg.}} = \frac{\infty}{d_{t'} - d_{t_0 + a}} \quad \cdot \quad (21) \end{array} \right.$$

Das heißt

Das physikalisch mögliche Vakuum erreicht man:
bei Parallelstromkondensation erst mit unendlich großer Luftpumpe, d. h. man erreicht es überhaupt nicht, während man dasselbe bei Gegenstromkondensation mit einer Luftpumpe von endlicher, nach Gl. (21) zu berechnender Größe tatsächlich erreicht!

Der Verlauf der Funktion $p_0 = f(v_0)$ nach Gl. (15) und (16) bei Parallel- und bei Gegenstrom wird im Schaubild Fig. 7 sehr anschaulich: hierbei ist beispielsweise angenommen, es dringen pro Minute $L = 2$ cbm Luft von Atmosphärenspannung $p = 1$ in den Kondensator ein, und ist dies Luftvolumen als Strecke CD in der Höhe von 1 Atm.

über der Grundlinie AB aufgetragen. Beträgt dann die minutliche Luftpumpenleistung

$$v_0 = 0 ; 1 ; 2 ; 4 ; 10 ; 20 \dots \infty \text{ cbm}$$

so wird der Luftdruck

$$l = \frac{L}{v_0} = \frac{2}{v_0} = \infty ; 2 ; 1 ; 0,5 ; 0,2 ; 0,1 \dots 0 \text{ Atm.}$$

und zwar sowohl bei Gegenstrom wie bei Parallelstrom. Diese Luftdrücke l sind im Schaubilde als Ordinaten von der Grundlinie AB zu den Abszissen v_0 aufgetragen, und erhält man damit die Kurve $DE F$

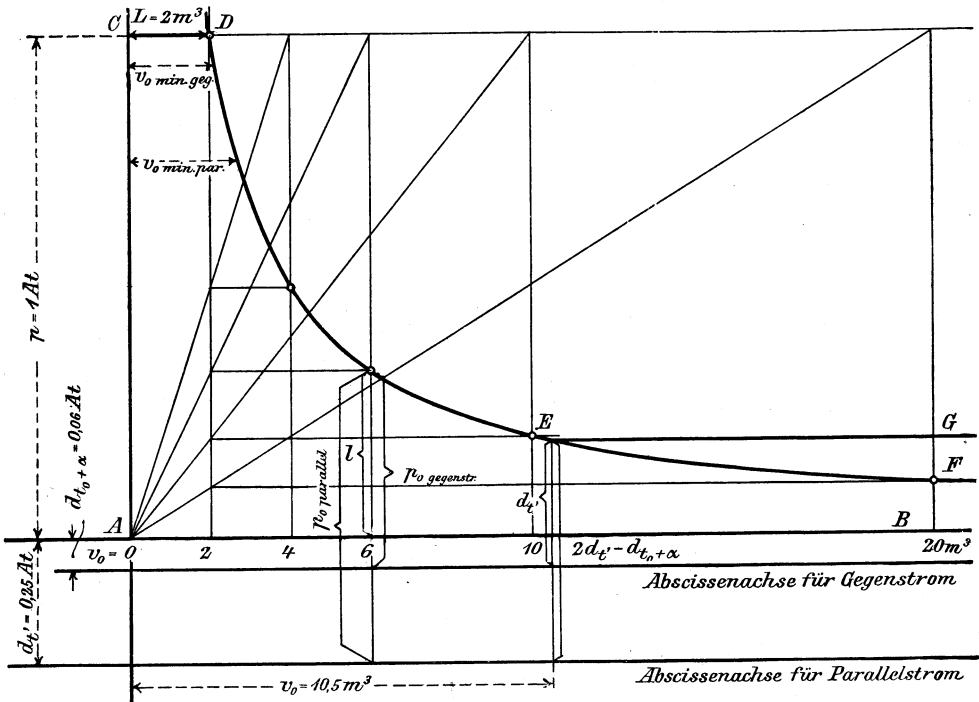


Fig. 7.

des Partialdruckes l der Luft, die für Parallel- wie für Gegenstrom die gleiche ist. (Diese Kurve ist eine Mariottesche Hyperbel und kann als solche auch nach der bekannten Art konstruiert werden, wie in Fig. 7 angedeutet.)

Sei nun die Temperatur des Kühlwassers $t_0 = 30^\circ$ (und die Temperatur $t_0 + \alpha$ oben im Gegenstromkondensator = 37°), und werde dem zu kondensierenden Dampfe eine gewisse Menge Kühlwasser beigegeben, daß dieses sich — und zwar ganz gleich bei Gegenstrom wie bei Parallelstrom — auf z. B. $t' = 65^\circ$ erwärmt, so hat man zu dem Partialdruck l der Luft

bei Gegenstrom noch den Partialdruck des Dampfes

$$d_{t_0+a} = d_{37^\circ} = 0,06 \text{ Atm.}$$

und bei Parallelstrom noch den Partialdruck des Dampfes

$$d_{t'} = d_{65^\circ} = 0,25 \text{ Atm.}$$

zu addieren, um die Gesamtspannung im Kondensator zu erhalten. Zieht man also unter der Grundlinie $A-B$ noch eine zweite im Abstand von 0,06 Atm. und eine dritte im Abstand von 0,25 Atm., so kann man von jener zweiten aus für Gegenstrom und von jener dritten aus für Parallelstrom den jeder beliebigen Luftpumpengröße v_0 entsprechenden Gesamtdruck p_0 abgreifen. Für $v_0 = 6$ cbm pro Minute greift man z. B. ab $p_{0 \text{ geg.}} = 0,39$ Atm., dagegen $p_{0 \text{ par.}} = 0,58$ Atm. Man sieht aus dem Schaubilde, wie mit wachsender Luftpumpengröße v_0 sowohl bei Gegenstrom als bei Parallelstrom der Kondensatordruck p_0 abnimmt. Während aber die Druckkurve bei Parallelstrom erst für ein ∞ großes v_0 auf den physikalisch möglichen Wert $d_{t'} = 0,25$ Atm. hinabsinkt, tut sie das bei Gegenstrom schon bei einer Luftpumpengröße von $v_0 = 10,5$ cbm. Die Luftpumpe bei Gegenstrom dann noch größer machen zu wollen, hat keinen Zweck; denn unter diesen Druck $p_0 = d_{t'} = 0,25$ Atm. kann die Spannung im Kondensator doch nicht sinken, vielmehr bleibt sie mit wachsender Luftpumpengröße auf jener Minimalhöhe stehen; vom Punkte E ab würde also die Drucklinie bei Gegenstrom nicht mehr der Kurve EF folgen, sondern horizontal nach EG verlaufen. Deswegen gibt man bei Gegenstrom der Luftpumpe die ganz bestimmte Größe v_0 nach Gl. (21) bei der man das physikalisch mögliche Vakuum auch tatsächlich gerade erreicht¹⁾, nämlich

$$v_{0 \text{ geg.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t_0+a}} \dots \dots \dots (22)$$

$$\text{mit } p_0 = d_{t'} \quad ; \quad \text{und } \alpha = \sim 4^\circ + 0,1 (t' - t^0)$$

während man bei Parallelstrom die Luftpumpenleistung v_0 nach der aus (15) folgenden Gleichung

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} \dots \dots \dots (23)$$

berechnen muß, wonach v_0 um so größer wird, je kleiner der Kondensatordruck p_0 werden soll. Dieser letztere kann beliebig nach Wunsch angenommen werden, nur muß er größer als $d_{t'}$ sein.

Um nun nach Gl. (22) bzw. (23) die nötige minutliche Luftpumpenleistung wirklich berechnen zu können, muß man noch die per Minute eintretende Luftmenge L kennen.

¹⁾ Mit dieser bestimmten Luftpumpengröße würde man bei Parallelstrom — wie aus Schaubild Fig. 7 ersichtlich — einen Kondensatordruck erhalten von

$$p_{0 \text{ par.}} = 2 d_{t'} - d_{t_0+a} \quad \text{für } v_0 = v_{0 \text{ geg.}} = \frac{L}{d_{t'} - d_{t_0+a}}$$

in dem behandelten Beispiel also $p_{0 \text{ par.}} = 2 \cdot 0,25 - 0,06 = 0,44$ Atm. (statt = 0,25 Atm. bei Gegenstrom).

Diese Luftmenge kann man nicht „berechnen“; man ist da nur auf Erfahrungswerte angewiesen. In seinem ersten Aufsatz über Kondensation (Zeitschr. d. V. d. Ing. 1888, S. 9) hat der Verfasser diese Luft L einfach proportional der Kühlwassermenge W gesetzt

$$L = \varepsilon \cdot W, \text{ mit } \varepsilon = 0,16$$

oder, da wir hier W in kg oder Litern, L aber in cbm, und zwar alles per Minute, ausdrücken, so war dort gesetzt worden:

$$L = \frac{\varepsilon \cdot W}{1000} = 0,16 \cdot \frac{W}{1000} \dots \dots \dots (24)$$

Mit diesem Werte für L — d. h. mit dessen Einsetzung in Gl. (22) — sind die Luftpumpen von über hundert ausgeführten Gegenstromkondensationen berechnet worden, und hat man danach in den meisten Fällen ausreichende, ja reichliche Luftpumpengrößen erhalten. Die Annahme, die eintretende Luft sei einfach proportional der eingeführten Kühlwassermenge, ist aber, wenn es sich um verschiedene Kondensationsarten handelt, deswegen schon unzutreffend, weil man damit bei Parallelstromkondensation, wo man ganz bedeutend größerer Kühlwassermengen bedarf als bei Gegenstromkondensation, auch die unrichtige Annahme einschließt, es trete bei einer Kondensationsanlage für die gleichen zu kondensierenden Objekte und bei gleicher Ausdehnung des Abdampfrohnetzes usw., wenn die Anlage nach Parallelstrom ausgeführt wird, auch proportional der größeren Kühlwassermenge mehr Luft in den Kondensator ein, als bei Ausführung der Anlage nach Gegenstrom eintreten würde, während doch diejenige Luft, die durch Undichtheiten eintritt — und diese überwiegt die im Kühlwasser absorbiert gewesene ganz bedeutend, um das 5-, 10-, 20 fache — in beiden Fällen die gleiche bleibt.

Es empfiehlt sich daher, die eindringende Luft in zwei Teile zu trennen:

in solche, die im Kühlwasser absorbiert gewesen ist, und diese ist natürlich proportional der Kühlwassermenge, also etwa $\lambda \cdot W$,

und in solche, die durch Undichtheiten eindringt, U ,

also zu setzen:

$$L = \lambda \cdot W + U \text{ in Litern}$$

oder

$$L = \frac{\lambda \cdot W}{1000} + U \text{ in cbm} \dots \dots \dots (25)$$

Nach Bunsen absorbiert 1 l Wasser bei 15° C 0,01795 l Luft bei atmosph. Spannung; es wäre also rund der Wert

$$\lambda = 0,02 \dots \dots \dots (26)$$

in Formel (25) einzusetzen, wenn sich die im Wasser absorbierte Luft im Kondensator vollständig frei machen würde. Tatsächlich wird das nicht ganz der Fall sein; ferner enthält auch nicht alles Wasser gerade 2 Volumprocente Luft (z. B. wird Wasser, das man unter Anwendung von Rückkühlung immer und immer wieder zum Kondensieren benutzt,

nicht so viel Luft enthalten wie frisches Wasser; dieses weniger deshalb, weil es bei jedem vorherigen Durchgange durch den Kondensator entlüftet worden — es nimmt ja bei der nachfolgenden Wiederkühlung an der Luft solche wieder auf —, sondern weil es immer eine höhere Temperatur als frisches Wasser hat, und durch Erwärmung des Wassers wird eben Luft ausgetrieben). Aus diesem Grunde könnte für λ ein etwas kleinerer Wert als 0,02 eingesetzt werden. Da wir aber die von außen in den Kondensator eingeführte Luft (auch die in dem Kühlwasser eingeführte) schon auf die Kondensatortemperatur erwärmt annehmen, wodurch sich ihr Volumen vergrößert; da ferner die in dem Kühlwasser eingeführte Luft nur den geringsten Teil der im ganzen eingeführten Luft ausmacht, und da eine ganz genaue Bestimmung der ganzen eindringenden Luftmenge überhaupt unmöglich ist, so genügt es für den praktischen Gebrauch, $\lambda = 0,02$ konstant zu setzen ¹⁾.

Was nun die Luftmenge U betrifft, die durch Undichtheiten eindringt, so ist diese — worauf Grashof (Theoret. Masch.-Lehre, Bd. III, S. 673) zuerst aufmerksam gemacht hat — unabhängig von der Höhe des im Kondensator herrschenden Vakuums oder von der Kondensatorspannung p_0 , sobald diese nur $< 0,5$ Atm. ist, und das ist sie ja immer. Die Ausflußgeschwindigkeit von Gasen nimmt nämlich nicht — wie man glauben sollte, — mit dem Druckverhältnis (in unserm Falle $\frac{p}{p_0} = \frac{\text{Atm. Druck} = 1}{\text{Kondensatordruck} = p_0}$) unbegrenzt zu, sondern sie wächst mit jenem Druckverhältnis bloß, bis dieses etwa den Wert 2 erreicht hat, und bleibt von da an konstant (laut Versuchen Fliegners siehe z. B. auch Keck. Mechanik, II, S. 344). Ob wir also einen Kondensatordruck von z. B. $p_0 = 0,30$ oder $p_0 = 0,10$ Atm. haben, so dringt durch die vorhandenen Undichtheiten in beiden Fällen in gleichen Zeiten ein gleiches Luftvolumen, bezogen auf äußere Atmosphärenspannung, ein (nur wird sich dies dann im Kondensator bei $p_0 = 0,10$ auf ein größeres Volumen ausdehnen als bei $p_0 = 0,30$; aber nicht etwa im glatten Verhältnis von 3 : 1, sondern in einem andern, durch den Partialdruck des im Kondensator auch noch anwesenden Dampfes beeinflussten Verhältnisse, wie man das auch im Schaubild Fig. 7 sehen kann).

Die Luftmenge U ist also einfach proportional der Summe der Durchflußquerschnitte der undichten Stellen. Das Material der Wandungen der Apparate und Rohrleitungen wird immer als dicht angenommen werden können, und werden Undichtheiten nur an den Dichtungen der Flanschverschraubungen der Rohrleitungen und Apparate auftreten, und bei Dampfmaschinen-Kondensationen auch noch an den Stopfbüchsen derjenigen Dampfzylinder, in die das Vakuum ein-

¹⁾ Grashof (Theoret. Maschinenlehre, III. Bd., S. 674) setzt den Bunsenschen Absorptionskoeffizienten $\lambda = 0,025$, wie er für Wasser von 0° gilt. Andere, z. B. Weisbach-Hermann, „Hütte“ usw. setzen $\lambda = 0,07$, wobei sie darin aber die ganze in den Kondensator eindringende Luft einbegreifen; in diesem Sinne genommen ist dieser Wert 0,07 aber viel zu klein.

tritt (also bei Verbundmaschinen die Niederdruckzylinder). Man könnte also etwa setzen

$$U = \alpha \cdot A + \beta \cdot B \dots \dots \dots (27)$$

unter A die in eine Gerade ausgestreckte Länge sämtlicher Dichtungen an den Flanschen von Kondensator, Apparaten, Rohrleitungen usw. und

unter B die Summe der Umfänge der in Betracht kommenden Kolbenstangen, (Stopfbüchsen) bei Dampfmaschinen

verstanden, wobei die Konstanten α und β aus Beobachtungen an ausgeführten Kondensationsanlagen zu bestimmen wären (bei Kondensationen für Verdampfapparate von chemischen, Zucker- usw. Fabriken wäre $\beta = 0$). Freilich würden sich für diese Konstanten α und β je nach der Art und dem Zustande der in Betracht kommenden Dichtungen ziemlich verschiedene Werte ergeben können. Da man aber in geordneten Betrieben doch sehr auf guten dichten Zustand von Rohrleitungen, Stopfbüchsen usw. hält und solchen auch bis zu einem gewissermaßen konstanten Grenzwert hin erreicht, würden sich für jene Konstanten α und β doch bestimmte Mittelwerte ergeben; und jedesmal, wenn U erheblich größer würde, als es nach Formel (27) mit solchen mittleren α und β sein dürfte, wäre man sicher, daß irgendwo noch grobe Undichtheiten vorhanden wären, die aufgesucht und behoben werden könnten.

Nun hat man aber leider bis heute keine solchen Beobachtungen, aus denen die Konstanten α und β für obige Formel (27) abgeleitet werden könnten; ferner wären auch die Größen A und B , wenn es sich um Bestimmung einer Kondensation für ein neu anzulegendes Werk handelt, von vornherein auch noch nicht bekannt; deswegen ist man bis auf weiteres gezwungen, die durch Undichtheiten eindringende Luftmenge U einer andern passenden Größe proportional zu setzen, für die man aus Beobachtungen usw. die Proportionalität bestimmen kann, und die beim Entwurf einer Kondensationsanlage immer gegeben sein muß. Als solche wählen wir — dem Vorgange Grashofs in oben zit. Werke folgend — einfach die Größe der angeschlossenen Maschinen oder Apparate, für welche wiederum „der Dampfverbrauch als ungefähr zutreffender Maßstab gelten kann“; d. h. wir setzen

$$U = \mu \cdot D$$

wo D den Dampfverbrauch der Maschinen oder bei Verdampfapparaten das im letzten Körper verdampfte Wasser in Kilogrammen pro Minute bedeutet, oder, da wir U in Kubikmetern pro Minute haben wollen

$$U = \frac{\mu \cdot D}{1000} \dots \dots \dots (28)$$

Diesen Wert in Gl. (25) eingesetzt, schreibt sich die in den Kondensator gelangende totale Luftmenge von Atmosphärenspannung

$$L = \frac{1}{1000} \cdot (\lambda W + \mu D) \dots \dots \dots (29)$$

oder, da $D = \frac{W}{n}$ ist, wobei n das „Kühlwasserverhältnis“ ist,

$$L = \left(\lambda + \frac{\mu}{n} \right) \frac{W}{1000} \text{ cbm/Min. } \left. \vphantom{\left(\lambda + \frac{\mu}{n} \right)} \right\} \dots \dots \dots (30)$$

mit $\lambda = 0,02$

Nun haben wir also noch den „Undichtheitskoeffizienten“ μ zu bestimmen. Dabei ist es gleichgültig, bei welcher Art von Kondensation wir das tun: Die Luft, die durch undichte Stellen am Kondensator selber eindringt, ist — wenigstens bei größern Zentralkondensationen — verschwindend klein gegenüber der durch undichte Stellen am Abdampfrohrnetz und den Maschinen eindringenden Luft; die letztere ist aber die gleiche, ob die Abdampfleitungen zu einem Misch- oder Oberflächenkondensator, zu einem solchen nach Parallel- oder nach Gegenstrom führen. Wir bestimmen nun den Wert von μ an sog. Weisschen Gegenstrom-Kondensationsanlagen, wozu uns Anhaltspunkte vorliegen, und gilt dann dieser Wert von μ sofort auch für alle andern Kondensationsarten, einschließlich der Oberflächenkondensation.

Wir haben oben bemerkt, daß, wenn wir bei Berechnung der Luftpumpengröße bei Gegenstromkondensation die Gesamtmenge der eingeführten und eindringenden Luft $L = 0,16 \cdot \frac{W}{1000}$ gesetzt haben, wir damit passende Luftpumpen erhalten haben, und zwar betraf das meistens Zentralkondensationen (von Walzwerken usw.), wobei im Mittel die Gesamtlänge der Abdampfleitungen etwa 100 m war. Obiger Wert von L darf also für solche Fälle als passender Mittelwert gelten; setzt man ihn gleich dem Werte von L aus Gl. (30), so bekommt man

$$0,16 \cdot \frac{W}{1000} = \left(0,02 + \frac{\mu}{n} \right) \frac{W}{1000}$$

woraus

$$\mu = 0,14 \cdot n$$

Dabei hatte das Kühlwasserverhältnis meistens einen Wert von etwa $n = 20$, womit sich eine erste Bestimmung des Undichtheitskoeffizienten μ ergibt zu

$$\mu = 0,14 \cdot 20 = 2,80 \dots \dots \dots (31)$$

Eine weitere — direkte — Bestimmung dieses Koeffizienten ergibt sich aus folgender Beobachtung, die der Verfasser an der ersten Kondensationsanlage seines Systemes, an der Kondensation einer Gebläsemaschine der damaligen „Gesellschaft für Stahlindustrie“ in Bochum, anstellen konnte. Diese Kondensation war nur für eine Maschine bestimmt, eben die vertikale Gebläsemaschine, und ist im gleichen Turme mit dieser untergebracht, hat also nur kurze Abdampfrohrleitung. Die Kühlwasserpumpe ist hier eine mit der Gebläsemaschine gekuppelte doppelt wirkende Kolbenpumpe, also ließ sich auch das Kühlwasserquantum W sehr zuverlässig bestimmen. Diese Pumpe hatte einen Durchmesser von 320 mm bei 600 mm Hub, leistete also pro Doppelhub 96 l theoretisch; und nimmt man den volumetrischen Wirkungs-

grad der guten neuen Pumpe zu 0,95 an, so leistete sie pro Doppelhub also $0,95 \cdot 96 = 91$ l effektiv. — Die Luftpumpe — eine Burckhardt & Weissche Schieberluftpumpe, von einer kleinen Dampfmaschine angetrieben — hatte einen Durchmesser von 330 mm und einen Hub von 320 mm, saugte also bei einem volumetrischen Wirkungsgrade von 0,93, wie er für solche Pumpen angenommen werden darf, = 51 l pro Doppelhub an. — Am 19. November 1889 wurden nun folgende Beobachtungen während des Blasens einer Charge, also beim normalen Betrieb der Gebläsemaschine gemacht:

Doppelhöhe der Luftpumpe

$$= 120; \text{ also } v_0 = 120 \cdot 0,051 = 6,12 \text{ cbm pro Minute,}$$

Doppelhöhe der Kühlwasserpumpe

$$= 28; \text{ also } W = 28 \cdot 91 = 2550 \text{ l pro Minute;}$$

Temperaturen:

$t_0 = 13^\circ$; $t_0 + \alpha = 19^\circ$, also $d_{t_0 + \alpha} = d_{19^\circ} = 0,021$ Atm.; $t' = 37^\circ$. Ferner zeigte das Vakuummeter am Kondensator = 70,5 cm, was also einen Kondensatordruck von $p_0 = \frac{76 - 70,5}{76} = 0,072$ Atm. bedeutet.

Mit den Temperaturen t_0 und t' findet sich das Kühlwasserverhältnis nach Gl. (3)

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{37 - 13} = 23,8$$

wenn man annimmt, der Dampf sei „trocken gesättigt“ zum Kondensator gelangt. Nimmt man aber — und das wird das Richtigere sein — an, der Dampf wäre mit einem Wassergehalt von etwa 5 Gewichtsprozenten in den Kondensator gelangt, in 1 kg feuchtem Dampf seien also nur $x = 0,95$ kg trockener Dampf enthalten gewesen, so war das wirkliche Kühlwasserverhältnis nach Gl. (9)

$$n_f = x \cdot n = 0,95 \cdot 23,8 = 22,6$$

Somit war die pro Minute in den Kondensator kommende — feuchte — Dampfmenge nach Gl. (10)

$$D = \frac{W}{n_f} = \frac{2550}{22,6} = 113 \text{ kg}$$

Aus Gl. (14) folgt die pro Minute in den Kondensator gelangende Luft

$$L = (p_0 - d) \cdot v_0 \quad \dots \quad (32)$$

wo d = dem Druck gesättigten Wasserdampfes von der Temperatur ist, mit der das aus dem Kondensator abgesogene Gasgemenge in die Luftpumpe eintritt; da diese Temperatur $(t_0 + \alpha) = 19^\circ$ gemessen worden, und der dieser Temperatur entsprechende Dampfdruck $d_{t_0 + \alpha} = d_{19^\circ} = 0,021$ Atm. beträgt, so traten also, wenn man auch noch die übrigen beobachteten Werte, $p_0 = 0,072$ Atm. und $v_0 = 6,12$ cbm, in Formel (32) einsetzt, pro Minute

$$L = (0,072 - 0,021) \cdot 6,12 = 0,312 \text{ cbm}$$

Luft von äußerer Atmosphärenspannung in den Kondensator ein ¹⁾. Diesen Wert der Luftmenge L , ebenso $W = 2550$ l, $\lambda = 0,02$ und $D = 113$ kg in Gl. (29) eingesetzt, erhält man

$$0,312 = \frac{1}{1000} (0,02 \cdot 2550 + \mu \cdot 113)$$

und hieraus den gesuchten „Undichtigkeitskoeffizienten“

$$\mu = 2,32 \dots \dots \dots (33)$$

also etwas kleiner als der aus unsern frühern Annahmen berechnete Durchschnittswert $\mu = 2,80$; das wird daher rühren, daß hier die Abdampfrohrleitung sehr kurz, nur etwa 30 m lang war, und nur eine Maschine (außer der kleinen Betriebsmaschine für die Luftpumpe) an die Kondensation angeschlossen war, so daß nur wenige undichte Stellen vorhanden sein konnten.

Im Gegensatz hierzu ist dem Verfasser noch eine Beobachtung an einer Zentralkondensation für mehrere Dampfmaschinen und mit weitverzweigtem Abdampfrohrnetz bekannt, und zwar an der Weisschen Gegenstromkondensation mit $W = 13$ cbm minutlichem Kühlwasserumlauf und Rückkühlung des Wassers auf einem Gradierwerke im Walzwerk des Aachener Hütten-Aktien-Vereines auf Rote Erde. Obschon wir es an dieser Stelle nur mit Bestimmung des „Undichtigkeitskoeffizienten“ zu tun haben, wollen wir doch das Ganze dieser Beobachtungen und die daraus gezogenen Folgerungen geben; es mag das ein Beispiel sein, wie man eine Kondensationsanlage rationell untersucht. — Die betr. Kondensation wurde im Jahre 1894 für fünf gleichzeitig laufende Walzenzugmaschinen und eine Maschine für Adjustage von zusammen etwa 4300 PS_i gebaut. Im Laufe der Zeit stieg infolge Ersetzung von schwächeren Maschinen durch größere und stärkere die kondensierte Maschinenkraft auf etwa 6000 PS_i, und insbesondere wurde auch das Abdampfrohrnetz sehr ausgedehnt, so daß die Gesamtlänge der Abdampfrohrstränge im Jahre 1899 = 465 m betrug, bei einem Totalinhalt von etwa 190 cbm. Dabei zeigte sich — wie auch aus den folgenden Beobachtungen zu sehen — daß nun das Vakuum erheblich unter dem physikalisch möglichen blieb, das der Temperatur t' des ablaufenden heißen Wassers entspricht, und das bei Gegenstrom

¹⁾ Nach obiger Gl. (32) kann bei jeder Kondensationsanlage — Oberflächenkondensation nicht ausgeschlossen — die pro Minute tatsächlich eintretende Luftmenge L sofort berechnet werden, wenn man nur den Kondensatordruck p_0 und die Temperatur, mit der das Gasgemenge in die Luftpumpe eintritt, abliest und aus den Dimensionen des Luftpumpenzylinders und aus der Anzahl der minutlichen Hübe des Luftpumpenkolbens v_0 berechnet und diese Werte p_0 , d = dem Dampfdruck für jene beobachtete Temperatur, und v_0 in Gl. (32) einsetzt. Hat man es dann mit einer „nassen“ Luftpumpe zu tun — sei es nun bei Misch- oder Oberflächenkondensation —, so hat man vom ganzen Hubvolumen der Luftpumpe natürlich das geförderte Wasservolumen abzuziehen, um das Volumen v_0 der reinen Luftpumpe zu erhalten. Der Druck d ist bei nassen Luftpumpen der Druck des gesättigten Wasserdampfes von der Temperatur t' des aus dem Kondensator herausgeförderten Wassers, und kann hierbei diese Temperatur also am Ablaufstutzen der nassen Luftpumpe gemessen werden.

doch erreicht werden sollte, und das früher auch erreicht worden war. Es wurde die ganze Anlage, auch das Innere des Kondensatorkörpers, untersucht und alles in Ordnung befunden. Auch die Luftpumpe — eine trockene Schieberpumpe „Burekhardt & Weiss“ — wurde untersucht, indem die Luftleitung abgeschraubt und unmittelbar auf den Ansaugestutzen am Luftzylinder ein Quecksilbervakuummeter gesetzt wurde: gleich nach den ersten Hieben zeigte dasselbe ein Vakuum von 74,5 — 75 cm; die Leistung der Pumpe hatte also trotz fünfjährigen Tag- und Nachtbetriebes nicht nachgelassen — nebenbei ein gutes Zeugnis für diese Pumpen — und darf deswegen im folgenden deren volumetrischer Wirkungsgrad mit Sicherheit zu $\eta = 0,92$ angenommen werden. Auch die Rohrleitungen wurden auf Undichtigkeiten abgesucht und alle Flanschverbindungen nachgezogen und, wo es nötig schien, neu verpackt. Das Vakuum hob sich etwas, aber noch lange nicht auf das physikalisch mögliche. Nach alledem konnte der Grund für das ungenügende Vakuum nur noch darin gesucht werden, daß die Luftpumpe, deren Umdrehzahl wegen ungünstiger Transmissionsverhältnisse — die Wasserpumpen werden samt der Luftpumpe von einer Dampfmaschine angetrieben — nicht erhöht werden konnte, zu klein sei, d. h. daß das durch die unvermeidlichen Undichtheiten des immer ausgedehnter gewordenen Abdampfrohrnetzes eindringende Luftquantum U nicht mehr von der ursprünglich genügend großen Luftpumpe unter genügend hohem Vakuum abgesogen werden könne. Es sollte also noch eine zweite Luftpumpe aufgestellt werden. Um deren Größe bestimmen zu können, mußte man die im ganzen in den Kondensator eindringende Luftmenge messen. Zu diesem Behufe ließ der dortige Betriebsingenieur Herr Wolters auf Vorschlag des Verfassers folgende Beobachtungen machen: Es wurden — mit Vakuummetern, die vorher mit dem Quecksilbervakuummeter, und mit Thermometern, die vorher mit dem Normalthermometer verglichen worden waren — während eines fünfständigen normalen Betriebes des Walzwerkes 62 mal — also alle fünf Minuten einmal — gleichzeitig beobachtet:

p_0	Vakuummeteranzeige, und zwar am Luftsaugerrohr nahe an der Luftpumpe;
t_0	die Temperatur des (von einem Kühlwerk — Gradierwerk — kommenden) Kühlwassers;
t'	die Temperatur des ablaufenden Heißwassers;
$t_0 + \alpha$	die Temperatur des von der Luftpumpe angesaugten Gasgemenges (durch ein in das Luftsaugerrohr eingeschraubtes Thermometer);
und	die minutliche Umdrehzahl der Luftpumpe.

Aus den 62 korrespondierenden Beobachtungen wurden diejenigen zur Grundlage für die anzustellende Rechnung ausgewählt, bei denen die Temperatur des ablaufenden heißen Wassers $t' \geq 60^\circ$ war, wo also die Walzwerkmaschinen am stärksten belastet waren, oder wo die Arbeitsperioden der meisten Maschinen aufeinander fielen; es waren das 18 Beobachtungen, und ergaben diese:

p_0 schwankend zwischen 48 u. 55 cm; im Mittel $p_0 = 50 \text{ cm} = 0,342 \text{ Atm.}$
 t_0 „ „ 30 „ 31,5°; „ „ $t_0 = 31^\circ$
 t' „ „ 60 „ 71°; „ „ $t' = 63^\circ$
 $t_0 + \alpha$ „ „ 36 „ 42°; „ „ $t_0 + \alpha = 39^\circ$

Die Anzahl Doppelhübe der Luftpumpe pro Minute schwankte zwischen 78 und 80 und betrug im Mittel = 79. Bei einem Durchmesser des Luftkolbens von 570 mm, einem Hube von 630 mm und einem volumetrischen Wirkungsgrade von 0,92 betrug sonach die minutliche effektive Ansaugleistung der Luftpumpe $v_0 = 23 \text{ cbm.}$

Nach Gl. (32) folgt mit $p_0 = 0,342 \text{ Atm.}$; $d = d_{t_0 + \alpha} = d_{39^\circ} = 0,068 \text{ Atm.}$; und $v_0 = 23 \text{ cbm}$ die pro Minute im ganzen in den Kondensator eindringende und eingeführte Luftmenge von Atmosphärenspannung:

$$L = (p_0 - d) \cdot v_0 = (0,342 - 0,068) \cdot 23 = 6,3 \text{ cbm}$$

Da laut Erklärung des Betriebsingenieurs das Abdampfrohrnetz nimmer dichter zu kriegen war, indem in dieser Beziehung geschehen war, was praktisch geschehen konnte, da ferner die — hörbar undichten — Stopfbüchsen der angeschlossenen Maschinen der Betriebssicherheit wegen nicht mehr stärker angezogen werden durften, so muß mit dieser so bestimmten Luftmenge $L = 6,3 \text{ cbm}$ ein für allemal gerechnet werden, und wurde auf folgende Weise eine neue Luftpumpenleistung v_0 berechnet, bei welcher das der Ablauftemperatur $t' = 63^\circ$ entsprechende und bei Gegenstrom physikalisch mögliche Vakuum von $p_0 = 59 \text{ cm} = 0,224 \text{ Atm.}$ auch wirklich erreicht wird. Setzt man die Werte

$$L = 6,3 ; p_0 = 0,224 ; d_{t_0 + \alpha} = d_{39^\circ} = 0,068$$

in die Gl. (22) ein, so erhält man die nötige minutliche Ansaugleistung der neuen Luftpumpe, um bei Maximalleistung der Maschinen (also bei $t' = 63^\circ$) das mögliche Vakuum tatsächlich zu erreichen:

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{6,3}{0,224 - 0,068} = \frac{6,3}{0,156} = \sim 40 \text{ cbm.}$$

Zu der vorhandenen Luftpumpe, die per Minute 23 cbm absaugt, muß also noch eine weitere mit 17 cbm Minutenleistung kommen. Dadurch wird die Geschwindigkeit, mit der das Gasgemenge den oberen

Teil des Kondensators durchstreicht, auch im Verhältnis $\frac{40}{23} = 1,74$ mal

größer; deswegen ist anzunehmen, daß sich die Temperatur $t_0 + \alpha$ dieses Gasgemenges oben im Kondensator nicht ganz so weit erniedrige als wie bisher; d. h. α wird etwas größer werden, während die Temperatur t_0 des Kühlwassers natürlich die gleiche bleibt. Nimmt man der Sicherheit wegen an, es steige dadurch der Wert von α um etwa 4° , d. h. von 8° auf 12° , so wird $d_{t_0 + \alpha} = d_{31 + 12} = d_{43^\circ} = 0,084 \text{ Atm.}$, und damit erhält man nun die nötige Luftpumpenleistung

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{6,3}{0,224 - 0,084} = \frac{6,3}{0,14} = 45 \text{ cbm}$$

Auf Grund dieser Untersuchungen und Erwägungen hat man sich dort entschlossen, zu der vorhandenen Luftpumpe von $v_0 = 23 \text{ cbm}$ noch eine gleiche anzuschaffen.

Zurückkommend auf die Bestimmung des „Undichtheitskoeffizienten“ bemerken wir, daß das pro Minute in den Kondensator geführte Kühlwasserquantum $W = 13\,000$ l oder kg betrug; (diese Zahl ist im Gegensatz zu den frühern nicht ganz sicher, indem der Wirkungsgrad der Kühlwasserpumpe, einer Drehkolbenpumpe, nur anderweit gemachter Erfahrung nach geschätzt werden konnte). Dieses Wasser führte also

$$\lambda \cdot \frac{W}{1000} = 0,02 \cdot 13 = \sim 0,3 \text{ cbm Luft}$$

pro Minute in den Kondensator ein; zieht man diese von der Gesamtmenge $L = 6,3$ cbm der eingeführten Luft ab, so erhält man die pro Minute durch Undichtheiten eindringende Luftmenge, die wir in

Gl. (28) mit $\mu \cdot \frac{D}{1000}$ bezeichneten,

$$\mu \cdot \frac{D}{1000} = 6,3 - 0,3 = 6 \text{ cbm} \dots \dots \dots (34)$$

Um daraus den Wert μ bestimmen zu können, müssen wir noch die minutlich kondensierte Dampfmenge D kennen. Da $t' = 63^\circ$ und $t_0 = 31^\circ$ war, so betrug nach Gl. (3) das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{63 - 31} = \frac{570}{32} = 17,8$$

wenn der Dampf trocken in den Kondensator gekommen wäre. Bei den außerordentlich langen Abdampfleitungen war aber der Dampf sicherlich sehr feucht; nehmen wir an, er hätte 15 % Wasser enthalten, so wäre das wirkliche Kühlwasserverhältnis nach Gl. (9) gewesen

$$n_f = x \cdot n = 0,85 \cdot 17,8 = 15,1$$

d. h. auf jedes kg des feuchten Dampfes sind 15,1 kg Kühlwasser gekommen. Da die Menge des letztern pro Minute $W = \sim 13\,000$ kg betrug, so war also die pro Minute kondensierte Dampfmenge (der Dampfverbrauch der Maschinen)

$$D = \frac{W}{n_f} = \frac{13000}{15,1} = \sim 862 \text{ kg}$$

somit aus Gl. (34) der Undichtheitskoeffizient

$$\mu = 6 \cdot \frac{1000}{D} = 6 \cdot \frac{1000}{862} = 6,95 \dots \dots \dots (35)$$

Endlich hat Grashof (Theoret. Masch.-Lehre, Bd. III, S. 674) aus dem Umstande, daß man „das fördernd durchlaufene Kolbenvolumen der nassen Luftpumpe etwa 3 bis 4 mal so groß gemacht findet als das entsprechende Kolbenvolumen der Kaltwasserpumpe, falls eine solche vorhanden ist“, den Undichtheitskoeffizienten bestimmt zu

$$\mu = 1,8 \dots \dots \dots (36)$$

wobei er die gewöhnlichen, unmittelbar an die Dampfmaschinen gehängten Kondensatoren mit nasser Luftpumpe im Auge hatte, wo also die Länge der Abdampfleitung sozusagen = 0 ist.

Stellen wir nun die verschiedenen gefundenen Werte des Undichtkoeffizienten in bezug auf die zugehörige Gesamtlänge des Abdampfrohrrnetzes Z zusammen, nämlich:

nach Gl. (36)	für $Z = \sim 0$ m	$\mu = 1,80$
„ „ (33)	„ $Z = \sim 30$ m	$\mu = 2,32$
„ „ (31)	„ $Z = \sim 100$ m	$\mu = 2,80$
„ „ (35)	„ $Z = 465$ m	$\mu = 6,95$

so sehen wir — wie es auch ganz natürlich ist — wie der Wert von μ mit der Gesamtlänge Z der Abdampfrohre zunimmt; und tragen wir die Werte von μ als Ordinaten zu den zugehörigen Werten von Z als Abszissen in dem Schaubilde Fig. 8 auf, so sieht man, daß μ ungefähr der Geraden

$$\mu = 1,80 + 0,01 \cdot Z \dots \dots \dots (37)$$

entspricht, mit dem Grashof'schen Ausgangswert $\mu = 1,80$ für $Z = 0$.

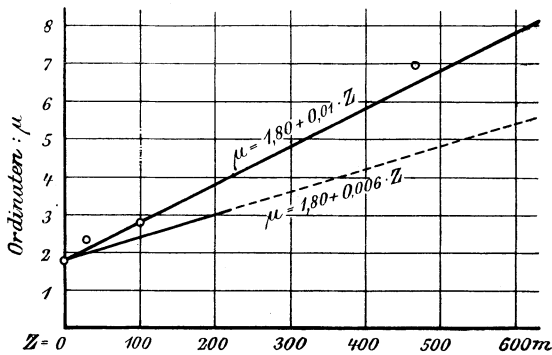


Fig. 8. Undichtkoeffizient μ bei Kondensation.

Die Steigung dieser Geraden wird hauptsächlich durch den Beobachtungswert (35) an der Kondensation des Walzwerkes auf Rote Erde bestimmt. Dort waren in die langen Rohrleitungen keine Kompensationsstücke eingeschaltet; der häufige Temperaturwechsel konnte also die Dichtungen immer wieder lockern. Ferner arbeitet man dort mit überhitztem Dampf, der die Stopfbüchsen der Maschinen nur mäßig anzuziehen gestattet. Es waren also dort starke Quellen von Undichtigkeiten vorhanden, die anderwärts bei ähnlichen Betrieben freilich auch vorkommen werden.

Umgekehrt ist man bei Kondensationen für Elektrizitätswerke, also Anlagen mit bester und sorgfältigster Ausführung und Instandhaltung der Maschinen, Rohrleitungen usw., mit $\mu = 2,40$ bei etwa $Z = 100$ m und 2 bis 3 an die Kondensation angeschlossenen Maschinen noch gut ausgekommen; dem würde die Gerade

$$\mu = 1,80 + 0,006 \cdot Z \dots \dots \dots (38)$$

entsprechen, die auch in das Schaubild Fig. 8 eingezeichnet ist ¹⁾.

Man wird somit, bis noch weitere Beobachtungen zu genauerer Bestimmung von μ angestellt sein werden, wozu hier der Weg gezeigt worden ist, den Wert des Undichtheitskoeffizienten μ bei Dampfmaschinenkondensation bei groben Betrieben, wie in Hüttenwerken usw., nach der empirischen Formel (37) und bei feinem Betrieben, wie bei Elektrizitätswerken u. dergl., nach Formel (38) annehmen und in Gl. (29) oder (30) einsetzen und so die pro Minute in den Kondensator gelangende Luftmenge L erhalten; diese dann in Gl. (22) eingesetzt, erhalten wir die nötige Luftpumpenleistung v_0 bei Gegenstrom; und in Gl. (23) eingesetzt, die nötige Luftpumpenleistung bei Parallelstrom. Hierauf werden wir gleich zurückkommen. Vorher erübrigt uns noch die Bestimmung des

Undichtheitskoeffizienten bei Kondensationen für Verdampfapparate in chemischen und Zuckerfabriken.

Auch hier kann man die pro Minute in den Kondensator gelangende Luft von Atmosphärenspannung nach Gl. (30) setzen

¹⁾ Indem sich so der Wert des Undichtheitskoeffizienten μ wachsend mit der Ausdehnung des Abdampfrohrnetzes ergeben hat, ist dabei auch der Undichtheit der Stopfbüchsen der angeschlossenen Maschinen insofern Rechnung getragen, als je mehr Maschinen an die Kondensation angeschlossen werden, auch die Gesamtlänge Z des Abdampfrohrnetzes größer wird. Das Glied mit Z begreift nach der Art seiner Ableitung die Gesamtlänge des Abdampfrohrnetzes und die Anzahl der in Betracht fallenden Stopfbüchsen zusammen in sich.

Welchen Anteil die Undichtheit der Stopfbüchsen an der im ganzen eindringenden Luftmenge haben kann, zeigt wenigstens eine, ebenfalls an der erwähnten Kondensation auf Rote Erde gemachte Beobachtung: bei still liegenden und vom Abdampfrohrnetz abgesperrten Walzenzug- und andern angeschlossenen Maschinen (im ganzen damals sieben Stück) erzeugte die Luftpumpe, nachdem Beharrungszustand eingetreten war, ein Vakuum von $p_r = 58 \text{ cm} = 0,237 \text{ Atm.}$ Nachdem dann die — immer noch still liegenden — Maschinen wieder an das Rohrnetz angeschlossen worden, nun also auch noch durch die Undichtheiten der Maschinen, also besonders deren Stopfbüchsen, falsche Luft eindrang, sank das Vakuum bei gleichgebliebener Hubzahl der Luftpumpe (also gleichem v_0) auf $p_{r+st} = 43 \text{ cm} = 0,434 \text{ Atm.}$ Sei nun L_r das Volumen der Luft von Atmosphärenspannung = 1, das durch das Rohrnetz allein eindrang, und L_{r+st} dasjenige, das durch Rohrnetz und Stopfbüchsen zusammen eindrang, so hat man nach dem Mariotteschen Gesetze ($p \cdot v = \text{Konst.}$)

$$L_r \cdot 1 = v_0 \cdot p_r = v_0 \cdot 0,237$$

und

$$L_{r+st} \cdot 1 = v_0 \cdot p_{r+st} = v_0 \cdot 0,434$$

also durch Division:
$$\frac{L_r}{L_{r+st}} = \frac{0,237}{0,434} = 0,55$$

d. h. von der eingedrungenen Luft drangen in diesem Falle 55 % durch die Undichtheiten der Abdampfleitungen und 45 % durch die der Stopfbüchsen ein, also durch beide annähernd gleich viel.

Trennt man nun das Glied Z in Gl. (37) und (38) in zwei Teile, einen proportional der Abdampfrohrlänge Z in Metern, den andern proportional der Anzahl N der angeschlossenen Maschinen, setzt man also den Undichtheitskoeffizienten

$$\mu = a + b \cdot Z + c \cdot N$$

$$L = \left(\lambda + \frac{\mu}{n} \right) \cdot \frac{W}{1000}$$

wobei der Absorptionskoeffizient wieder den Mittelwert 0,02 hat. Hingegen wird der zu der Dampfmenge D (oder $\frac{W}{n}$, was dasselbe ist) gehörende Koeffizient μ eine andere Bedeutung haben und auch einen ganz andern Wert annehmen als der oben für Dampfmaschinen bestimmte, indem er hier nicht nur die Luft, die durch Undichtheiten an den Apparaten und Rohrleitungen eindringt, in sich zu begreifen hat, sondern auch noch die unkondensierbaren Gase, welche aus den unter Vakuum einzudampfenden Flüssigkeiten frei werden. Die Art und die Menge dieser frei werdenden Gase sind je nach der Art der einzudampfenden Flüssigkeiten außerordentlich verschieden, es muß deshalb der Koeffizient μ für jeden Fabrikationszweig besonders gewählt bzw. durch Versuche bestimmt werden.

Für das Eindampfen von Zuckerlösungen in Zuckerfabriken (wo die entwickelten Gase hauptsächlich aus Ammoniakgasen bestehen), sind dem Verfasser von der „Sangerhauser Aktien-Maschinenfabrik vor m. Hornung & Rabe“ eine Anzahl Beobachtungen mitgeteilt worden, aus denen eine angenäherte Bestimmung des Koeffizienten μ für diesen speziellen Fabrikationszweig wenigstens für die zurzeit übliche Einrichtung von Zuckerfabriken möglich ist, wo man die Verdampf- und Vakuumapparate (in der Regel ein Vierkörper-Verdampfapparat, ein größerer Vakuumapparat für erstes Produkt und ein kleinerer Vakuumapparat für die Nachprodukte, letztere beiden Apparate als „Einkörper“ arbeitend) auf einen gemeinsamen Kondensator arbeiten läßt. Natürlich gilt der aus solchen Verhältnissen abgeleitete Mittelwert des Koeffizienten μ auch wieder nur für solche Verhältnisse, die aber eben die heute üblichen sind. Diese Beobachtungen betreffen eine größere

und geht einerseits wieder von dem Grashof'schen Werte $\mu = 1,80$ für $N = 1$ und $Z = 0$ aus — was die erste Bestimmungsgleichung für die Konstanten a , b und c liefert —; nimmt man dann an, wie es auf Rote Erde ungefähr der Fall war, bei etwa $N = 8$ und $Z = 500$ m sei der Einfluß der Undichtheit der Rohrleitungen gleich dem der Stopfbüchsen der angeschlossenen Maschinen, d. h. für $N = 8$ und $Z = 500$ sei $b \cdot Z = c \cdot N$, was die zweite Bestimmungsgleichung bildet; soll ferner für etwa $N = 8$ und $Z = 500$ die neue Formel die gleichen Werte für μ ergeben wie die Formeln (37) und (38) im Texte, was die dritte Bestimmungsgleichung gibt; und bestimmt man aus diesen drei Bestimmungsgleichungen die drei Konstanten obiger Formel, so erhält man (abgerundet):

$$\mu = 1,50 + 0,005 Z + 0,30 N \quad \text{für grobe Betriebe} \quad (37 a)$$

und

$$\mu = 1,60 + 0,003 Z + 0,20 N \quad \text{für feinere Betriebe} \quad (38 a)$$

Man mag diese mehr spezialisierten Formeln (37 a) und (38 a), die aber zum Teil auf Spekulation beruhen, in der Praxis prüfen, um durch weitere Beobachtungen ihre Konstanten verlässlicher zu bestimmen. Bis das geschehen, bleiben wir bei den im Text aufgestellten Formeln (37) und (38) stehen, dem verständigen, die jeweiligen vorliegenden Umstände berücksichtigenden Urteil des Konstrukteurs und seinem durch Erfahrung gebildeten Gefühle die passende Wahl des Koeffizienten μ innerhalb der durch jene Formeln (37) und (38) gegebenen ungefähren Grenzen überlassend.

Anzahl Gegenstromkondensationen in Zuckerfabriken, für welche die Größe der minutlichen Kühlwassermenge W , ferner die Dimensionen der trockenen Schieberluftpumpen und deren „Normal“-Tourenzahl welche nahe an deren Maximal-Tourenzahl liegt, angegeben waren. Aus dieser größeren Anzahl Beobachtungen greifen wir diejenigen heraus, bei denen außerdem die wirkliche Umdrehungszahl der Luftpumpe beobachtet wurde, welche genügte, um annähernd das Vakuum zu erreichen und zu erhalten, das der Temperatur t' des ablaufenden Warmwassers entspricht. Es waren das

Kondensation Nr.10;	$W = 1500$ Liter;	$v_0 = 9$ cbm,	also $\frac{v_0}{W} = 0,00600$	
„	35	2000	9	0,00450
„	45	5000	30	0,00600
„	46	4000	22,5	0,00562
„	73	4000	27,4	0,00686
„	103	4000	25	<u>0,00625</u>

Daraus im Mittel $\frac{v_0}{W} = 0,00587$

Das Vakuum — so war weiter angegeben — betrug dabei 68 bis 70 cm, also im Mittel = 69 cm, d. h. $p_0 = 0,092$ Atm., was einer Temperatur des Ablaufwassers von $t' = 44^\circ$ entspricht.

Setzen wir nun den Wert $L = \left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}$ in die Luftpumpenformel (22) für Gegenstrom ein, so erhalten wir

$$v_0 = \frac{\lambda + \frac{\mu}{n}}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} \cdot \frac{W}{1000}$$

oder

$$\frac{v_0}{W} = \frac{\lambda + \frac{\mu}{n}}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} \cdot \frac{1}{1000} \dots \dots \dots (39)$$

Der Mittelwert von $\frac{v_0}{W}$ war aber zu 0,00587 beobachtet worden; setzen wir diesen Wert sowie $\lambda = 0,02$ und den ebenfalls beobachteten Kondensatordruck $p_0 = 0,092$ in Gl. (39) ein und multiplizieren beide Seiten mit 1000, so erhalten wir

$$5,87 = \frac{0,02 + \frac{\mu}{n}}{0,092 - d_{t_0 + \alpha}} \dots \dots \dots (40)$$

Wäre nun die Kühlwassertemperatur $t_0 = 10^\circ$ gewesen, so wäre das Kühlwasserverhältnis nach Gl. (3)

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{44 - 10} = \frac{570}{34} = 17 \quad \text{gewesen;}$$

und nach Gl. (17)

$$\alpha = 4 + 0,1 (t' + t_0) = 4 + 0,1 \cdot 34 = \sim 7^\circ$$

also $d_{t_0 + \alpha} = d_{10 + 7} = d_{17} = 0,019$ Atm.

Diese Werte von n und d_{t_0+a} in Gl. (40) eingesetzt, gibt

$$5,87 = \frac{0,02 + \frac{\mu}{17}}{0,092 - 0,019}; \quad \text{und hieraus} \quad \mu = 7,2$$

Wäre aber die Kühlwassertemperatur viel höher, z. B. $t_0 = 30^\circ$ gewesen, so wäre

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{44 - 30} = \frac{570}{14} = 41$$

und $a = 4 + 0,1 (t' - t_0) = 4 + 0,1 \cdot 14 = \sim 5^\circ$

und $d_{t_0+a} = d_{30+5} = d_{35} = 0,055$ geworden und Gl. (40) übergegangen in

$$5,87 = \frac{0,02 + \frac{\mu}{41}}{0,092 - 0,055}; \quad \text{und hieraus} \quad \mu = 8,1$$

Wie man sieht, ist der Einfluß der veränderlichen, aber nicht beobachteten Kühlwassertemperatur auf den Wert des Undichtheitskoeffizienten μ nur untergeordnet, und können wir für Verdampf- und Vakuumpumpe von Zuckerfabriken, wo man aus betriebstechnischen Gründen die Luftpumpen immer gerne etwas groß wünscht, diesen Koeffizienten, bis noch weitere Bestimmungen desselben vorliegen, zu deren Anstellung und Verarbeitung hier ein Weg gezeigt ist, zu

$$\mu = 8 \dots \dots \dots (41)$$

konstant annehmen, also u. a. auch unabhängig von der Länge der Abdampfleitung, die hier meistens kurz ist, indem bei diesen Betrieben die Verdampfapparate meistens ganz nahe den Kondensatoren gelegt werden können und auch so gelegt werden. — Damit ist nach Gl. (30) auch die bei solchen Kondensationen pro Minute eindringende und aus den einzudampfenden Flüssigkeiten sich entwickelnde Luft L bestimmt, und damit auch nach Gl. (22) bzw. (23) die nötige Luftpumpenleistung v_0 .

4. Zusammenstellung der bis jetzt gewonnenen Hauptformeln bei Mischkondensationen:

Ist t_0 die Temperatur des Kühlwassers,
 t' die Temperatur des austretenden Heißwassers,
 W die minutliche Kühlwassermenge in Litern oder kg,
 D die minutlich zu kondensierende Dampfmenge in kg,
 so wird das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{W}{D} = \frac{570}{t' - t_0} \dots \dots \dots (3)$$

hieraus umgekehrt, wenn n (durch W und D) gegeben:

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 \dots \dots \dots (6)$$

Die nötige minutliche Ansaugleistung v_0 cbm der Luft-

$\mu = 1,80 + 0,01 \cdot Z = 1,80 + 0,01 \cdot 100 = 2,80$
anzunehmen. — Will man nun:

a) eine Parallelstromkondensation

errichten, und nimmt man dabei die ganze vorhandene Kühlwassermenge in Verwendung, so ist das Kühlwasserverhältnis n nach Gl. (3) gegeben zu

$$n = \frac{W}{D} = \frac{9000}{300} = 30.$$

Damit findet sich die Temperatur des Ablaufwassers nach Gl. (6)

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{30} + 20 = 39^\circ.$$

Also der dieser Temperatur entsprechende Druck gesättigten Wasserdampfes aus der Dampftabelle hinten

$$d_t' = d_{39} = 0,068 \text{ Atm. abs.}$$

Die pro Minute in den Kondensator mit dem Kühlwasser eingeführte und durch Undichtheiten eindringende Luft von äußerer Atmosphärenspannung ist nach Gl. (29)

$$L = \frac{1}{1000} \cdot (\lambda W + \mu D) = \frac{0,02 \cdot 9000 + 2,8 \cdot 300}{1000} = 0,18 + 0,84 \\ = 1,02 \text{ cbm}$$

(auf 0,84 cbm durch Undichtheiten eindringende Luft kommen hier also 0,18 cbm im Wasser absorbiert gewesene Luft).

Diese Größen von L , p_0 und d_t' in Gl. (23) eingesetzt, erhält man die nötige minutliche und effektive Ansaugleistung der reinen Luftpumpe:

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{L}{p_0 - d_t'} = \frac{1,02}{0,120 - 0,068} = \frac{1,02}{0,052} = 19,6 = \sim 20 \text{ cbm.}$$

Hat man es dann mit einer trockenen Luftpumpe zu tun, indem man das warme Wasser entweder durch eine besondere Warmwasserpumpe oder aber durch ein 10 m hohes Fallrohr aus dem Kondensator abführt, so hat man unter Zugrundelegung eines angemessenen volumetrischen Wirkungsgrades (bei guten Schieberpumpen 0,90—0,95) daraus das kolbendurchlaufene Volumen und daraus die Dimensionen (Durchmesser, Hub und Umdrehzahl) der trockenen Luftpumpe zu bestimmen.

Hat man aber eine nasse Luftpumpe, welche mit der Luft auch zugleich das warme Wasser, also das eingeführte Kühlwasser von $W = 9000$ l pro Minute und den zu $D = 300$ kg oder l verdichteten Dampf abzuführen hat, so muß ihre effektive minutliche Ansaugleistung betragen:

$$v_0 + \frac{W + D}{1000} = 20 + \frac{9000 + 300}{1000} = 29,3 \text{ cbm}$$

Daraus sind mit einem passenden volumetrischen Wirkungsgrade, der hier etwas kleiner, etwa zu 0,80, anzunehmen ist, die Dimensionen und die nötige Umdrehzahl der nassen Luftpumpe zu bestimmen.

Errichtet man aber statt solcher Parallelstromkondensation

b) eine Gegenstromkondensation,

so können wir vor allem das ablaufende warme Wasser sich vollständig bis auf die dem Gesamtdruck im Kondensator entsprechende Temperatur t' erwärmen lassen, nach der Dampftabelle hinten also für $p_0 = d_{t'} = 0,12$ bis auf $t' = 50^\circ$. Damit findet sich nach Gl. (3) das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{50 - 20} = 19$$

also braucht man von den vorhandenen 9000 l Wasser nur

$$W = n \cdot D = 19 \cdot 300 = 5700 \text{ l}$$

also nur $\frac{2}{3}$ zu nehmen.

Nach Gl. (29) ist die pro Minute im Kondensator auftretende Luft von Atmosphärenspannung

$$L = \frac{1}{1000} \cdot (\lambda W + \mu D) = \frac{0,02 \cdot 5700 + 2,8 \cdot 300}{100} \\ = 0,114 + 0,840 = 0,954 \text{ cbm}^1)$$

Nach Gl. (17) wird das oben aus dem Kondensator abgesaugte Gasgemenge eine Temperatur haben, die um zirka

$$\alpha = 4 + 0,1 (t' - t_0) = 4 + 0,1 (50 - 20) = \sim 7^\circ$$

höher ist als die Temperatur t_0 des oben eintretenden Kühlwassers; sie wird also $t_0 + \alpha = 20 + 7 = 27^\circ$ sein, und der dieser Temperatur entsprechende Dampfdruck ist laut Dampftabelle hinten

$$d_{t_0 + \alpha} = d_{27} = 0,0334 \text{ Atm.}$$

Alle diese Werte von L , p_0 und $d_{t_0 + \alpha}$ in Gl. (22) eingesetzt, erhalten wir die nötige minutliche und effektive Ansaugleistung der Luftpumpe bei Gegenstrom

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{0,954}{0,120 - 0,034} = \frac{0,954}{0,086} = 11,1 = \sim 11 \text{ cbm}$$

also nur etwa halb so groß wie bei Parallelstrom.

II. Stammt der zu kondensierende Dampf aber aus Verdampfapparaten einer Zuckerfabrik, so ändert sich nur die pro Minute auftretende Luftmenge L , während das übrige gleich bleibt. Kondensiert man dann wieder

¹⁾ Von dieser Luft werden 0,84 cbm, aufgelöst in 300 kg Dampf, durch das Abdampfröhr unten in den Kondensator eingeführt. Bei $p_0 = 0,12$ Atm. hat 1 kg Dampf ein Volumen von ~ 12 cbm. Obige 0,84 cbm Luft von Atmosphärenspannung finden sich also aufgelöst in $300 \cdot 12 = 3600$ cbm Dampf und nehmen also auch dieses Volumen ein, haben also eine Spannung von $l = \frac{0,84}{3600} = 0,00023$

Atm. Der Luftdruck l unten in diesem Gegenstromkondensator bei der Eintrittsstelle des Dampfes, und bevor dessen Kondensation beginnt, ist also streng genommen nicht = 0, sondern = 0,00023 Atm. Das ist aber — hier in diesem Beispiel, wie in allen solchen Fällen — so verschwindend wenig, daß wir S. 8 wohl allgemein sagen durften: der Luftdruck l werde unten in einem Gegenstromkondensator = 0, wenn nur die Luftpumpe eine bestimmte zu berechnende Größe hat. Immerhin waren wir eine Nachweisung dieses Satzes schuldig.

a) nach Parallelstrom

und nimmt wieder wie vorhin die ganze vorhandene Wassermenge W , so kommt mit $\mu = 8$ (Gl. 41) wieder nach Gl. (29)

$$L = \frac{\lambda \cdot W + \mu \cdot D}{1000} = \frac{0,02 \cdot 9000 + 8 \cdot 300}{1000} = 0,18 + 2,40 = 2,58 \text{ cbm}$$

(die aus der einzudampfenden Flüssigkeit sich entwickelnden Gase zusammen mit der durch Undichtheiten eindringenden Luft betragen also hier das ca. 13 fache der im Kühlwasser absorbierten Luft); damit kommt die nötige Ansaugleistung der reinen Luftpumpe nach Gl. (23)

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_t} = \frac{2,58}{0,120 - 0,068} = \frac{2,58}{0,052} = 49,6 = \sim 50 \text{ cbm}$$

Hätte man es dann mit einer nassen Luftpumpe zu tun, so müßte deren Gesamtleistung betragen:

$$v_0 + \frac{W + D}{1000} = 50 + \frac{9000 + 300}{1000} = 59,3 \text{ cbm}$$

Kondensiert man aber hierbei

b) nach Gegenstrom,

so braucht man, um das gleiche Vakuum zu erhalten, wieder nur $W = 5700$ l Kühlwasser pro Minute zu nehmen; damit kommt

$$L = \frac{\lambda W + \mu D}{1000} = \frac{0,02 \cdot 5700 + 8 \cdot 300}{1000} = 0,114 + 2,400 = 2,514 \text{ cbm}$$

und damit

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{2,514}{0,120 - 0,034} = \frac{2,514}{0,086} = 29,2 = \sim 30 \text{ cbm}$$

Zusammenstellung der Resultate dieses Beispiels:

Für $D = 300$ kg, $t_0 = 20^\circ$ und $p_0 = 67$ cm = 0,12 Atm. wird:	bei		
	Parallelstrom	Gegenstrom	
Kühlwassermenge pro Minute $W =$	9000 l	5700 l	
Größe der reinen Luftpumpe	bei Dampfmaschinen $v_0 =$	20 cbm	11 cbm
	bei Verdampfapparaten $v_0 =$	50 cbm	30 cbm

Ein anderes Beispiel, aber nur für Dampfmaschinenkondensation durchgerechnet und zwar beispielsweise mit $Z = 200$ m langen Abdampfleitungen, also nach Gl. (37) und (38) mit $\mu = 3,80$ bis 3,00, je nach der schlechteren oder besseren Instandhaltung der Einrichtung, und wofür wir hier im Mittel $\mu = 3,40$ setzen wollen, möge folgendes sein:

Es sei gegeben:

die minutliche reine Luftpumpenleistung $v_0 = 20$ cbm
 die zu kondensierende minutl. Dampfmenge $D = 800$ kg
 die minutliche Menge des Kühlwassers $W = 20000$ kg
 dessen Temperatur (auf Gradierwerk gekühlt) $t_0 = 30^\circ$

so kann gefragt werden:

Welches Vakuum erhält man damit a) bei Parallelstrom?
 b) bei Gegenstrom?

Bei beiden Kondensationsarten ist nach den gegebenen Zahlen

$$n = \frac{W}{D} = \frac{20000}{800} = 25$$

also

$$L = \left(\lambda + \frac{\mu}{n} \right) \frac{W}{1000} = \left(0,02 + \frac{3,4}{25} \right) \cdot 20 = 3,12 \text{ cbm}$$

Damit kommt aus Gl. (23) für Parallelstrom:

$$\left(\text{mit } t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{25} + 30 = 53^\circ, \text{ also } d_{t'} = 0,14 \text{ Atm.} \right)$$

$$p_{0 \text{ par.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t'} = \frac{3,12}{20} + 0,14 = 0,156 + 0,140 = 0,296 \text{ Atm.} \\ (= 53,7 \text{ cm})$$

und aus Gl. (22) für Gegenstrom:

$$\left(\text{mit } a = 4 + 0,1 (t' - t_0) = 4 + 0,1 (53 - 30) = \sim 6^\circ \right)$$

also $d_{t_0 + a} = d_{36} = 0,058 \text{ Atm.}$

$$p_{0 \text{ geg.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0 + a} = \frac{3,12}{20} + 0,058 = 0,156 + 0,058 = 0,214 \text{ Atm.} \\ (= 59,7 \text{ cm})^1$$

Wollte man aber auch bei Parallelstrom das gleiche Vakuum ($p_0 = 0,214$ Atm.) erzielen, das wir bei Gegenstrom erhalten haben, und zwar mit gleicher Menge des Kühlwassers und gleicher Temperatur desselben, so müßten wir die reine Luftpumpenleistung von 20 cbm vergrößern auf

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} = \frac{3,12}{0,214 - 0,140} = \frac{3,12}{0,074} = 42 \text{ cbm}$$

und wäre es dabei eine „nasse“ Luftpumpe, so müßte ihre Totalleistung sein

¹⁾ Wäre die Kühlwassermenge nicht, wie oben angenommen, „gegeben“ gewesen, sondern hätte man sie frei gewählt, so hätte — entsprechend $p_0 = 0,214$ — bei Gegenstrom das Kühlwasser sich erwärmen dürfen bis auf $t' = 62^\circ$; also hätte das Kühlwasserverhältnis nur zu sein brauchen

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{62 - 30} = \frac{570}{32} = 17,8$$

und man hätte zur Erreichung eines Kondensationsdruckes von $p_0 = 0,214$ Atm. nur eine minutliche Kühlwassermenge von

$$W = n \cdot D = 17,8 \cdot 800 = 14300 \text{ kg}$$

gebraucht, statt der wirklich verwendeten 20000 kg.

$$v_0 + \frac{W + D}{1000} = 42 + \frac{20000 + 800}{1000} = \sim 63 \text{ cbm}$$

Nach Art dieser Beispiele kann, wenn von den fünf Größen D , W , t_0 , p_0 und v_0 vier durch die Umstände gegeben oder gewählt worden sind, aus unsern Formeln S. 37 immer die fünfte berechnet werden.

5. Verhältnis von Kühlwassermenge zu Luftpumpenleistung bei Gegenstrom. — Günstigste Luftpumpengröße bei Parallelstrom. — Günstigste Kühlwassermenge bei gegebener Naßluftpumpe.

Auf einen Umstand haben wir noch hinzuweisen: Ist insbesondere die zu kondensierende Dampfmenge D sowie die Temperatur t_0 des Kühlwassers gegeben, dieses aber in beliebiger Menge W vorhanden, und wird ein bestimmter Kondensatordruck (ein „Vakuum“) p_0 verlangt, so ist bei Gegenstrom eine bestimmte Kühlwassermenge W (die kleinstmögliche) und eine bestimmte Luftpumpenleistung $v_{0\text{geg}}$. (ebenfalls die kleinstmögliche) nötig, während man bei Parallelstrom beliebig viel Wasser nehmen kann, wenn man nur mehr nimmt als bei Gegenstrom, womit man dann aber auch verschiedene Luftpumpengrößen $v_{0\text{par}}$ erhält, und zwar immer für das gleiche Vakuum.

Setzt man nämlich den Wert L der pro Minute in den Kondensator gelangenden Luft aus Gl. (30) in Gl. (22) und (23) ein, so erhält man

$$v_{0\text{geg}} = \frac{\left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{p_0 - d_{t_0 + a}} \dots \dots \dots (42)$$

$$v_{0\text{par}} = \frac{\left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{p_0 - d_{t'}} \dots \dots \dots (43)$$

Indem nun bei Gegenstrom das Wasser sich vollständig bis auf die dem verlangten Kondensatordruck p_0 entsprechende Temperatur t' erwärmen kann, wonach in Gl. (42) $p_0 = d_{t'}$ ist, so ist t' bestimmt; also nach Gl. (3) auch das nötige Kühlwasserverhältnis $n = \frac{570}{t' - t_0}$ und damit auch die nötige Kühlwassermenge $W = n \cdot D$; und damit ist schließlich nach Gl. (42) auch die nötige Luftpumpenleistung v_0 eindeutig bestimmt, und kann man Gl. (42) auch schreiben:

$$W : 1000 = \frac{\lambda + \frac{\mu}{n}}{p_0 - d_{t_0 + a}} \dots \dots \dots (44)$$

Hiernach ist bei Gegenstrom das Verhältnis der Luftpumpengröße zur Kühlwassermenge bei bestimmter Kühlwassertemperatur t_0 nur noch vom verlangten Kondensatordruck p_0 abhängig und muß um so größer sein, je niedriger dieser Druck, je höher also das Vakuum

gewünscht wird. An einem Beispiel möge der Verlauf der Funktion

$$\frac{v_0 \text{ geg.}}{W:1000} = f(p_0) \text{ gezeigt werden:}$$

Es sei $t_0 = 20^\circ$, und man habe nach Gl. (37) bzw. (38) für den gerade vorliegenden Fall $\mu = 3$ als passend anzunehmen befunden, während $\lambda = 0,02$ konstant ist.

Man wünsche nun einen Kondensatordruck (Vakuum) von:

$p_0 =$	<u>0,40</u>	<u>0,30</u>	<u>0,20</u>	<u>0,10</u>	Atm. abs
so entspricht dieser einer Warmwassertemperatur von:					
$t' =$	76°	70°	60 ₀	46°	
also wird die Temperaturdifferenz:					
$t' - t_0 = t' - 20 =$	56°	50°	40°	26°	
damit nach Gl. (3) das Kühlwasser- verhältnis:					
$n = \frac{570}{t' - t_0} =$	10,2	11,4	14,3	22	
und nach Gl. (17) die Übertemperatur:					
$\alpha = 4 + 0,1 (t' - t_0) =$	10°	9°	8°	7°	
also der Dampfdruck im Gas- gemenge der Luftpumpe:					
$d_{t_0 + \alpha} = d_{20 + \alpha} =$	0,041	0,039	0,037	0,034	Atm. abs.
Alle die Werte von λ , μ , n , p_0 und $d_{t_0 + \alpha}$ in Gl. (44) eingesetzt, findet sich das Verhältnis:					
$\frac{v_0 \text{ geg.}}{W:1000} = \frac{0,02 + \frac{3}{n}}{p_0 - d_{20 + \alpha}} =$	0,88	1,08	1,41	2,36	

In dem Schaubild Fig. 9 sind zu den Werten von p_0 als Abszissen diese Werte von $\frac{v_0}{W}$ als Ordinaten eingetragen. Ist danach beispielsweise die minutliche Kühlwassermenge $W = 10$ cbm, und gelangt eine solche Dampfmenge in den Kondensator, daß das Wasser sich auf $t' = 60^\circ$ erwärmt, so kann dabei das Vakuum auf $p_0 = 0,20$ Atm. gebracht werden; damit es tatsächlich das wird, muß die Luftpumpenleistung $v_0 = 1,41 \cdot 10 = 14,1$ cbm pro Minute betragen. Kommt nun in einer andern Periode des Betriebes bei gleichbleibender Kühlwassermenge so viel weniger Dampf in den Kondensator, daß sich das Wasser nur auf 46° erwärmt, so könnte nun bei Gegenstrom das Vakuum steigen bis auf $p_0 = 0,10$ Atm. abs.; damit es das tut, muß nur die Luftpumpenleistung auf $v_0 = 2,36 \cdot 10 = 23,6$ cbm pro Minute erhöht werden. Erhöhen wir die Luftpumpenleistung nicht, so bleiben in Gl. (16) $p_0 \text{ geg.} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha}$ auf der rechten Seite die Größen L , v_0 und t_0 die gleichen, nur α wird um etwa 1° C kleiner werden, was aber den Dampf-

druck d_{t_0+a} nur verschwindend wenig ändert; also sind in Gl. (16) rechts alle Größen gleich geblieben; also hat sich der Kondensatordruck p_0 nicht verändert, sondern ist, trotzdem die Warmwassertemperatur t' von 60° auf 46° , also um volle 14° gesunken ist, ohne entsprechende Vergrößerung der Luftpumpenleistung derselbe geblieben ¹⁾. Auf diesen Umstand werden wir im Kapitel „Kondensation bei wechselndem Dampfverbrauch“ zurückkommen. — Brauchen umgekehrt die an die Konden-

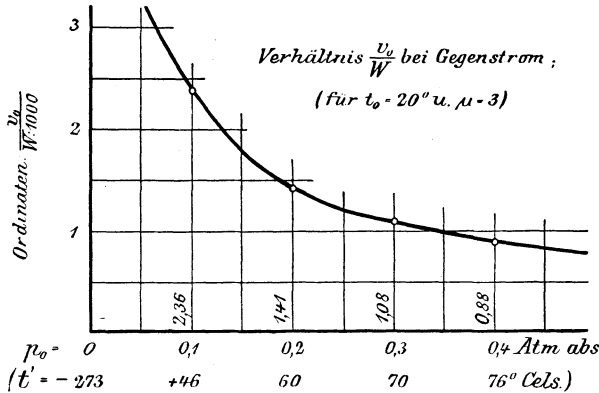


Fig. 9.

sation angeschlossenen Maschinen ein andermal mehr Dampf, so daß die Temperatur des Warmwassers auf z. B. $t' = 70^\circ$ steigt, so kann dabei das Vakuum nicht höher als $p_0 = 0,30$ Atm. werden. Damit es das wird, braucht es eine Luftpumpenleistung von nur $v_0 = 10 \cdot 1,08 = 10,8$ cbm pro Minute. Beläßt man aber diese in ihrer zuerst bestandenen Größe von $14,1$ cbm, so ist sie nun zu groß; was in diesem Falle eintritt, werden wir im nächstfolgenden Abschnitt sehen. Eines aber sehen wir jetzt schon: Bei Gegenstromkondensation soll man die Luftpumpenleistung v_0 gegenüber der Kühlwasserzufuhr W unabhängig veränderlich machen; am einfachsten, indem man die Luftpumpe durch eine besondere kleine Dampfmaschine antreibt, deren Umdrehzahl man durch einen „Leistungsregulator“ ²⁾ veränderlich macht. Natürlich braucht man dann nicht jeder kleinen Schwankung des Dampfverbrauches, also auch der Temperatur t' zu folgen; es genügt, für länger anhaltende Perioden die Umdrehzahl der Luftpumpe jeweils wieder neu einzustellen; so wird man im Winter, wo das Kühlwasser kälter ist,

¹⁾ Bloß in dem Falle, daß der Minderdampfverbrauch daher rührt, daß eine oder mehrere Maschinen abgestellt und sie außerdem auch noch durch Schließen eines Absperrventils vom Abdampfrohrnetz abgeschlossen werden, dringt dann auch keine Luft durch die Stopfbüchsen dieser abgeschlossenen Maschinen mehr ein; in der Gleichung $p_{0\text{geg.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0+a}$ wird also rechts L kleiner, also wird auch p_0 kleiner oder das Vakuum höher: aber nicht, weil nun weniger Dampf, sondern weil nun weniger Luft in den Kondensator kommt.

²⁾ Siehe Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ing. 1891, S. 1065.

also auch t' niedriger wird, also das erreichbare Vakuum unter entsprechender Vergrößerung von v_0 ein höheres wird, der Luftpumpe eine größere Umdrehzahl geben als im Sommer. Dasselbe wird man tun, wenn z. B. an der Kondensation eines Walzwerkes eine sonst angeschlossene Walzenstraße für längere Zeit außer Betrieb gesetzt wird usw. usw.

Anders ist es bei Parallelstrom: Hier kann in Gl. (43)

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{\left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{p_0 - d_t'}$$

für einen verlangten Kondensatordruck p_0 der Dampfdruck d_t ganz beliebig gewählt werden, nur muß er $< p_0$ sein. Also können wir für t' beliebige Werte wählen, wenn sie nur unter demjenigen Werte bleiben, der einem Dampfdruck von p_0 entspricht; also erhalten wir nach

Gl. (3) verschiedene Werte von $n = \frac{570}{t' - t_0}$, also auch verschiedene

Werte von $W = n \cdot D$ und damit nach Gl. (43) auch verschiedene Werte von v_0 . Eine Annahme von t' wird dabei die günstigsten (kleinsten) Werte von W und v_0 herbeiführen. Eine allgemeine Bestimmung dieser günstigsten Annahme von t' läßt sich nicht geben; man muß in jedem einzelnen Falle eben W und v_0 für eine Reihe von verschiedenen t' tabellarisch ausrechnen, und daraus die günstigsten Werte auswählen, und werde das an folgendem Beispiele gezeigt:

Es sei pro Minute $D = 300$ kg Dampf zu kondensieren mit Kühlwasser von $t_0 = 20^\circ$, und der verlangte Kondensatordruck sei $p_0 = 0,12$ Atm. abs. (= 67 cm); und der Undichtheitskoeffizient sei nach Gl. (37) bzw. (38) zu $\mu = 2,80$ bestimmt worden, während $\lambda = 0,02$ ist. (Es sind also die Werte unseres ersten Beispiels S. 38 gewählt worden, damit man Vergleichen anstellen kann.) Diese Zahlen in Gl. (43) eingesetzt, findet sich die nötige Luftpumpenleistung

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{\left(0,02 + \frac{2,8}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{0,12 - d_t'}$$

Die dem Druck $p_0 = 0,12$ entsprechende Dampftemperatur ist $t' = 50^\circ$; dabei ist $d_t' = 0,12$, und damit wird $v_0 = \infty$; $t' = 50^\circ$ ist also der höchste Grenzwert von t' . Der andere Grenzwert von t' ist aber $t' = 20^\circ$, weil $t_0 = 20^\circ$, und unter die Kühlwassertemperatur t_0 kann natürlich die Temperatur des aus dem Kondensator austretenden Wassers nicht sinken; für diesen Grenzwert von $t' = 20$ wird $n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{0} = \infty$; also auch $W = n \cdot D = \infty$; also wird in obiger Gleichung auch $v_0 = \infty$. Zwischen diesen beiden Grenzwerten von $t' = 20^\circ$ bis $t' = 50^\circ$, für welche beide $v_0 = \infty$ wird, können wir t' beliebig annehmen.

In der folgenden Tabelle nehmen wir in Zeile 1 t' an zu 20, 25, 30 50°.

In Zeile 2 schreiben wir die diesen Temperaturen entsprechenden Dampfdrücke d_t' an.

In Zeile 3 berechnen wir nach Gl. (3) $n = \frac{570}{t' - t_0}$ mit $t_0 = 20^\circ$ die den verschiedenen Warmwassertemperaturen t' entsprechenden Kühlwasserverhältnisse n .

In Zeile 4 berechnen wir mit $D = 300$ die nötige Kühlwassermenge (und zwar hier in Kubikmetern) $\frac{W}{1000} = \frac{n \cdot D}{1000} = 0,3 \cdot n$.

In Zeile 5 berechnen wir mit allen diesen Werten die pro Minute in den Kondensator eindringende und im Kühlwasser eingeführte Luftmenge L von Atmosphärenspannung

$$L = \left(0,02 + \frac{2,8}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}$$

In Zeile 6 schreiben wir dann noch den Luftdruck l der Luftpumpe an, nämlich $l = p_0 - d' = 0,12 - d'$.

Durch Division der Werte der Zeile 5 durch die der Zeile 6 erhalten wir in Zeile 7 die reine Luftpumpengröße

$$v_0 = \frac{L}{l} = \frac{\left(0,02 + \frac{2,8}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{0,12 - d'}$$

Im Falle einer „nassen“ Luftpumpe, die auch noch das warm gewordene Kühlwasser $\frac{W}{1000}$ cbm und den zu $\frac{D}{1000} = \frac{300}{1000} = 0,3$ cbm Wasser verdichteten Dampf wegzuschaffen hat, hat man zu v_0 noch $\frac{W+D}{1000} = \frac{W}{1000} + 0,3$ cbm zu addieren und erhält so in Zeile 8 die nötige totale Ansaugleistung der nassen Luftpumpe.

Parallelstromkondensation mit

$D = 300$ kg; $t_0 = 20^\circ$; $p_0 = 0,12$ Atm. (= 67 cm) und $\mu = 2,8$

1.	$t' =$	20	25	30	35	40	45	50°	Celsius
2.	$d' =$	0,022	0,031	0,041	0,055	0,072	0,093	0,120	Atm. abs.
3.	$n = \frac{570}{t' - 20} =$	∞	114	57	38	28,5	22,8	19	
4.	$\frac{W}{1000} = 0,3 \cdot n =$	∞	34,2	17,1	11,4	8,55	6,48	5,7	cbm p. Minute
5.	$L = \left(0,02 + \frac{2,8}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000} =$	∞	1,54	1,18	1,07	1,02	0,98	0,95	cbm p. Minute
6.	$l = 0,120 - d' =$	0,098	0,089	0,079	0,065	0,048	0,027	0	Atm. abs.
7.	$v_0 = \frac{L}{l} =$	∞	17,3	15	16,5	21,3	36,3	∞	cbm p. Minute
8.	$v_0 + \frac{W}{1000} + 0,3 =$	∞	51,8	32,4	28,2	30,15	43,44	∞	cbm p. Minute

Im Schaubild Fig. 10 sind die Werte dieser Tabelle als Ordinaten zu den zugehörigen Temperaturen t' als Abszissen aufgetragen worden, nämlich die nötige Kühlwassermenge $\frac{W}{1000}$ in Kubikmetern pro Minute, die nötige Leistung v_0 der reinen Luftpumpe und die nötige Leistung $v_0 + \frac{W+D}{1000}$ einer Naßluftpumpe, ebenfalls in Kubikmetern pro Minute; ferner ist zur Vervollständigung des Bildes noch die Kurve der Werte des Kühlwasserverhältnisses n eingezeichnet.

Parallelstrom, mit: $D=300^k$, $\mu_0=0,12$, $t_0=20^\circ$ u. $\mu=2,8$

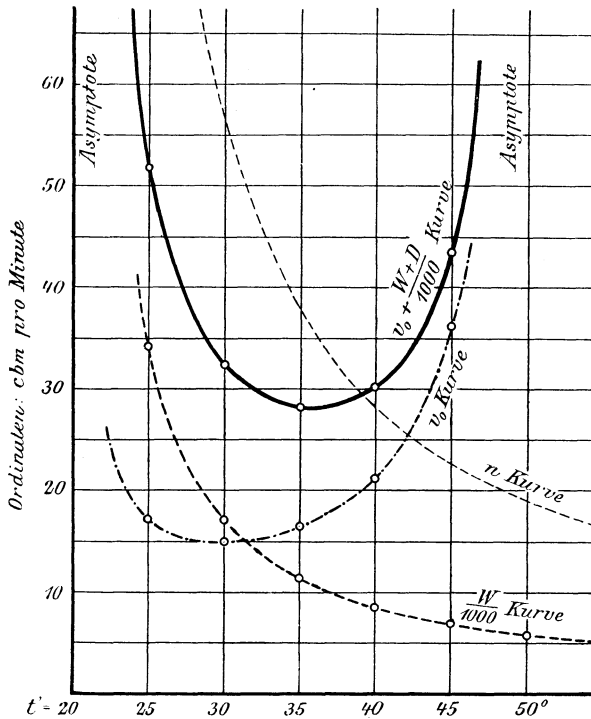


Fig. 10.

Hat man es nun mit einer trockenen Luftpumpe zu tun (also z. B. bei einem Parallelstromkondensator nach Fig. 2, S. 5, mit Abfuhr des Warmwassers durch ein Fallrohr), so zeigt das Schaubild die kleinste Größe der Luftpumpe mit $v_0 = \sim 15$ cbm bei etwa $t' = 30^\circ$, wobei aber das Kühlwasserverhältnis n den enormen Wert von ~ 57 haben und man pro Minute etwa $\frac{W}{1000} = 17$ cbm Kühlwasser zugeben muß! Schon vom Standpunkt der Anschaffungskosten aus können das nicht die günstigsten zusammengehörenden Werte von v_0 und W sein; denn wenn auch

die Luftpumpe relativ klein wird, so werden die Wasserpumpe samt Wasserrohrleitungen und Kondensatorkörper dafür um so größer und teurer. Man wird eher die Luftpumpenleistung v_0 etwas größer nehmen — weil eine trockene Luftpumpe mit der bei ihr zulässigen höhern Umdrehzahl für größere Leistung nicht viel größer und teurer wird —, um die Kühlwassermenge W und damit die Größe der Wasserpumpen zu verkleinern. Nehmen wir z. B. eine Luftpumpe von $v_0 = \sim 20$ cbm, so sinkt $\frac{W}{1000}$ schon auf ~ 9 cbm (bei $n = \sim 30$). Dabei würden die Erstellungskosten der Kondensation viel kleiner. Die Sache muß aber auch noch vom Standpunkte der Betriebskosten aus untersucht werden, indem sowohl die Luftpumpe als die Wasserpumpe Betriebsarbeit erfordern, wobei die Arbeit der Wasserpumpe durch die örtlichen Verhältnisse (Höhenlage des vorhandenen Kühlwassers und Höhenlage der möglichen Abzuggräben für das Heißwasser) bedingt wird, also in jedem einzelnen Falle besonders ermittelt werden muß nach der in dem Abschnitt „Kraftbedarf“ gegebenen Anleitung.

Hat man es aber mit einer Naßluftpumpe zu tun, so ergibt sich diese aus dem Schaubild am kleinsten für etwa $t' = 35^\circ$, wobei etwa 12 cbm Wasser (also $n = \sim 38$) bei einer Totalleistung der Luftpumpe von etwa 28 cbm zu nehmen sind. Dabei ist aber durchaus nicht gesagt, daß diese kleinste, also auch billigste Naßluftpumpe auch in Hinsicht auf die Betriebskosten die günstigste sei. Vielmehr bleibt wieder zu untersuchen, ob die Betriebsarbeit der Pumpe nicht vielleicht erheblich kleiner wird, wenn man sie etwas größer nimmt, wobei die Kühlwassermenge und die auf deren Förderung zu verwendende Arbeit kleiner werden. Gäben wir z. B. der Naßluftpumpe eine Totalleistung von 30 cbm (statt 28), so säne dabei die nötige Kühlwassermenge von 12 auf etwa 8,6 cbm. Auch dieser Fall der „Naßluftpumpe“ wird in dem Kapitel „Kraftbedarf“ weiter behandelt werden.

Ist auf diese Weise eine Naßluftpumpe berechnet und danach erstellt worden, so fragt es sich, wie sich der Kondensatordruck oder das Vakuum verhalte, wenn der Maschinist durch mehr oder weniger Öffnen des Einspritzhahnes mehr oder weniger Kühlwasser eintreten läßt? Läßt er ganz wenig Wasser eintreten, so wird es sehr heiß, das Vakuum also sehr niedrig wegen des hohen Dampfdruckes d_t im Kondensator; gibt er umgekehrt sehr viel Wasser, so wird das Vakuum wiederum sehr niedrig, weil jetzt das viele Wasser in dem Luftpumpenzylinder zu wenig Raum für die abzusaugende Luft freiläßt, d. h. v_0 zu klein wird. Es gibt eine gewisse mittlere Wassermenge, eine gewisse mittlere Stellung des Einspritzhahnes, bei der das Vakuum ein Maximum wird. Wir haben also noch darzulegen, wie sich der Kondensatordruck p_0 bei einer gegebenen Naßluftpumpe mit Änderung der Einspritzwassermenge ändert. Bei einer gegebenen Naßluftpumpe ist die Summe von geförderter Wasser- und Luftmenge konstant; man kann also setzen

$$v_0 + \frac{W + D}{1000} = C \quad (45)$$

wo C für eine bestimmte Pumpe und eine bestimmte Hubzahl derselben eine konstante Größe, das ganze minutliche Hubvolumen der Pumpe ist. Hieraus ergibt sich der Teil des ganzen Hubvolumens der Naßluftpumpe, der auf die Förderung der Luft verwendet wird, zu

$$v_0 = C - \frac{W + D}{1000}$$

während der Rest für die Wasserförderung dient. Setzt man diesen Wert für v_0 in Gl. (43) ein und rechnet daraus den Kondensatordruck p_0 , so erhält man:

$$p_0 = \frac{\left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot \frac{W}{1000}}{C - \frac{W + D}{1000}} + d_t = \frac{\left(\lambda + \frac{\mu}{n}\right) \cdot W}{1000 C - (W + D)} + d_t$$

Dividiert man Zähler und Nenner durch D und bedenkt, daß $\frac{W}{D} = n =$ dem Kühlwasserverhältnis ist, so schreibt sich diese Gleichung:

$$p_0 = \frac{n \cdot \lambda + \mu}{\frac{1000 C}{D} - (n + 1)} + d_t \quad \left. \begin{array}{l} \text{wobei nach Gl. (6)} \\ \text{und die Kühlwassermenge} \\ \text{ist.} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (46)$$

$$t' = \frac{570}{n} + t_0$$

$$W = n \cdot D$$

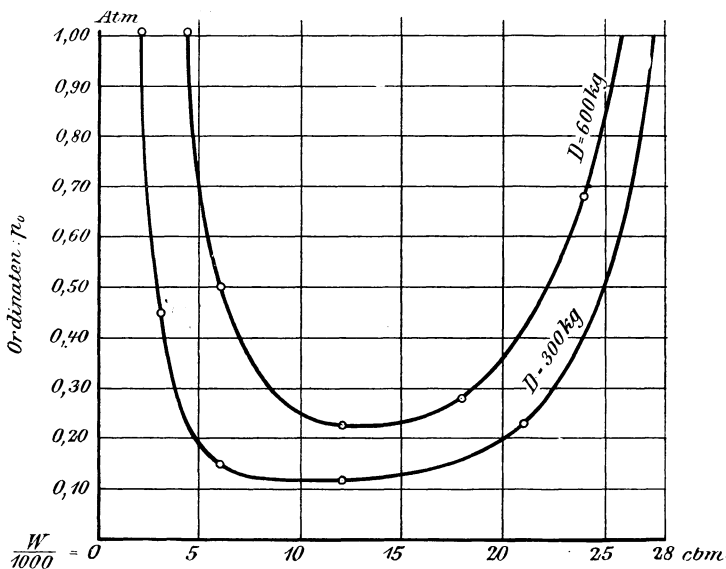


Fig. 11. Naßluftpumpe mit $C = v_0 + \frac{W + D}{1000} = 28 \text{ cbm}$; $\mu = 2,80$; $t_0 = 20$.

Ein Beispiel soll den Verlauf des Kondensatordruckes p_0 bei wechselndem Kühlwasserverhältnis n zeigen, und sei — wie in letztem Abschnitt — die totale Ansaugleistung der gegebenen Naßluftpumpe an Wasser und Luft zusammen $C = 28$ cbm pro Minute, ferner $\mu = 2,80$ und wie immer $\lambda = 0,02$ und $t_0 = 20^\circ$, während die pro Minute zu kondensierende Dampfmenge zuerst wie im letzten Beispiele $D = 300$ kg sei. Setzen wir alle diese Werte in obige Gleichungen (46) ein und rechnen die Werte von p_0 , t' und W für eine Reihe von Kühlwasserverhältnissen n aus, so erhalten wir

Für	n	=	7,1	10	20	40	70	92,3
wird	t'	=	100	77	48,5	34	28	26°
und	p_0	=	1,03	0,45	0,15	0,12	0,23	∞ Atm. abs.
und	$\frac{W}{1000}$	=	2,13	3	6	12	21	27,7 cbm.

In obigem Schaubild Fig. 11 sind diese Werte des Kondensatordruckes p_0 als Ordinaten zu den zugehörigen Kühlwassermengen $\frac{W}{1000}$ als Abszissen aufgetragen, (die untere Kurve für $D = 300$ kg). Man sieht, wie bei geringer Öffnung des Einspritzhahnes, wenn z. B. pro Minute nur 3 cbm Wasser in den Kondensator gelangen, man nur ein schlechtes Vakuum von $p_0 = 0,45$ Atm. abs. Druck erhält; wie sich mit Mehreröffnung des Hahnes das Vakuum bessert und bei etwa 12 cbm minutlicher Einspritzwassermenge ein Maximum von $p_0 = 0,12$ Atm. abs. erreicht, worauf es bei Zulassung von noch mehr Kühlwasser wieder fällt. Man sieht ferner, daß das Vakuum nahezu auf seinem günstigsten Stande bleibt, wenn die Kühlwassermenge von etwa 7 cbm bis auf etwa 16 cbm ansteigt; in bezug auf die Höhe des erreichten Vakuums wäre es also ziemlich gleichgültig, ob der Maschinist 7, 10 oder 16 cbm Wasser pro Minute in den Kondensator saugen läßt; freilich in bezug auf den Arbeitsverbrauch ist das nichts weniger als gleichgültig, und werden wir im Kapitel „Kraftbedarf“ sehen, daß es sich immer empfiehlt, nur die kleinstmögliche Wassermenge zur Erzeugung eines bestimmten Vakuums zu verwenden.

Die erstgezeichnete Kurve von p_0 für verschiedene W bezieht sich auf eine bestimmte zu kondensierende Dampfmenge von $D = 300$ kg pro Minute. Diese Dampfmenge kann aber ebenfalls wechseln, und um dann den Verlauf von p_0 zu zeigen, führen wir die ganz gleiche Rechnung wie vorhin für die gleiche Naßluftpumpe durch, wenn der Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen z. B. auf das Doppelte, also auf $D = 600$ kg pro Minute steigt. Damit und mit den gleichen Werten von C , λ , μ und t_0 wie vorhin erhalten wir aus den Gleichungen (46):

Für	n	=	7,1	10	20	30	40	45,7
wird	t'	=	100	77	48,5	39	34	32°
und	p_0	=	1,08	0,50	0,23	0,28	0,68	∞ Atm. abs.
und	$\frac{W}{1000}$	=	4,26	6	12	18	24	27,4 cbm.

Auch diese Werte von p_0 sind als Ordinaten zu den Abszissen $\frac{W}{1000}$ in dem Schaubild Fig. 11 eingetragen, und ist so die obere Kurve für $D = 600$ kg Dampf pro Minute erhalten worden. — Man sieht, wie hier das Vakuum überall kleiner wird als bei der geringeren Dampfmenge von $D = 300$ kg, was ganz natürlich ist; man sieht aber ferner, daß bei ungefähr der gleichen Kühlwassermenge (von etwa 12 cbm) in beiden Fällen ($D = 300$ und $D = 600$ kg) je das mit dieser Naßluftpumpe erreichbare Vakuum das höchste ($p_0 = 0,12$ bzw. $0,23$ Atm.) wird. Der Maschinist hat also auch bei veränderlichem Dampfverbrauch doch immer die gleiche Kühlwassermenge zu geben, diejenige, bei der er bei irgend einem momentanen Dampfverbrauch das höchste Vakuum erhält. Indem dann die durch den eingestellten Einspritzhahn durchfließende Wassermenge nicht direkt proportional der wirksamen Druckhöhe, sondern nur proportional der weniger veränderlichen Quadratwurzel aus dieser Druckhöhe ist, welche Druckhöhe sich mit dem Vakuum ändert, ist die durch den eingestellten Einspritzhahn laufende Wassermenge auch nicht stark mit dem wechselnden Vakuum veränderlich, woraus wiederum folgt, daß der Maschinist die Stellung des Einspritzhahnes, die er bei irgend einem Dampfverbrauch als die günstigste — das höchste Vakuum gebende, — gefunden hat, bei Naßluftpumpen ein für allemal belassen darf.

6. Parallelstromkondensation mit Nachkondensator.

Nachdem wir gesehen, wie bei Mischkondensation nach Gegenstrom im Gegensatz zu solcher nach Parallelstrom

- a) entweder zur Erreichung eines verlangten Vakuums erheblich weniger Kühlwasser und erheblich kleinere Luftpumpengröße erforderlich ist,
- oder aber
- b) wie mit gleicher Kühlwassermenge und gleicher Luftpumpengröße ein erheblich höheres Vakuum erzielt wird,

liegt die Frage nahe, ob man bestehende Parallelstromkondensationen, nicht hinsichtlich der nötigen Kühlwassermenge — diese ist bei einer bestehenden Anlage ja gegeben — wohl aber hinsichtlich des erreichten Vakuums auf Grund unserer Lehren durch geeignete Mittel, wenn auch nicht auf die Höhe eines reinen Gegenstromkondensators bringen, so doch wenigstens verbessern könne?

Dies kann man in der Tat, wenn man

- a) im Falle eines Parallelstromkondensators mit trockener Luftpumpe das von dieser angesogene, sehr dampfreiche Gasgemenge nicht direkt in die Luftpumpe einführt, sondern es vorher noch durch einen eingeschalteten, nach Gegenstrom gebauten „Nachkondensator“ führt, in welchem das Gasgemenge möglichst entdampft wird;

b) im Falle eines Parallelstromkondensators mit nasser Luftpumpe, wenn man zur Vermehrung der reinen Luftpumpenleistung v_0 der Pumpe noch eine Luftpumpe — und dann zweckmäßigerweise eine trockenere — aufstellt wobei man, um die Leistung dieser zweiten Pumpe zu erhöhen, das von ihr angesogene dampffreie Gasgemenge ebenfalls durch einen eingeschalteten, nach Gegenstrom gebauten Nachkondensator führen kann, um es vor Eintritt in diese Luftpumpe möglichst dampffrei, also möglichst mit Luft angereichert zu machen.

Allgemeine Formeln lassen sich darüber nicht aufstellen; wir wollen nur für beide Fälle je ein Beispiel geben, wie solche Nachkondensatoren zu betrachten und zu berechnen sind, und zwar legen wir für diese Beispiele die schon S. 42 berechnete Kondensation zugrunde, bei der man für $D = 800$ kg mit $W = 20\,000$ kg (also $n = \frac{W}{D} = 25$) und $t_0 = 30^\circ$, (also $t' = 53^\circ$ und $d_t = 0,14$ Atm.) und mit $\mu = 3,40$ eine Luftmenge von $L = 3,12$ cbm pro Minute, bezogen auf Atmosphärenspannung, aus dem Kondensator zu schaffen hatte, wobei man mit einer Luftpumpe von $v_0 = 20$ cbm bei Parallelstrom einen Kondensatordruck von $p_0 = 0,296$ Atm. (= 53,7 cm Vakuummeteranzeige) erhielt.

a) Nachkondensator bei Parallelstromkondensation mit trockener Luftpumpe.

C (Fig. 12) sei der ursprüngliche Parallelstromkondensator, aus welchem das Rohr D_1 ursprünglich direkt zur trockenen Luftpumpe führte, mit welcher Einrichtung man ein Vakuum von $p_0 = 0,296$ Atm. = 53,7 cm erhielt. Nach unsern frühern Entwicklungen kann dies Vakuum nur dadurch erhöht werden, daß die Luftpumpe oder eigentlich deren Leistung v_0 vergrößert wird, oder aber, daß zwar die Luftpumpe dieselbe bleibt, aber deren luftabsaugende Wirkung erhöht wird. Das letztere führen wir dadurch herbei, daß wir das von der Luftpumpe bei D_1 abgesogene Gasgemenge erst in einen kleineren Gegenstromkondensator C_1 — den „Nachkondensator“ — einführen, in welchem das Gasgemenge noch weiter entdampft, also gehaltreicher an Luft wird, und es dann erst in diesem günstigeren Zustande durch Rohr E der — gleichgebliebenen — Luftpumpe zuführen. In dem Gegenstrom-Nachkondensator C_1 gebe man auch Kühlwasser von $t_0 = 30^\circ$ bei, so wird die Temperatur oben in diesem Nachkondensator nahezu auf diese Temperatur t_0 , sagen wir auf $t_0 + \alpha = 36^\circ$ sinken. Damit wird der Druck des nun oben aus dem Nachkondensator abgesogenen Gasgemenges, der auch = dem nun erniedrigten Drucke in allen Kondensationsräumen ist,

$$p_{01} = l + d = \frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha} = \frac{3,12}{20} + d_{36^\circ} = 0,156 + 0,058 \\ = 0,214 \text{ Atm.} = 59,7 \text{ cm}$$

und das ist das durch den Nachkondensator erzielte höhere Vakuum; es ist also um $59,7 - 53,7 = 6$ cm gestiegen.

Es fragt sich nun nur noch, wie viel Wasser (W_1) braucht der Nachkondensator? Zur Lösung dieser Frage muß man wissen, wie viel

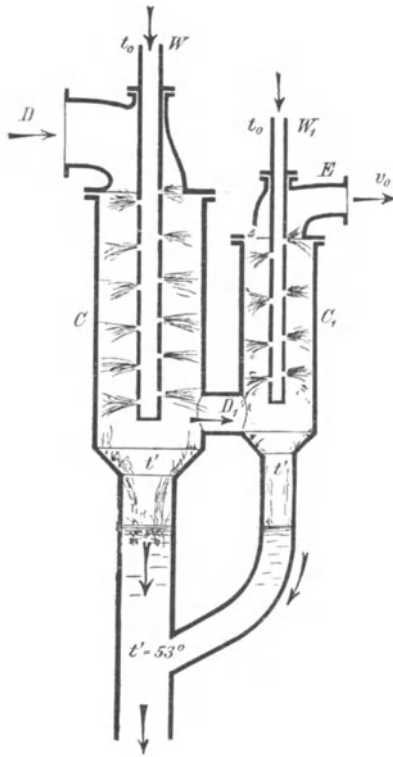


Fig. 12.

Dampf (D_1) aus dem Hauptkondensator in den Nachkondensator übertritt und in diesem noch kondensiert werden muß? Diese Dampfmenge ist dem Volumen nach die gleiche wie die übertretende Luftmenge, da Dampf und Luft sich vollständig durchdringen (Daltons Gesetz). Man braucht also nur das unten in den Nachkondensator übertretende Luftvolumen (x) zu berechnen. Der Druck dieser Luft beim Austritt aus dem Hauptkondensator, wo die Temperatur $t' = 53^\circ$, also $d_{t'} = 0,14$ Atm., ist offenbar wieder

$$l = p_{01} - d_{t'} = 0,214 - 0,14 = 0,074 \text{ Atm.}$$

Andererseits nimmt aber die ganze Luftmasse, nachdem sie von der Luftpumpe ins Freie hinausgedrückt ist, ein Volumen von $L = 3,12$ cbm mit dem Drucke $p = 1$ Atm. ein; wir haben also zur Bestimmung des unten aus dem Hauptkondensator übertretenden Luftvolumens x vom Drucke $l = 0,074$ nach dem Mariotteschen Gesetze ($p \cdot v = p' \cdot v' = \text{Konst.}$), wobei wir die kleinen Änderungen von Volumen

und Druck durch Temperaturänderungen vernachlässigen,

$$x \cdot l = L \cdot 1$$

oder

$$x \cdot 0,074 = 3,12 \cdot 1$$

woraus

$$x = \frac{3,12}{0,074} = 42 \text{ cbm pro Minute}$$

Also strömen — in diesen 42 cbm Luft — auch 42 cbm Dampf, und zwar von 53° , in den Nachkondensator hinüber. Nun wiegt 1 cbm Dampf von $53^\circ \sim 0,10$ kg; also strömen pro Minute

$$D_1 = 42 \cdot 0,10 = 4,2 \text{ kg Dampf}$$

in den Nachkondensator hinüber. Die Temperatur, auf die dieser Dampf das Wasser erwärmen kann, kann höchstens = der Temperatur $t' = 53^\circ$ sein, die er selber hat; und da der Nachkondensator nach Gegenstrom gebaut ist, wird er das Wasser auch so weit erwärmen. Damit wird das Kühlwasserverhältnis

$$n_1 = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{53 - 30} = \frac{570}{23} = \sim 25$$

also wie im Hauptkondensator. Damit braucht der Nachkondensator pro Minute an Wasser

$$W_1 = n_1 D_1 = 25 \cdot 4,2 = 105 \text{ kg oder l}$$

(also nur $\frac{105}{20\,000} = \sim 1/2 \text{ ‰}$ der ganzen Kühlwassermenge). Dieses

Wasser führt an absorbiertem Luft von Atmosphärenspannung

$$\frac{\lambda W_1}{1000} = \frac{0,02 \cdot 105}{1000} = 0,0021 \text{ cbm}$$

ein; das ist gegenüber der ursprünglich auftretenden Luftmenge von $L = 3,12 \text{ cbm}$ so verschwindend wenig, daß wir in obiger Rechnung die kleine Vermehrung der eintretenden Luft durch das Wasser des Nachkondensators vernachlässigen durften; ferner haben wir in obiger Rechnung angenommen, der kleine Nachkondensator gebe auch keinen Anlaß zu weiteren Undichtheiten, welche Annahme bei der Kleinheit des Apparates auch wohl zulässig erscheint.

b) Nachkondensator bei Parallelstromkondensation mit nasser Luftpumpe.

Mit der nassen Luftpumpe allein erhielten wir einen Kondensatordruck

$$p_0 = l + d_t = \frac{L}{v_0} + d_{53} = \frac{3,12}{20} + 0,14 = 0,156 + 0,14 = 0,296 \text{ Atm. (= 53,7 cm)}$$

Soll dieser Druck vermindert werden, so kann das nur durch Verkleinerung des Partialdruckes l der Luft geschehen, indem der Partialdruck d_t des Dampfes unveränderlich ist, bzw. sich nur durch Herabsetzung von t' durch Zugabe von mehr Kühlwasser vermindern ließe, welcher Überschuß an Wasser aber voraussetzungsgemäß nicht zur Verfügung steht. Die Verkleinerung des Luftdruckes $l = \frac{L}{v_0}$ läßt sich

aber durch Vergrößerung der reinen Luftpumpenleistung v_0 in jedem beliebigen Maße bewirken. Will man z. B. — wie im Falle a) — den Kondensatordruck von $p_0 = 0,296$ auf $p_{01} = 0,214$, also um $0,082 \text{ Atm.}$ vermindern, so muß man nur den Luftdruck l in dem von der Pumpe angesogenen Gasgemenge um eben diese $0,082 \text{ Atm.}$ vermindern, d. h. auf

$$l_1 = l - 0,082 = 0,156 - 0,082 = 0,074 \text{ Atm.}$$

herabbringen. Das geschieht, wenn die jetzige reine Luftpumpenleistung von $v_0 = 20 \text{ cbm}$ pro Minute vergrößert wird um ein Volumen x , so daß

$$l_1 = \frac{L}{v_0 + x}$$

oder

$$0,074 = \frac{3,12}{20 + x}$$

wird, woraus

$$x = 22 \text{ cbm.}$$

Ließe sich die Hubzahl der vorhandenen nassen Luftpumpe beliebig steigern, so brauchte man nur die ursprüngliche Hubzahl auf das

$$\frac{v_0 + x + \frac{W + D}{1000}}{v_0 + \frac{W + D}{1000}} = \frac{20 + 22 + 20,8}{20 + 20,8} = 1,54\text{fache}$$

zu erhöhen, um — bei gleichbleibendem W und D — die reine Luftpumpenleistung von 20 auf 42 cbm und damit den Kondensatordruck von $p_0 = 0,296$ auf $p_{01} = 0,214$ Atm. zu bringen.

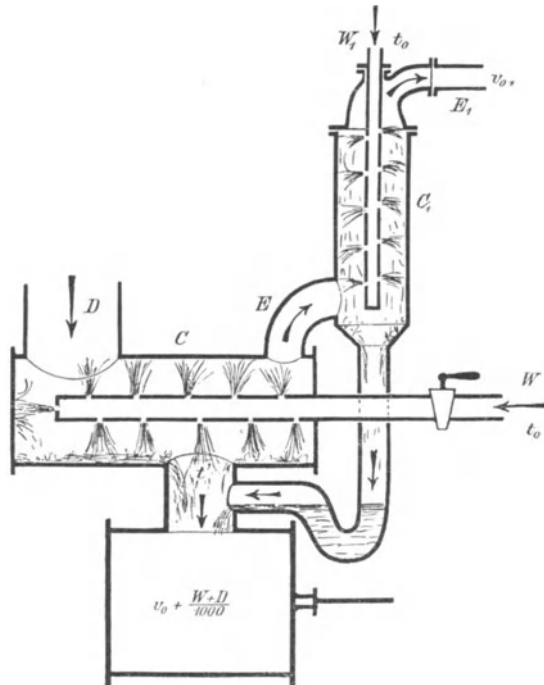


Fig. 13.

Läßt sich aber die Hubzahl der vorhandenen Naßluftpumpe nicht steigern, so muß man eine zweite — und dann zweckmäßigerweise eine trockene — Luftpumpe erstellen mit einer minutlichen Ansaugleistung von $x = 22$ cbm, die man durch das Rohr E Fig. 13 direkt an den vorhandenen Kondensationsraum C anschließen kann.

Damit diese zweite Luftpumpe, die pro Minute $x = 22$ cbm Luft vom Drucke $l_1 = 0,074$ Atm. ansaugen soll, kleiner wird, kann man wieder — wie im vorhergehenden Falle a) — einen nach Gegenstrom gebauten Nachkondensator C_1 einschalten, durch den man das von ihr angesogene Luft- und Dampfgemisch streichen läßt, bevor es dann durch Rohr E_1 in diese Hilfsluftpumpe gelangt, und wodurch jenes Gasgemisch wieder möglichst entdampft, also luftreicher wird, womit die Luftpumpe eben kleiner werden kann und dabei doch die gleiche Luftmasse absaugt, weil sie nun die Luft in dichterem Zustande zu fassen kriegt. Geben wir in dem Gegenstrom-Nachkondensator C_1 wieder Kühlwasser von $t_0 = 30^\circ$ bei, und herrsche oben in diesem Kondensator wieder eine Temperatur von $t_0 + \alpha = 36^\circ$, so ist der Partialdruck der Luft oben in diesem Kondensator (indem der Gesamtdruck überall in allen Kondensationsräumen nunmehr $p_{01} = 0,214$ Atm. geworden)

$$l_{11} = p_{01} - d_{t_0 + \alpha} = 0,214 - d_{36} = 0,214 - 0,058 = 0,156 \text{ Atm.}$$

Um bei diesem Drucke l_{11} pro Minute eine Luftmasse von $x = 22$ cbm, aber einem Drucke von $l_1 = 0,074$ Atm. abzusaugen, bedarf es einer Luftpumpe von v_{01} cbm Minutenleistung, die sich nach Mariotte ($p \cdot v = \text{Konst.}$) findet aus:

$$\begin{aligned} v_{01} \cdot l_{11} &= x \cdot l_1 \\ v_{01} &= \frac{x \cdot l_1}{l_{11}} = \frac{22 \cdot 0,074}{0,156} = 10,4 \text{ cbm} \end{aligned}$$

Mit Einschaltung des Gegenstrom-Nachkondensators C_1 braucht also die trockene Hilfsluftpumpe eine minutliche Ansaugleistung von nur 10,4 cbm zu haben, während sie ohne den Nachkondensator eine Minutenleistung von 22 cbm haben müßte.

Es fragt sich auch hier wieder, wie viel Wasser W_1 der Nachkondensator pro Minute bedarf. Auch hier muß man wissen, wie viel Dampf pro Minute durch das Rohr E in den Nachkondensator übertritt. Nach dem Daltonschen Gesetze ist dies Dampfvolumen = dem durch Rohr E übertretenden Luftvolumen, weil Luft und Dampf sich vollständig durchdringen. Das pro Minute übertretende Luftvolumen ist aber vorhin zu $x = 22$ cbm berechnet worden; also strömt auch gleichzeitig in dieser Luft aufgelöst ein ebensolches Volumen Dampf über, und zwar von $t' = 53^\circ$, bei welcher Temperatur 1 cbm Dampf $\sim 0,10$ kg wiegt. Also strömen pro Minute $D_1 = 22 \cdot 0,10 = 2,2$ kg Dampf in den Nachkondensator, die das Kühlwasser von $t_0 = 30^\circ$ auf $t' = 53^\circ$ erwärmen, so daß 1 kg Dampf

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{53 - 30} = 25 \text{ kg Kühlwasser,}$$

also die $D_1 = 2,2$ kg Dampf

$$W_1 = n \cdot D_1 = 55 \text{ kg oder 1 Kühlwasser}$$

pro Minute brauchen, also verschwindend wenig.

Unter sonst den gleichen Umständen hätte man bei reinem Gegenstrom (nach der Fußnote S. 42) das gleiche Vakuum von

$p_{01} = 0,214$ Atm. = 59,7 cm erhalten mit $W = 14,3$ cbm und $v_0 = 20$ cbm pro Minute.

In der folgenden Tabelle sind die verschiedenen Fälle zusammengestellt:

	p_0	$W + W_1$	$v_0 + v_{01}$
1. { Ursprüngliche Parallelstromkondensation mit trockener oder nasser Luftpumpe }	0,296 Atm. = 53,7 cm	20 cbm	20 cbm
2. { Parallelstromkondensation mit trockener Luftpumpe und Nachkondensator }	0,214 „ = 59,7 „	20,105 „	20 „
3. { Parallelstromkondensation mit nasser Luftpumpe und einer zweiten trockenen HilfsLuftpumpe }	0,214 „ = 59,7 „	20 „	42 „
4. { Wie unter 3, aber noch mit einem Nachkondensator }	0,214 „ = 59,7 „	20,055 „	30,4 „
5. Reiner Gegenstromkondensator	0,214 „ = 59,7 „	14,3 „	20 „

Durch die geschilderten Hilfsmittel ist also hier das Vakuum der ursprünglichen Parallelstromkondensation um ~ 6 cm erhöht worden, und zwar

in allen Fällen ohne nennenswerte Vermehrung des Kühlwassers, dann bei trockener Luftpumpe auch ohne deren Vergrößerung, dagegen bei nasser Luftpumpe unter Beifügung einer weiteren trockenen Luftpumpe,

wobei aber in allen Fällen ungefähr anderthalbmal so viel Kühlwasser gebraucht wird als bei reinem Gegenstrom.

Hat man eine Parallelstromkondensation mit Fallrohr und trockener Luftpumpe, deren Vakuum verbesserungsbedürftig ist, so wird man übrigens nicht einen besonderen Gegenstrom-Nachkondensator einschalten, sondern den Parallelstromkondensator durch einen richtigen Gegenstromkondensator ersetzen, was in solchem Falle ohne zu weit gehende Änderung der ganzen Anlage möglich sein wird.

Handelt es sich dagegen um Verbesserung einer Parallelstromkondensation mit nasser Luftpumpe, z. B. etwa einer größeren Zentralanlage, wo man sich scheut, die ganzen vorhandenen Einrichtungen wegzuerfen, so kann man in der Tat den Effekt in der angegebenen Weise erhöhen durch Beigabe einer weiteren — trockenen — Luftpumpe, und zwar entweder ohne oder aber besser mit Einschaltung eines Gegenstrom-Nachkondensators. —

7. Ausführung,

besonders der Weiss'schen Gegenstromkondensation; Besprechung verschiedener Einzelheiten; Überschreitung des physikalisch möglichen Vakuums und Abhilfe dagegen; v_0 und W voneinander unabhängig machen; Kühlwasserzerteilung und Zeit zum Kondensieren des Dampfes.

Die Einrichtung der gewöhnlichen Einspritz-Kondensation mit nasser Luftpumpe dürfen wir als bekannt voraussetzen, und gehen gleich zur Beschreibung einer Gegenstromkondensation über, die unter dem Namen

Weiss'sche Gegenstrom-Kondensation

bekannt geworden ist, und deren wichtigere Einzelheiten der „Sangerhauser Aktien-Maschinenfabrik“ und dem Verfasser patentiert sind.

Fragen allgemeiner Natur, die auch für gewöhnliche Einspritzkondensatoren gleichermaßen Bedeutung haben, wie z. B. die Kühlwasserzerteilung im Kondensationsraum, werden hier mit besprochen.

In Fig. 14 ist eine solche Kondensation dargestellt. In den hochliegenden Kondensatorkörper C strömt unten durch das Rohr B der zu kondensierende Dampf ein; durch Rohr D tritt, von der Kühlwasserpumpe M gehoben, oben das Kühlwasser ein, erwärmt sich, indem es den ihm entgegenströmenden Dampf kondensiert, und geht als warmes Wasser durch das unter dem Wasserspiegel des Heißwasserbassins ausmündende Fallrohr A ab, während oben aus dem Kondensatorkörper durch die Rohre $E_1 E$ von der trockenen Luftpumpe L die Luft abgesogen wird, welche Luftpumpe von der Dampfmaschine T angetrieben wird.

Zur Festlegung der Höhen geht man von dem Warmwasserspiegel $z-z$ (oder eigentlich von einer dessen Höhenlage bestimmenden Überfallkante) aus. Hat man dann natürliches Kühlwasser — Grundwasser aus einem Brunnen, Wasser aus einem Bache, einem See usw. — in genügender Menge zur Verfügung, das man in solchem Falle, nachdem es gedient und sich erwärmt hat, fortlaufen läßt, so legt man jenen Wasserspiegel so tief, als die örtlichen Verhältnisse (höchster Grundwasserstand, Hochwasser eines benachbarten Flusses, vorhandene Abzugskanäle usw.) gestatten, ohne daß man einen Rückstau des ablaufenden Wassers zu befürchten hat. Ist dagegen nicht genügender Zulauf frischen Wassers vorhanden, muß man sich daher immer einer und derselben Wassermenge wieder bedienen, indem man sie auf einem Gradierwerk oder dgl. immer wieder abkühlt, so ist man in der Wahl der Höhenlage des Warmwasserspiegels $z-z$ frei und wird denselben dann in der Regel auf die Höhe des natürlichen Bodens legen.

Alsdann legt man die Unterkante des Kondensatorkörpers um die Wasserbarometerhöhe b (etwa 10 m in Gegenden mittlerer Meereshöhe, bis 11 m in tiefgelegenen Gegenden an der Meeresküste, wo der Barometerstand bis auf 800 mm steigen kann) über jenen vorher festgelegten Wasserspiegel $z-z$, so daß auch bei höchstem Vakuum- und Beharrungszustand das Fallwasser nicht bis in den Kondensatorkörper hinaufgesogen werden kann. In dem Fallrohr A bleibt dann eine Wassersäule von einer Höhe h hängen, die gleich dem Überschuß der atmosphärischen über die dem Druck p_0 im Kondensator entsprechende Wassersäule ist. Solange sich weder der Druck im Kondensator noch der äußere Luftdruck ändert, bleibt h konstant, der Wasserspiegel $x-y$ im Fallrohr auf gleicher Höhe, indem unten aus diesem Rohr gerade so viel Wasser austritt, als oben zuläuft.

Durch Druckschwankungen im Kondensator kann die im Fallrohr A frei hängende Wassersäule in vertikale Schwingungen geraten — wie auch die Quecksilbersäule eines gewöhnlichen Barometers bei der geringsten Bewegung desselben stark auf und nieder zu schwanken beginnt, — und könnte dabei das Fallwasser bis in das Abdampfrohr B hinaufschlagen und in dieses zurücklaufen. Solche Schwingungen der Fallwassersäule verhindern wir durch eine unten am Fallrohre angebrachte,

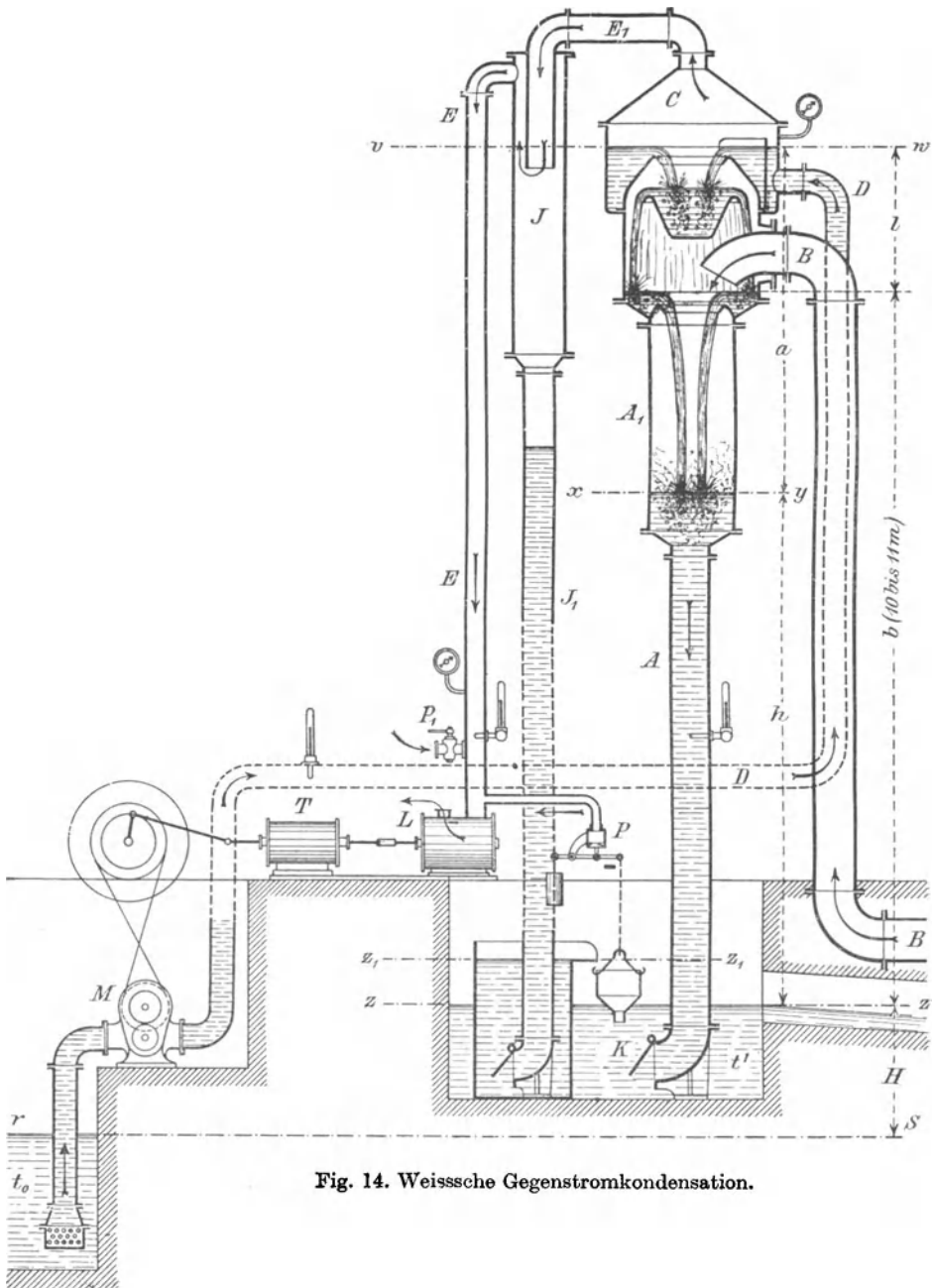


Fig. 14. Weissche Gegenstromkondensation.

nach außen sich öffnende Rückschlagklappe K , welche wohl Schwingungen nach abwärts zuläßt, solche nach aufwärts aber im Entstehen unterdrückt und damit das Abdampfrohr B vor solchem Hineinlaufen von Abwasser sichert.

Mit Bezug auf Fig. 14 liege der Kühlwasserspiegel $r-s$ um H m unter dem Heißwasserspiegel $z-z$ und um $H + b + l$ m unter dem Oberwasserspiegel $v-w$ im Kondensator; dann ist die tatsächliche Druckhöhe h_0 unserer direkt in den Kondensator hineinpumpenden Kühlwasserpumpe — abgesehen von den bei weit genug zu nehmenden Rohren geringfügigen Widerständen — gleich dem Vertikalabstand vom Kühlwasserspiegel $r-s$ und Oberwasserspiegel $v-w$, vermindert jedoch um die Saughöhe h , indem die Saugkraft des Kondensators auch im Kaltwasserrohr D eine Wassersäule von der vorhin definierten Höhe h schwebend erhält; d. h. die Druckhöhe der Kaltwasserpumpe ist

$$h_0 = H + b + l - h = H + a$$

Liegt der Kühlwasserspiegel über dem Heißwasserspiegel, so wird H negativ, und liegt ersterer um die Höhe a über letzterem, d. h. wird $H = -a$, so wird $h_0 = 0$, d. h. die Pumpe hat keine Arbeit mehr zu verrichten; und liegt der Kühlwasserspiegel noch höher, so wird die Arbeit der Kühlwasserpumpe sogar negativ, d. h. sie könnte — theoretisch gesprochen — noch Arbeit zurückgeben. In solchen Fällen, wo der Kühlwasserspiegel so hoch liegt, daß $h_0 = 0$ oder negativ wird, saugt der Kondensator sein Wasser selbsttätig an, und könnte man die Kühlwasserpumpe weglassen. Der Betriebssicherheit wegen tun wir aber das nicht; würde nämlich das Vakuum im Kondensator — z. B. infolge plötzlich vermehrten Dampfzuflusses — auch nur einen Augenblick unter diejenige Grenze sinken, bei der der Kondensator das Kühlwasser noch ansaugt, und würde also der Kühlwasserzufluß in diesem Augenblick aufhören, so würde sich der Kondensator sofort erhitzen, das Vakuum dauernd weggehen, und er sein Wasser gänzlich fallen lassen, und die Kondensation aufhören. Sie könnte dann nur wieder in Gang gebracht werden durch Abstellen der Maschinen und Abkühlenlassen des Kondensators. Deswegen wenden wir unter allen Umständen eine Kühlwasserpumpe an, deren Arbeit aber immer die kleinstmögliche ist, weil die Saugkraft des Kondensators dabei immer ganz und voll ausgenutzt wird.

Als Kühlwasserpumpe darf nicht eine Zentrifugalpumpe genommen werden, sondern es muß eine Kolbenpumpe, entweder eine gewöhnliche mit geradlinig bewegtem Kolben oder eine Drehkolbenpumpe (Kapselrad), angeordnet werden. Die Druckhöhe dieser Pumpe ist nämlich veränderlich mit dem veränderlichen Vakuum; ja anfangs, jeweilen bei einer neuen Wiederinbetriebsetzung der Kondensation, wenn noch gar kein Vakuum im Kondensator vorhanden ist, hat sie für eine kurze Zeit die volle Druckhöhe $H + b + l$ zu überwinden: das könnte eine Zentrifugalpumpe nur, wenn man ihre Umdrehzahl für diese Zeit entsprechend steigern würde, was aber praktisch nicht durchführbar ist. Kolben- oder Drehkolbenpumpen überwinden aber jene vorübergehend gesteigerte Druckhöhe ohne Zutun, bloß unter gesteigertem

Arbeitsverbrauch. In Fällen, wo die Druckhöhe h_0 negativ ist, d. h. wo die Saugkraft des Kondensators allein schon zum Ansaugen des Wassers genügt, die Kühlwasserpumpe im normalen Betrieb also keinen Arbeitsaufwand veranlaßt, dient sie auch noch dazu, ein Leersaugen des Kühlwasserbehälters, des Brunnens usw. — was wiederum Betriebsstörung bedeuten würde — zu verhindern, indem sie nur die durch ihre Umdrehzahl bestimmte Wassermenge durchläßt. In solchem Falle darf dann die Kühlwasserpumpe auch keine gewöhnliche geradlinig bewegte Kolbenpumpe sein, welche durch ihre sich selbst öffnenden Ventile Wasser in ungemessener Menge durchströmen lassen würde, sondern sie muß in solchem Falle eine Drehkolbenpumpe sein.

Für die trockene Luftpumpe (L , Fig. 14) wird man — wie überhaupt immer, wo trockene Vakuumpumpen gebraucht werden — seit die bekannten „Burckhardt und Weiss“-Schieberpumpen (s. Zeitschrift des Vereins deutsch. Ing. 1885, S. 929) eingeführt worden, eine Schieberluftpumpe mit Druckausgleich nehmen; diese eignen sich vermöge ihrer großen Betriebssicherheit und ihres hohen volumetrischen Wirkungsgrades als trockene Vakuumpumpe viel besser als die früher verwendeten Klappen- und Ventilpumpen.

In Abschnitt 3, S. 16 haben wir die nötige Luftpumpengröße berechnet und gezeigt, daß es zur Erreichung desjenigen Vakuums, das der Temperatur des ablaufenden heißen Wassers entspricht, also des „physikalisch möglichen Vakuums“, welches bei Gegenstrom auch tatsächlich erreicht wird, einer ganz bestimmten Luftpumpengröße bedarf. Zur Berechnung dieser Größe bedurften wir der Kenntnis der von außen in die Kondensatorräume eindringenden Luftmenge. Wir konnten aber — und das wird auch in alle Zukunft so bleiben — nur Anhaltspunkte geben, diese Luftmenge zu schätzen. Es wird also auch vorkommen, daß man die Luftmenge überschätzt, und erhält man dann eine zu große Luftpumpe ¹⁾. Aber auch wenn man für eine bestimmte Kondensation und für einen bestimmten Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen gerade die richtige Größe der Luftpumpe getroffen hat, so wird sie doch wieder zu groß, sobald der Dampfverbrauch steigt, das Ablaufwasser also wärmer und damit das physikalisch mögliche Vakuum niedriger wird, siehe Abschnitt 5, S. 44. Ist die Luftpumpe zu klein, so erreicht man eben das physikalisch mögliche Vakuum nicht völlig; was aber tritt ein, wenn die Luftpumpe zu groß ist?

Wir schildern hier nur die dabei auftretenden Vorgänge, die Tatsachen, wie wir sie beobachtet haben und sie immer wieder beobachten können. Die Physik derselben ist noch nicht völlig aufgeklärt; was wir hierüber sagen, mag nur andeuten, wie man sich die Erscheinungen etwa vorstellen kann. Dagegen geben wir die gefundenen Hilfsmittel, mit denen wir diese Vorgänge in unschädliche Bahnen lenken und sie beherrschen, und bilden diese mit einer der Haupteinrichtungen unserer

¹⁾ Unter dem kürzeren Ausdruck „Luftpumpengröße“ verstehen wir hier immer die minutliche Ansaugeleistung v_0 der Luftpumpe, um nicht immer umständlich sagen zu müssen: eine zu große Luftpumpe, oder eine solche, deren Hubzahl zu groß ist.

speziellen Gegenstromkondensation, indem ohne sie die Betriebssicherheit einer solchen nicht gewährleistet ist.

Ist die Luftpumpe zu groß geraten, so will sie ein größeres Volumen Luft aus dem oberen Teile des Kondensators absaugen, als dort vorhanden ist. Deswegen zieht sie nun auch Dampf, und zwar heißen Dampf, aus den untern Schichten des Kondensators nach oben; dort ist es aber wegen des dort eintretenden Kühlwassers kühl, also kondensiert dort oben dieser heraufgezogene Dampf, wofür wieder neuer Dampf von unten nachströmt, der wieder kondensiert, usw. Die Kondensation des heißen Dampfes verlegt sich also aus den untern und mittleren Schichten des Kondensators, wo sie stattfinden sollte, wenigstens teilweise nach oben; ferner strebt die zu große Luftpumpe auch das Vakuum über dasjenige zu erhöhen, das der Temperatur des Ablaufwassers entspricht, und wird es auch etwas darüber erhöhen; die Folge wird sein, daß nun auch ein Teil des heißen Wassers aus den untern Teilen des Kondensators und aus dem Fallrohr verdampft und ebenfalls als Dampf in die Höhe geht und sich oben am kalten Kühlwasser kondensiert. Diese Ursachen scheinen — entgegen dem Gesetz der Schwere — einen Stau des Wassers nach oben zu bewirken. Beobachtete Tatsache ist, daß, sobald das physikalisch mögliche Vakuum durch eine zu große Luftpumpe überschritten werden will, der Luftpumpenzylinder, wenn sein Saugrohr E direkt zum oberen Teile des Kondensators führt (also direkt mit Rohr E_1 , Fig. 14, verbunden ist oder eine glatte Fortsetzung dieses Rohres bildet), sofort voll Wasser läuft; dabei hört der Wasseraustritt aus dem Fallrohr A auf; das Abdampfrohr B bleibt dabei von Wassereintritt völlig verschont, dagegen zeigt sich ein Sinken des Vakuums. Um nun die trockene Luftpumpe vor dem Ansaugen von Wasser in solchen Momenten zu schützen, führen wir ihr Saugrohr E nicht direkt zum Kondensator, sondern lassen das Rohr E_1 zuerst in einen Wasserabscheider J treten, und erst aus diesem führt das Saugrohr E zur Luftpumpe. Damit wurde, wie die Erfahrung gezeigt, der Übelstand des Wasserübertretens zur Luftpumpe vollständig behoben; alles übergerissene Wasser läuft durch Fallrohr J_1 ab, und der Luftzylinder bleibt gänzlich von Wasser verschont.

Dann zeigte sich aber ein zweites: Wenn bei Überschreitung des physikalisch möglichen Vakuums der Wasseraustritt aus dem Fallrohr A sich in das Fallrohr J_1 hinübergerlegt, so will dieser abnorme Zustand nicht wieder aufhören. Er soll aber so rasch als möglich wieder in den normalen Zustand — Wasseraustritt durch A — zurückgeführt werden, weil — wie oben bemerkt — während jenes Zustandes das Vakuum sinkt. Wir haben nun gefunden, daß der normale Zustand sofort wieder herbeigeführt wird, wenn man Luft in den Kondensator eintreten läßt durch etwelches Öffnen eines Lufteinlaßhahns P_1 : sofort verlegt sich der Wasseraustritt wieder in das richtige Fallrohr A hinüber, und steigt das Vakuum wieder auf die richtige Höhe. Offenbar muß man dabei so viel Luft eintreten lassen, daß sie, nachdem sie sich im Kondensator ausgedehnt hat, gerade das Plus ersetzt, um welches die Ansaugleistung der Luftpumpe zu groß war. Wird gerade nur so viel Luft ein-

gelassen, so sinkt dadurch das Vakuum nicht, sondern bleibt auf dem physikalisch möglichen stehen. Dieser Umstand gibt auch das Mittel, die richtige Stellung des Lufteinlaßhahns P_1 immer leicht zu finden: ist er zu weit geöffnet, so erreicht man das physikalisch mögliche Vakuum nicht, ist er zu wenig geöffnet, so tritt bald wieder ein Überschnappen des Wasserablaufes ein. Eine Ablesung der Temperatur des Abfallwassers an dem im Fallrohr A eingeschraubten Thermometer und Vergleichung des dieser Temperatur entsprechenden Vakuums auf einer im Maschinenraum aufgehängten Dampftabelle mit dem wirklich vorhandenen zeigt dem Maschinisten jederzeit, wie nahe dem möglichen Vakuum die Kondensation arbeitet.

Damit beim Überschreiten des physikalisch möglichen Vakuums das Lufteinlassen auch unabhängig vom Maschinisten besorgt wird, haben wir hierfür noch eine selbsttätige Einrichtung getroffen: wir lassen das Fallrohr J_1 aus dem Wasserabscheider in ein Gefäß mit einem Überlauf münden (Fig. 14), dessen Höhe $z_1 - z_1$ etwas über dem Warmwasserspiegel $z - z$ liegt. Vor diesem Überlauf hängt am einen Ende eines Hebels ein Eimer, dessen Eigengewicht durch ein Gegengewicht ausgeglichen ist, der aber, wenn er mit Wasser gefüllt wird, jenes Hebelende herabzieht und damit ein ebenfalls an jenem Hebel sitzendes, nach außen sich öffnendes Ventil P aufmacht, das sonst durch das im Innern herrschende Vakuum geschlossen gehalten wird. Durch das geöffnete Ventil strömt Luft in das Luftansaugerohr E und damit überhaupt in die luftverdünnten Räume des Kondensators ein. Der Eimer hat unten eine immer offen bleibende Entleerungsöffnung, ein Loch. Tritt nun infolge von zu großer Luftpumpe ein Überschreiten des möglichen Vakuums ein, so geht, wie wir oben geschildert, Wasser aus dem Kondensator nach dem Wasserabscheider J über und findet durch das Fallrohr J_1 einen Ablauf in das untergesetzte Auffanggefäß mit seinem Überlauf; der nun über diesen Überlauf stürzende Wasserschwall füllt den untergehängten Eimer — trotz der kleinen Öffnung am Boden desselben — sofort, das Wassergewicht reißt das Ventil P auf und läßt Luft eintreten, worauf sofort der Wasserüberlauf vom Kondensator nach dem Wasserabscheider aufhört, das Wasser wieder seinen richtigen Weg durch Fallrohr A nimmt, und der normale Gang des Kondensators wieder hergestellt ist. Sobald aber der Wasserablauf durch das Fallrohr J_1 aufgehört hat, und jener Eimer keinen Wasserzulauf mehr erhält, entleert er sich durch seine Bodenöffnung, das Gegengewicht dreht den Hebel wieder in seine Anfangsstellung zurück, und das Lufteinlaßventil schließt sich wieder.

Wird dann — wie dies in Fig. 14 angenommen — Luft- und Kühlwasserpumpe von der gleichen Dampfmaschine angetrieben, kann also die Ansaugleistung der Luftpumpe — durch Änderung von deren Umdrehzahl — nicht unabhängig von der Leistung der Wasserpumpe verändert werden, so muß zu dem selbsttätigen Lufteinlaßventil P noch der — früher schon erwähnte — stellbare Lufteinlaßhahn P_1 angeordnet werden. Ist dann die Luftpumpenleistung zu groß, spielt also das selbsttätige Ventil P zu häufig, so öffnet der Maschinist den Lufthahn P_1

so weit — und läßt ihn so stehen —, daß gerade so viel Luft eintritt, daß das mögliche Vakuum nur mehr selten überschritten wird, was der Maschinist daran erkennt, daß das Ventil P nur noch selten in Tätigkeit tritt. Die durch den Hahn P_1 in die Luftpumpe eintretende und sich in ihr ausdehnende kleine Luftmenge muß in der Pumpe wieder komprimiert werden, und beansprucht das eine Mehrarbeit, die aber unbedeutend ist.

Ist aber — was immer besser ist — der Antrieb der Kühlwasserpumpe unabhängig von der Luftpumpe, indem man jene z. B. von einer vorhandenen Transmission antreiben läßt, und ist die die Luftpumpe antreibende Dampfmaschine mit Leistungsregulator versehen, so ist der stellbare Lufteinlaßhahn P_1 entbehrlich, und fällt damit auch die durch Öffnen desselben entstehende Mehrarbeit dahin. Der Maschinist regelt nun die Ansaugleistung v_0 der Luftpumpe gerade auf ihr richtiges Maß, indem er einfach mit dem Leistungsregulator die Umdrehungszahl der Luftpumpmaschine so einstellt, daß das Vakuum zwar ganz nahe an das mögliche kommt, diese Grenze aber doch nur selten überschreitet, welches Überschreiten er wieder am häufigen Spielen des selbsttätigen Lufteinlaßventils erkennen würde. — Mit solch unabhängigem Antrieb der Luftpumpe und Verstellbarkeit von deren Hubzahl ist auch auf einen Schlag der Übelstand der a priori nicht genauen Bestimmbarkeit der in den Kondensator eingeführten und eindringenden Luftmenge behoben. Deswegen kann nicht genug empfohlen werden, wenigstens bei großen Anlagen, wo dann auch der Unterschied in den Erstellungskosten geringer wird, immer den Antrieb der Luftpumpe unabhängig von demjenigen der Wasserpumpe zu machen!

Zur Kühlwasserzerteilung im Kondensator wenden wir (siehe Fig. 14) kreisrunde Überfälle an, deren Wirkung auch bei mehr oder weniger unreinem Wasser stets die anfängliche bleibt, während das nicht der Fall ist bei Einrichtungen mit Siebblechen u. dgl., die eine regenförmige Verteilung des Wassers bezwecken, deren kleine Löcher sich aber bald verstopfen. Dabei fragt sich vor allem: wie viele solche Überfälle untereinander sind in einem Kondensator nötig, und wie groß darf die Dicke (die Stauhöhe h , Fig. 15) der Wasserfälle sein? oder mit anderen Worten, wie groß muß die Oberfläche der herabfallenden Wassermassen gestaltet werden, wie fein muß das Wasser verteilt werden, damit der Wärmeaustausch, die Wärmemischung zwischen dem kondensierenden Dampfe und dem niedergehenden Kühlwasser eine vollständige sei, und nicht etwa ein Teil des Kühlwassers unausgenutzt durch den Kondensator gehe, wie das der Fall sein könnte, wenn man die ganze Wassermasse in einem kompakten Strahle durch den Kondensator fallen ließe, wobei sich nur die äußern Schichten des fallenden Wasserkörpers erwärmen könnten, während die innern Schichten kühl blieben, deren Kühle also gar nicht ausgenutzt würde?

In der Eigenschaft der Gegenstromkondensation, daß sich bei ihr das Wasser vollständig bis auf die dem Vakuum im Kondensator entsprechende Temperatur erwärmen kann (während das bei

Parallelstrom unmöglich ist), haben wir ein untrügliches Mittel, zu prüfen, wie weit oder weniger weit die Kühlwasserzerteilung getrieben werden muß, um einen völligen Wärmeausgleich zwischen Kühlwasser und Dampf herbeizuführen. Die bei solcher Betrachtung an Gegenstrom gewonnene Erkenntnis gilt dann auch für Parallelstrom, wo ein äußeres Zeichen dafür, daß das Kühlwasser sich vollständig mit dem Dampfe

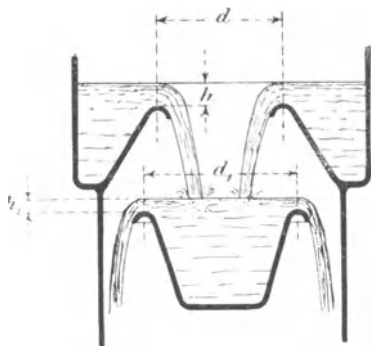


Fig. 15.

durchgemischt habe, nicht vorhanden ist, weswegen man über den Grad der Vollkommenheit der Durchmischung bei Parallelstrom bis jetzt ganz im unklaren geblieben ist; d. h., wenn man ein schlechtes Vakuum erhielt, wußte man immer nicht, ob das von ungenügender Kühlwasserzerteilung herrühre oder sonstwoher, und man hat deswegen ganz merkwürdige Mittel zur Kühlwasserzerteilung vorgeschlagen und manchmal auch angewandt.

Die Kühlwasserzerteilung bei Gegenstrom ist offenbar dann eine genügende, und würde eine weitergehende Auflösung des Kühlwassers nichts mehr nützen können, wenn das ablaufende Wasser sich völlig auf die dem Vakuum im Kondensator entsprechende Temperatur erwärmt, denn dann ist man sicher, daß jedes Kühlwasserteilchen vollständig ausgenutzt worden ist. Die Erfahrung hat nun gezeigt, daß solches schon erreicht wird ¹⁾, wenn man — wie Fig. 14 zeigt — nur drei solcher Überfälle und diese erst noch mit ziemlich großen Stauhöhen h anordnet, und zwar zeigen unsere Ausführungen am obersten Überfall

$h = 33$ mm bei Kondensatorkörpern für $W = 1000$ l pro Minute, dann wachsend mit der Kühlwassermenge W , so daß

$h = 100$ mm bei Kondensatorkörpern für $W = 25\,000$ l pro Minute wird.

Indem die sekundlich über einen Überfall von der Breite b und der Stauhöhe h fließende Wassermenge in Kubikmetern

$$\frac{W}{1000 \cdot 60} = \frac{2}{3} \rho \cdot b h \sqrt{2gh} \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

ist, wobei nach Eytelwein für Überfälle mit abgerundeter Kante

¹⁾ Siehe z. B. den Bericht Kinbachs: „Das Elektrizitätswerk an der Zollvereinsniederlage zu Hamburg“ in der Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ing. 1898, wo er S. 288 eine Tabelle mit Beobachtungen an einer unserer Kondensationen gibt, die dartut, wie dort in der Tat das Vakuum fortwährend um das physikalisch mögliche herumspielt. (Infolge Druckfehlers ist dort die 4. bis 9. Vertikalkolumne der Tabelle mit „Millimeter“ überschrieben statt mit „Zentimeter Vakuummeteranzeige“.)

$$\frac{2}{3} \rho = 0,57$$

gesetzt werden soll, während die Überfallbreite b bei unsern kreisförmigen Überfällen

$$b = \pi \cdot d \dots \dots \dots (48)$$

ist, so braucht man nur die verschiedenen Überfallhöhen h für eine Stufenleiter von Kühlwassermengen W , und zwar wachsend mit W entsprechend oben gegebenem Maßstabe, anzunehmen, diese h und W in Gl. (47) einzusetzen, um daraus die nötige Überfallbreite b und damit schließlich aus Formel (48) die Durchmesser d der obersten Überfälle für eine Reihe von Kondensatorkörpern zu finden (z. B. $d = 0,35$ m für $W = 1000$ l, und $d = 1,60$ m für $W = 25000$ l). Der mittlere Überfall erhält dann einen etwas größeren Durchmesser d_1 und damit eine etwas kleinere Überfallhöhe h_1 ; indem man dann noch einen passenden Zwischenraum zwischen diesem Überfall und der Kondensatorwandung gibt, damit das herabfallende Wasser dem aufsteigenden Dampf- und Luftgemisch genügend Raum frei läßt, erhält man den Durchmesser der Kondensatorkörper. Zeichnet man dann den obersten und den mittleren Überfall, ebenfalls mit angemessenem Vertikalabstand für das aufsteigende Gasgemenge, auf, fügt oben noch den Kühlwasser-eintritt D und unten den Dampfeintritt B bei (s. Fig. 14), so erhält man auch noch die Höhe und damit die Größe der Kondensatorkörper. Diese größer zu machen, als sie sich auf dem angegebenen Wege ergeben, hat keinen Zweck. Nur einen Raum machen wir größer, als unbedingt notwendig wäre, da wir uns damit beinahe kostenlos eine erhebliche Vergrößerung des Kondensationsraumes schaffen; es betrifft das oberste Stück A_1 des Fallrohres (Fig. 14). Indem die Unterkante des Kondensatorkörpers immer 10 (bzw. 11) m über Unterwasserspiegel $z-z$ gelegt werden muß, um auch bei höchstem Vakuum den Kondensator frei von Fallwasser zu halten, während beim Vakuum des normalen Betriebes der Wasserspiegel $x-y$ im Fallrohr 1—2—3 m unterhalb jener Kante liegen wird, so bleibt das oberste Stück Fallrohr vom Abwasser unausgefüllt, und indem wir dieses obere Stück Fallrohr einfach erweitern, schaffen wir eine gut wirkende Vergrößerung des Kondensationsraumes, in welche sich das Wasser vom untersten Überfall sowie der im Kondensator anlangende Dampf hineinstürzen. Die Hauptmasse des Dampfes wird sich in jenem Rohre A_1 , das auch ganz luftfrei ist, kondensieren, und die obern Teile des Kondensators dienen dann nur noch zur Durchführung des Gegenstromprinzipes, zur Abkühlung des von der Luftpumpe nach oben gesogenen Gasgemenges, also zur größtmöglichen Niederschlagung des in diesem enthaltenen Dampfes.

Der Druckverlust, den das Gasgemenge bei Durchbrechung der fallenden Wasserwände erleidet, ist äußerst gering, indem die Gase den Weg des geringsten Widerstandes einschlagen, also — Fig. 16 — nicht bei a , sondern bei b das Wasser durchsetzen; dort ist die hydraulische Druckhöhe des Wassers = 0, indem sie sich gänzlich in Geschwindigkeit

umgesetzt hat; die einzelnen im Stürzen begriffenen Wasserteilchen befinden sich also völlig drucklos neben- und übereinander; die Gasblasen können also beinah widerstandslos in den Wasserstrahl eintreten,

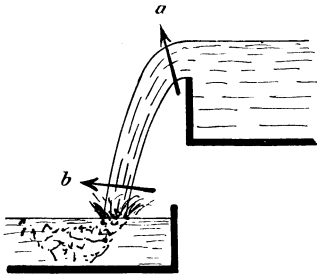


Fig. 16.

werden von demselben mit in das untergesetzte Becken niedergerissen und steigen dann auf der andern Seite wieder auf, sofern sie aus nicht kondensierbarer Luft bestehen. Ein gewisser Druckunterschied diesseits und jenseits der Wasserwände wird sich allerdings einstellen, denn sonst fände keine Fortbewegung des Gasgemenges statt; jedoch ist er sehr klein, da er nicht dazu zu dienen hat, eine in einem freifallenden Strahl eben nicht vorhandene Druckhöhe zu

überwinden, sondern nur die Wasserteilchen etwas aus ihrer Bahn abzulenken.

Aus dem geschilderten Verhalten unserer Gegenstromkondensatoren geht hervor, daß es zur Erreichung eines vollständigen Wärmeaustausches zwischen Dampf und Kühlwasser keiner ängstlich weitgehenden Zerteilung des letzteren bedarf, wenn das Wasser nur einigermaßen verteilt und besonders in starke Strömung versetzt wird, welche letzteres durch das Fallen des Wassers und sein Untenaufschlagen bewirkt wird. Alle Künsteleien in der Wasserzerteilung sind zwecklos; ebenso zweck- und wertlos sind spekulative Untersuchungen darüber, ob „regen-“, „schleier-“, „strahlen-“ usw. förmige Verteilung des Wassers besser geeignet sei, um die Wärme des kondensierenden Dampfes „in das Innere des Wassers hineinzuleiten“. Bei der außerordentlich schlechten Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers kann von einer „Leitung“ der Wärme während der kurzen Zeit, in der ein Wasserteilchen durch den Kondensationsraum fällt, überhaupt nicht die Rede sein. Nur die Oberflächenschichten des Wassers nehmen Wärme auf, und zwar schon bei der geringsten Temperaturdifferenz sehr energisch, so daß Wasseroberfläche und umhüllende Dampfschicht sozusagen augenblicklich auf gleiche Temperatur kommen. Bei der wirbelnden Bewegung der herabfallenden Wassermassen und beim wiederholten Aufschlagen derselben müssen aber alle Wasserteilchen wiederholt und genügend Male an die Ober- oder Außenfläche gelangen, um die Dampfwärme direkt durch Berührung und ohne Vermittlung von Leitung vollständig aufnehmen zu können; denn wenn nicht alle Wasserteilchen tatsächlich vollen Wärmeaustausch mit dem Dampf erfahren würden, so könnte die Temperatur des ablaufenden Wassers trotz allen Gegenstromes sich auch nicht vollständig auf die dem Vakuum im Kondensator entsprechende erheben, was sie aber bei unsern Gegenstromkondensatoren trotz ihrer wenigen und dicken Überfälle erfahrungsgemäß doch tut.

Was hier in bezug auf Kühlwasserzerteilung an Gegenstromkondensatoren nachgewiesen werden konnte, gilt auch ganz gleich für Parallelstromkondensatoren, da es sich hier einzig und allein um den Übergang der Dampfwärme in das Wasser handelt. Wenn bei Gegenstrom eine ängstlich weitgehende Kühlwasserzerteilung zum völligen und gleichmäßigen Wärmeaustausch zwischen Wasser und Dampf nicht nötig ist, so ist sie es auch bei Parallelstrom nicht: es genügt auch hier, daß das Kühlwasser nur einigermaßen zerteilt durch den Kondensationsraum falle, und daß dieser Raum nicht gar zu klein gewählt sei.

Wenn bei einem Parallelstromkondensator das Vakuum auch gar zu weit unter demjenigen bleibt, das der Temperatur des ablaufenden Wassers entspräche (selbst wenn der Maschinist durch Probieren die günstigste Stellung des Einspritzhahnes herausgefunden hat, vgl. Fig. 11 und die zugehörige Entwicklung am Schlusse des Abschnittes 5), so muß man den Fehler nicht etwa in ungenügender Kühlwasserzerteilung im Kondensationsraum suchen, welche einen Teil des Kühlwassers unbenützt habe durchgehen lassen, sondern dann liegt der Fehler beinah immer an zu kleiner Luftpumpe; an Hand der Gl. (32) S. 28 und der dazu gehörigen Entwicklung (wobei auch die dortige Fußnote zu beachten ist), hat man die in den Kondensator eintretende Luftmenge L , die oft viel größer ist, als man bis jetzt angenommen hat, zu messen und den so gemessenen Wert von L in Gl. (23) einzusetzen und damit eine neue Luftpumpengröße v_0 zu berechnen, welche nötig ist, um das gewünschte Vakuum, den gewünschten Kondensatordruck p_0 , zu erhalten; oder aber man kann die Leistung der vorhandenen Luftpumpe erhöhen durch Beigabe eines Nachkondensators nach Abschnitt 6.

Was schließlich noch die Zeit betrifft, die der Dampf in einem Kondensator zum Kondensieren bedarf, so mag folgender, an einem gewöhnlichen Einspritzkondensator mit nasser Luftpumpe angestellter Indikatorversuch Aufschluß geben: Die Luftpumpe war direkt an die Kolbenstange des Niederdruckzylinders (600 mm Durchmesser, 600 mm Hub und 90 Touren) einer liegenden Tandemaschine gekuppelt; in den — durchaus nicht großen, eher kleinen — Kondensationsraum wurde das Kühlwasser, das der Kondensator selber ansaugt, durch ein Rohr mit Spritzlöchern eingeführt, etwa wie in Fig. 13; indem aber der Einspritzhahn nur auf etwa halbe Öffnung gestellt werden durfte, um das höchst erreichbare Vakuum zu erhalten und den Kondensator nicht zu ersäufen, konnte von einem „Spritzen“ des Wassers aus den Spritzlöchern des Wassereinfuhrrohres keine Rede sein, sondern das durch den Stellhahn abgedrosselte Wasser konnte nur matt in den Kondensationsraum einlaufen. Es war ein gewöhnlicher Einspritzkondensator ohne alle Künstelei, wie man solche Kondensatoren zu Hunderten findet. Um Aufschluß über die Druckverhältnisse in solchem Kondensator zu erlangen, wurde ein Indikator in dessen Kondensationsraum — nicht in den Luftpumpenzylinder — geschraubt und die Indikatorschnur

mit dem Kreuzkopf verbunden. Bei der relativen Kleinheit des Kondensationsraumes, in den das Kühlwasser kontinuierlich, der Dampf aber stoßweise jeweils nur am Ende jeden Hubes eintrat, wurde erwartet, daß an jedem Hubende, bei jedem Dampfstoß, eine entsprechende Drucksteigerung im Kondensator sich bemerkbar machen werde, welche Drucksteigerung im Verlaufe des jeweiligen

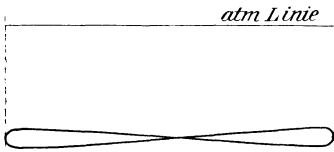


Fig. 17.

folgenden Hubes sich wieder verlieren werde nach Maßgabe der Zeit, die der plötzlich eingetretene Dampf zum Kondensieren brauche und während des Verlaufes des Hubes auch finde; es wurde also erwartet, der Indikatorstift werde eine in sich geschlossene Schleife, eine liegende „8“ aufzeichnen, etwa wie in Fig. 17 angedeutet. Das war nicht der Fall: Der Stift beschrieb auf dem hin- und hergehenden Papierstreifen eine vollständig gerade, in sich zurückkehrende, der atmosphärischen Linie parallele Linie. Das zeigt wiederum — worauf wir oben hingewiesen — daß schon die primitivste Art der Kühlwasserzerteilung genüge; andernteils aber auch, daß die Zeit, die zum Kondensieren notwendig ist, unmeßbar klein ist: der Druck in einem Kondensator wird nicht beeinflußt durch den periodisch wechselnden Zustand des zur Kondensation anlangenden Dampfes, sondern wird einzig und allein bestimmt durch die Temperatur des Warmwassers im Kondensator und durch die Menge der in ihm anwesenden Luft.

B. Oberflächenkondensation.

Oberflächenkondensatoren, bei denen — im Gegensatz zu Mischkondensatoren — der zu kondensierende Dampf durch Metallwände getrennt von dem Kühlwasser bleibt, werden in der Anlage immer teurer, brauchen viel mehr Kühlwasser, ihre Wartung ist viel umständlicher, ihre Lebensdauer kürzer und ihre Betriebsarbeit unter sonst gleichen Umständen nur unwesentlich geringer als diejenige bei Mischkondensatoren. Dagegen haben die Oberflächenkondensatoren den einen Vorteil, daß man bei ihnen den kondensierten Dampf als destilliertes Wasser, das freilich auch sämtliches Zylinderschmieröl enthält, wiedergewinnt, und dasselbe, nachdem es gereinigt worden, immer wieder zur Speisung der Dampfkessel verwendet werden kann. Wo man kein zur Kesselspeisung verwendbares Wasser sich billig verschaffen kann, also auf Seedampfern, oder auch z. B. in gewissen Grubenbezirken, wo man nur saure Wässer hat, deren Reinigung zu viel kosten würde, da greift man notgedrungen zur Oberflächenkondensation; wo man aber gutes Speisewasser zur Verfügung hat oder sich solches aus dem vorhandenen Wasser durch eine der heute so verbreiteten Einrichtungen zum Reinigen und Weichmachen des Wassers billig verschaffen kann, wird man die billigere und einfachere Mischkondensation vorziehen.

Während auch bei Oberflächenkondensation der Kondensationsraum immer ein geschlossenes Gefäß (Röhrenbündel, Hohlplattenkörper usw. mit großer Oberfläche) bilden muß, da Vakuum in ihm erzeugt werden soll, so kann ihn das Kühlwasser entweder ebenfalls in geschlossenen Gefäßen umgeben, in die er eingeschachtelt ist, oder aber jener geschlossene Kondensationsraum kann in Kühlwasser mit freier Oberfläche gelegt werden. Hiernach kann man unterscheiden, Kondensatoren mit offenem Kühlwasserraum und Kondensatoren mit geschlossener Kühlwasserführung, die wir — dem Vorgange Eberles ¹⁾ folgend — kurz als offene bzw. geschlossene Kondensatoren bezeichnen wollen.

Zu den offenen Oberflächenkondensatoren gehören diejenigen, deren Kondensationsgefäße *C* — Fig. 18 — in einem offenen Bassin, einem Kühlteiche, liegen. Durch Rohr *B* tritt der zu konden-

¹⁾ In seinem Aufsätze *Zentralkondensation* in Heft 3 u. 4 des Jahrganges 1899 der Zeitschrift „Stahl und Eisen“; eine lehrreiche Arbeit, welche für die meisten modernen Kondensationssysteme Ausführungsbeispiele in Zeichnung und Beschreibung gibt.

sierende Dampf ein, während entweder durch Rohr E_1 das Kondenswasser und die Luft zusammen durch eine Naßluftpumpe abgesogen werden, oder aber die Luft durch ein Rohr E mit trockener Luftpumpe und das Kondenswasser durch Rohr E_1 mit einer besonderen Warmwasserpumpe abgesogen wird. Ist dabei die Oberfläche des Kühlteiches nicht groß genug, daß das Kühlwasser die vom Dampf empfangene Wärme bei genügend niedriger Temperatur t_1 nach außen abgeben kann (etwas weniges durch Strahlung und etwas weniges durch Erwärmung der darüber hinstreichenden Luft, die Hauptsache aber durch Verdunstung), so kann man ein Gradierwerk oder dergl. über das Wasserbassin

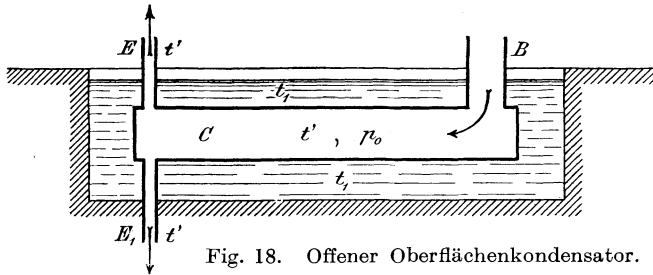


Fig. 18. Offener Oberflächenkondensator.

stellen und das Kühlwasser zu genügender Kühlung unter Zuhilfenahme einer Pumpe über dieses Gradierwerk hinunterlaufen lassen, oder es zum selben Zwecke ebenfalls mit einer Pumpe durch Körtingsche Streudüsen in die Höhe werfen. Oder aber man kann den in geeigneter Form herzustellen Kondensatorkörper über das unten liegende Kühlwasserbassin stellen, mit einer Zirkulationspumpe das Kühlwasser heben und kontinuierlich über den Kondensator herunterrieseln lassen — „Rieselkondensator“ —, wobei auch wieder die Verdampfungswärme des kondensierten Dampfes hauptsächlich durch Verdunstung des herabrieselnden Wassers abgeführt wird.

Alle diese „offenen“ Kondensatoren haben das Gemeinsame, daß sie an Kühlwasserzusatz pro Zeiteinheit nur so viel bedürfen, als während der gleichen Zeit durch Verdunstung in die Luft geht, also — wie wir im Kapitel „Kühlung“ sehen werden — nicht ganz so viel, als in der Zeiteinheit Dampf kondensiert oder Kesselspeisewasser gebraucht wird; von einem Kühlwasserverhältnis $n = \frac{W}{D}$ kann hier also nicht gesprochen werden. Es ist z. B. ganz gleichgültig, wie viel Wasser man über einen Rieselkondensator hinunterlaufen läßt, wenn er nur überall von Wasser bedeckt ist; die Kühlwirkung hängt nur von der der freien Luft gebotenen Oberfläche, nicht von der Dicke der rieselnden Wasserschicht ab. Ferner haben die offenen Kondensatoren gemeinsam, daß bei ihnen das die Kondensationskörper umgebende Kühlwasser überall ungefähr die gleiche Temperatur (t_1) hat, während im Innern der Kondensationsräume eine höhere, aber wieder überall gleiche Temperatur (t') herrscht. Kondensation nach Gegenstrom

ist bei diesen offenen Kondensatoren nicht möglich, und sind ihre Luftpumpengrößen nach den später folgenden Formeln für Parallelstrom zu berechnen.

Bei geschlossenen Oberflächenkondensatoren tritt dagegen das Kühlwasser an einem Orte mit einer niedrigeren Temperatur t_0 ein und an einem andern Orte, erwärmt durch die aufgenommene Verdampfungswärme des kondensierten Dampfes, mit einer höheren Temperatur t_1 aus. Hier kann man dann wieder — ähnlich wie bei Mischkondensatoren — das nötige Kühlwasserverhältnis n berechnen, d. h. wie viele kg Wasser zur Kondensation von einem kg Dampf erforderlich sind. Ferner kann man hier auch nach Gegenstrom kondensieren, und sollte man das auch immer tun, da es hier sich ohne weiteres ausführen läßt. In Fig. 19 ist ein solcher Gegenstromkondensator schematisch dargestellt. Dampfeintritt B und Kühlwasseraustritt A liegen an einem

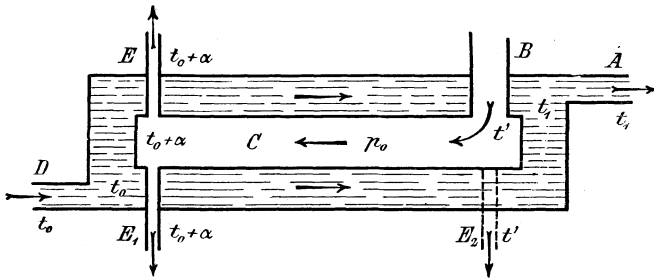


Fig. 19. Oberflächengegenstromkondensator.

Ende, Kühlwassereintritt D und Luftabfuhr E (oder E_1) am entgegengesetzten Ende des Kondensators, so daß die Strömung des Dampfes derjenigen des Kühlwassers entgegengerht, und die Luft am kühlfsten Orte aus dem Kondensationsraume herausgeholt wird. Nimmt man dort auch das Kondenswasser aus dem Kondensator, so wird sich dieses ebenfalls auf die Temperatur $(t_0 + \alpha)$ der dort befindlichen Luft abgekühlt haben, und dann kann man die kühle Luft und das kühle Wasser durch das gleiche Rohr E_1 mittels nasser Luftpumpe abführen, wobei dann das Rohr E für die trockene Luftpumpe sowie diese selber entfällt. Während bei Mischkondensation Gegenstrom nie mit nasser Luftpumpe durchführbar ist, weil dort immer das heiße Wasser mit seinen Dämpfen in die Luftpumpe gelangen würde, ist bei Oberflächenkondensation Gegenstrom auch mit nasser Luftpumpe möglich, weil hier auch das Kondenswasser mitgekühlt werden kann. Man muß das Kondenswasser aber auch nicht abkühlen, wenn man nicht will; vielmehr kann man es — unbeschadet des Gegenstromprinzipes — auch aus dem heißesten Orte des Kondensationsraumes, beim Dampfeintritt B , durch ein Rohr E_2 mittels einer Warmwasserpumpe abführen. Es ist das besonders dann vorteilhaft, wenn man den Dampf schon vor Eintritt in den Kondensator entölt hat, also das Kondensat direkt wieder zur Speisung in den Kessel zurückpumpen kann, wobei es natürlich so warm

als möglich gewünscht wird. Bei einem richtig angelegten Oberflächen-Gegenstromkondensator muß demnach die Luftpumpe immer an dem dem Dampfeintritt entgegengesetzten Ende angreifen; ist sie eine „nasse“, die mit der Luft auch das Kondensat absaugt, so werden Luft und Wasser durch Rohr E_1 abgeführt, und Rohre E und E_2 fallen weg; ist sie eine „trockene“, so hat sie in E anzugreifen, während die Warmwasserpumpe das Kondenswasser an einem beliebigen passenden Orte (durch Rohr E_1 oder E_2) dem Kondensator entnehmen kann.

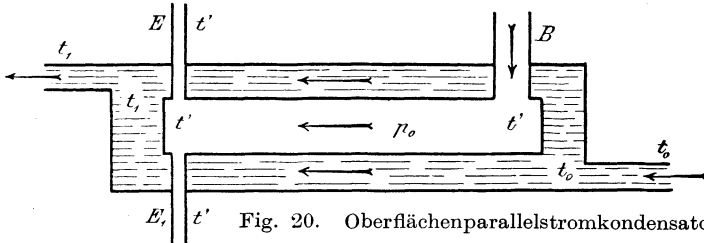


Fig. 20. Oberflächenparallelstromkondensator.

In Fig. 20 ist dann noch ein geschlossener Oberflächen-Parallelstromkondensator schematisch dargestellt. Wendet man eine nasse Luftpumpe an, die Wasser und Luft zusammen aus dem Kondensator zu pumpen hat, so greift sie an Rohr E_1 an; ordnet man aber eine trockene Luftpumpe und eine besondere Warmwasserpumpe an, so soll erstere an Rohr E , letztere an Rohr E_1 angeschlossen werden.

1. Kühlwasserbedarf bei geschlossenen Oberflächenkondensatoren.

Sei in bezug auf Fig. 19 und 20 t_0 die Temperatur des zufließenden und t_1 die des abfließenden Kühlwassers, und gebe man n kg Kühlwasser zur Kondensation von 1 kg Dampf, so hat man wieder — wie S. 10 — abgegebene Verdampfwärme r = { Wärmezunahme von n kg Wasser von t_0 auf t_1 Grad }
 oder

$$r = n \cdot (t_1 - t_0)$$

wobei nach den früheren Bemerkungen zu Gl. (4) für Kondensatordämpfe die Verdampfwärme r konstant zu 570 Wärmeeinheiten gesetzt werden darf; damit erhält man das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{570}{t_1 - t_0} \dots \dots \dots (49)^1$$

¹⁾ Im Falle von Gegenstrom mit nasser Luftpumpe, wo sich auch noch das Kondenswasser von t' auf $t_0 + \alpha$ herunterkühlen soll, gehen obige Gleichungen über in

$$r + t' - (t_0 + \alpha) = n_1 (t_1 - t_0)$$

woraus $n_1 = \frac{570 + t' - (t_0 + \alpha)}{t_1 - t_0}$

also $\frac{n_1}{n} = \frac{570 + t' - (t_0 + \alpha)}{570}$

und die Kühlwassermenge W kg oder l pro Minute, um in derselben Zeit D kg Dampf zu kondensieren

$$W = n \cdot D \dots \dots \dots (50)$$

Bei unendlich großer Kühlfläche würde sich das Kühlwasser offenbar bis auf die im Innern des Kondensators herrschende Temperatur erwärmen, d. h. es würde, wie bei Mischkondensation, $t_1 = t'$ werden, unter t' die Temperatur des kondensierenden Dampfes verstanden, und zwar bei Gegenstrom (Fig. 19) an der heißesten Stelle beim Eintritt des Dampfes; der Oberflächenkondensator würde also unter sonst gleichen Umständen gleich viel Kühlwasser brauchen wie ein Mischkondensator. Bei endlicher Kühlfläche dagegen bleibt t_1 stets kleiner als t' , also braucht ein Oberflächenkondensator stets mehr Kühlwasser als ein Mischkondensator.

2. Kühlfläche bei (offenen und geschlossenen) Oberflächenkondensatoren.

Prof. Werner folgert aus Versuchen von Noeggerath, daß die durch eine Scheidewand durchgehende Wärmemenge Q eher proportional dem Quadrate des Unterschiedes der beidseits von der Wand herrschenden Temperaturen gesetzt werden könne als jenem Unterschiede selber; und Grashof (Theoret. Maschinenlehre, Bd. III, §§ 64, 68 und 109) folgt derselben Annahme, und erhält man nach ihm, wenn a einen Erfahrungskoeffizienten, F die Größe der Kühlfläche in Quadratmetern (und zwar $F_{off.}$ bei offenen Kondensatoren nach Fig. 18 mit überall gleicher Temperaturdifferenz $t' - t_1$, $F_{geg.}$ bei Gegenstromkondensatoren nach Fig. 19 und $F_{par.}$ bei Parallelstromkondensatoren nach Fig. 20) bedeutet:

Für offene Kondensatoren nach Schema Fig. 18:

$$Q = a \cdot F_{off.} \cdot (t' - t_1)^2$$

Für Gegenstromkondensatoren nach Schema Fig. 19:

$$Q = a \cdot F_{geg.} \cdot \{(t_0 + a) - t_0\} \cdot \{t' - t_1\}$$

$$= a \cdot F_{geg.} \cdot a \cdot (t' - t_1)$$

Für Parallelstromkondensatoren nach Schema Fig. 20:

$$Q = a \cdot F_{par.} \cdot (t' - t_0) \cdot (t' - t_1)^1$$

Die Differenz $t' - (t_0 + a)$ pflegt nun selten etwa 20° zu übersteigen, also wird das Verhältnis $\frac{n_1}{n}$ höchstens $= \frac{590}{570} = 1,03$ werden, also n_1 nur etwa 3 % größer als n werden können; das ist so wenig, daß wir obige einfache Formel (49) für alle Fälle von Oberflächenkondensation gelten lassen.

¹⁾ Wenigstens die Ableitung dieser einfachen Gleichung sei hier gegeben: Auf der einen Seite der Scheidewand AB , Fig. 20 a, sei Dampf von überall der gleichen und konstanten Temperatur t' , während auf der andern Seite der Wand pro Zeiteinheit eine Wassermenge W kg in der Richtung AB fließt und sich dabei von der Eintrittstemperatur t_0 auf die Austrittstemperatur t_1 erwärmt. Bei dem Flächenelement dF der Scheidewand angekommen, habe das Wasser eine Temperatur von t erreicht; indem die Wassermenge W pro Zeiteinheit an diesem Flächenelement vorbeifließt, erhöht sich deren Temperatur auf $t + dt$;

Ist wieder der minutliche Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen D kg, so ist die minutlich durch die Kondensatorwandung an das Kühlwasser übergehende Wärmemenge $Q = r \cdot D = 570 D$, und gehen damit obige Gleichungen über in

$$F_{off.} = \frac{570 D}{a \cdot (t' - t_1)^2} \dots \dots \dots (51)$$

$$F_{geg.} = \frac{570 D}{a \cdot \alpha \cdot (t' - t_1)} \dots \dots \dots (52)$$

$$F_{par.} = \frac{570 D}{a \cdot (t' - t_0) \cdot (t' - t_1)} \dots \dots \dots (53)$$

Wäre die Erfahrungszahl a , die für alle drei Fälle — wenn nur jeweilen die Wandungen des Kondensators aus gleichem Material und auch von gleicher Dicke sind — den gleichen Wert hat, bekannt, so könnte damit in jedem Falle die nötige Kühlfläche F berechnet werden, um bestimmte Temperaturdifferenzen $(t' - t_1)$, $(t' - t_0)$ und α zu erhalten. Die Bestimmung dieses Wärmetransmissions-Koeffizienten a an ausgeführten Oberflächenkondensationen wäre einfach: man hätte nur in allen Fällen die Kühlfläche F in Quadratmetern und das pro Minute aus dem Kondensator geschaffte Kondenswasser D in Litern und die Temperaturen t' und t_1 , ferner bei Parallelstromkondensation auch noch die Kühlwassertemperatur t_0 und bei Gegenstromkondensation

sie hat also beim Vorbeifließen an dem Flächenelement eine Wärmemenge aufgenommen

$$dQ = W \cdot dt.$$

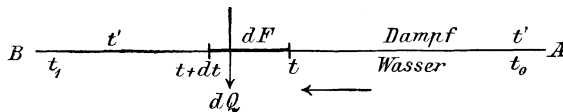


Fig. 20 a.

Andererseits geht pro Zeiteinheit laut unserm oben angenommenen Gesetze, nach welchem die durchgehende Wärme proportional dem Quadrate des Temperaturunterschiedes beidseits der Scheidewand ist, durch das Flächenelement dF eine Wärmemenge dQ durch

$$dQ = a \cdot (t' - t)^2 \cdot dF$$

wo a eine Beobachtungskonstante bedeutet. Durch Gleichsetzen dieser beiden gleichen Wärmemengen folgt

$$dF = \frac{W}{a} \cdot \frac{dt}{(t' - t)^2}$$

Dies in den Grenzen von $t = t_0$ bis $t = t_1$ integriert, gibt:

$$F = \frac{W}{a} \left[\frac{1}{t' - t} \right]_{t_0}^{t_1} = \frac{W}{a} \left(\frac{1}{t' - t_1} - \frac{1}{t' - t_0} \right) = \frac{W (t_1 - t_0)}{a \cdot (t' - t_1) \cdot (t' - t_0)}$$

Nun ist aber $W (t_1 - t_0)$ eben die pro Zeiteinheit durch die ganze Scheidewand vom Dampf in das Wasser übergetretene Wärmemenge Q , also

$$F = \frac{Q}{a \cdot (t' - t_1) \cdot (t' - t_0)}$$

welcher Wert mit dem für $F_{par.}$ oben im Texte identisch ist.

außer dieser auch noch die Temperatur $t_0 + \alpha$ an der kältesten Stelle im Kondensator zu messen, die Werte dieser beobachteten Größen in die betreffende der Formeln (51), (52) oder (53) einzusetzen, um daraus sofort den Koeffizienten a zu erhalten. Dabei wäre noch anzugeben das Material, aus dem die Kühlwandungen gebildet sind, und deren Dicke, und ferner noch, ob diese Wandungen glatt oder gerippt und in welcher Weise gerippt. So würden sich für die verschiedenen Kategorien von Kühlkörpern (z. B. Messing- oder Kupferrohre von etwa 1 mm Wandstärke, schmiedeeiserne Gasrohre, Gußkörper von etwa 15 mm Wandstärke usw.) bestimmte Mittelwerte des Koeffizienten a ergeben, vorausgesetzt, daß alle diese Beobachtungen an sonst zweckmäßig angelegten Kondensatoren gemacht würden, bei denen die vorhandenen Kühlflächen nicht teilweise unwirksam gemacht worden sind durch sich anstauendes Kondenswasser oder durch tote (geschwindigkeitslose) Winkel, in denen sich stagnierende Luft angesammelt hätte. Dem Verfasser stehen keine solchen Beobachtungen zu Gebote; es wäre aber erwünscht, wenn solche angestellt und deren Resultate veröffentlicht würden.

Für eine Art von Oberflächenkondensatoren können wir, dem Vorgange Grashofs a. a. O. folgend, den Koeffizienten a wenigstens ungefähr bestimmen und gewinnen damit Mittel, um wenigstens relative Vergleichen zu ziehen einestheils zwischen Oberflächenkondensatoren nach Gegenstrom und nach Parallelstrom, andernteils zwischen Oberflächen- und Mischkondensation. Es betrifft das die Oberflächenkondensatoren auf Seedampfern, deren Kühlflächen durch Bündel von Messing- oder Kupferrohren (Durchmesser etwa 20 mm, Wandstärke etwa 1 mm) gebildet werden. Bei solchen Kondensatoren pflegt man („Hütte“ 1899, II, S. 345) eine Kühlfläche von 0,17 qm pro PS_i (indizierte Pferdestärke) bei Verbundmaschinen und von 0,14 qm pro PS_i bei Drei- und Vierfach-Expansionsmaschinen zu geben. Nimmt man den Dampfverbrauch der ersteren Maschinen im Mittel zu 7,85 kg, den der letzteren zu 6,40 kg pro PS_i und Stunde an, so gibt man also bei ersteren Maschinen 0,0216 und bei letzteren 0,0218, im Mittel also 0,0217 qm Kühlfläche pro kg in der Stunde kondensierten Dampf oder

$$60 \cdot 0,0217 = 1,30 \text{ qm pro kg Dampfverbrauch in der Minute.}$$

Setzt man also

$$F = m \cdot D \dots \dots \dots (54)$$

unter D kg wie immer die pro Minute kondensierte Dampfmenge, den minutlichen Dampfverbrauch, verstanden, so kann für Oberflächenkondensatoren mit dünnen Messing- oder Kupferscheidewänden

$$m = 1,30 \dots \dots \dots (54 a)$$

genommen werden. (Für Kondensatoren mit Kühlkörpern aus Schmiede- oder Gußeisen wird diese Zahl m größer sein müssen; Veröffentlichungen über diese zweite Erfahrungszahl wären ebenfalls erwünscht.)

Ferner gibt man — „Hütte“ a. a. O. — bei solchen Kondensatoren 40—50 kg Kühlwasser pro kg zu kondensierendem Dampfes, also im Mittel $n = 45$; und wenn die mittlere Temperatur des Meerwassers —

Luftpumpe eintretenden Gasgemenges, welcher Druck auch gleich dem Gesamtdruck — dem Vakuum — im Kondensator ist,

$$p_0 = l + d = \frac{L}{v_0} + d$$

eben die frühere Gl. (14). Hieraus ergibt sich die nötige minutliche Ansaugleistung der trockenen Luftpumpe zu

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d} \dots \dots \dots (56)$$

deren Hubvolumen im Falle einer nassen Luftpumpe, die auch zugleich das Kondensat aus dem Kondensator zu schaffen hat, um D l pro Minute zu vergrößern ist, unter D kg wieder den minutlichen Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen verstanden.

In dieser Gl. (56) ist d wieder wie früher der Partialdruck des Dampfes in dem von der Luftpumpe angesogenen Dampf- und Luftgemisch, und hängt dieser Dampfdruck d wieder nur von der Temperatur des angesogenen Gasgemisches ab. Er ist also = $d_{t'}$ bei offenen Kondensatoren (Fig. 18) und bei nach reinem Parallelstrom gebauten (Fig. 20), und ergibt sich für solche die nötige Luftpumpenleistung nach Gl. (56) zu

$$v_{0 \text{ par.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} \dots \dots \dots (57)$$

ganz gleich wie Gl. (23) für Mischkondensation, nur daß hier die minutlich eindringende Luftmenge L einen andern Wert hat.

Bei einem Gegenstromkondensator (Fig. 19), wo das angesogene Gasgemenge sich auf eine Temperatur $t_0 + \alpha$ abkühlt, d. h. bis auf eine Temperatur, die noch um α Grade höher bleibt als die Kühlwassertemperatur t_0 , ist der Dampfdruck d in Gl. (56) = $d_{t_0 + \alpha}$, und erhält man somit die nötige Luftpumpenleistung bei Gegenstrom

$$v_{0 \text{ geg.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} \dots \dots \dots (58)$$

ganz gleich wie Gl. (22) für Mischkondensation, nur mit anderem L und anderem α .

Man erkennt auch hier aus den Formeln (57) und (58), daß man bei Parallelstrom nie ein Vakuum (p_0) erhalten kann, das der Temperatur t' des kondensierten Dampfes entspräche, indem dabei mit $p_0 = d_{t'}$ nach Gl. (57) die Luftpumpenleistung ∞ groß sein müßte; daß man dagegen bei Gegenstrom das physikalisch mögliche Vakuum von $p_0 = d_{t'}$ mit endlicher, aus Gl. (58) bestimmbarer Luftpumpengröße erreicht.

Was die durch Undichtheiten am Abdampfrohrnetz und durch die Stopfbüchsen der kondensierten Maschinen eindringende Luftmenge betrifft, so ist diese natürlich die gleiche, ob sie in einen Oberflächen- oder in einen Mischkondensator geht; und die durch Undichtheiten am Kondensator selber eindringende Luftmenge darf bei beiden Kondensatorarten gleich angenommen werden, indem diese Luftmenge bei ordentlicher Instandhaltung der Apparate verschwindend klein ist.

Da ferner bei Oberflächenkondensation das Kühlwasser und die in ihm absorbierte Luft nicht in den Kondensator eintritt, also λ in Gl. (29) S. 26 gleich Null ist, kann die pro Minute in den Oberflächenkondensator von Dampfmaschinen eindringende Luftmenge L in Kubikmetern und bezogen auf Atmosphärenspannung gesetzt werden

$$L = \frac{\mu \cdot D}{1000} \dots \dots \dots (59)$$

wobei wieder, wie früher, der Undichtheitskoeffizient

$$\mu = 1,80 + 0,010 Z \text{ bei groben } \dots \dots \dots (60)$$

bis

$$\mu = 1,80 + 0,006 Z \text{ bei feineren Betrieben } \dots \dots (61)$$

angenommen werden mag, unter Z wieder die Gesamtlänge des Abdampfrohrnetzes in Metern verstanden.

An einem

B e i s p i e l

soll die Handhabung dieser Formeln bei Oberflächenkondensation gezeigt werden:

Um eine direkte Vergleichung mit Mischkondensation zu erhalten, berechnen wir eine Oberflächen-Zentralkondensation für die gleiche Gruppe von Walzwerkmaschinen, für die wir S. 38 ff. schon eine Misch-Zentralkondensation berechnet haben. Es sei also wieder die minutlich zu kondensierende Dampfmenge $D = 300$ kg, die Kühlwassertemperatur $t_0 = 20^\circ$, die Länge der Abdampfrohrleitungen $Z = 100$ m, und man wolle ein Vakuum von $p_0 = 67$ cm = 0,12 Atm. abs. erreichen.

Frage: Welche reine Luftpumpenleistung v_0 ist hierzu notwendig, wenn man den Oberflächenkondensator

a) nach Parallelstrom Fig. 20

b) „ Gegenstrom „ 19

baut, und wenn man in beiden Fällen die $n = 45$ fache Kühlwassermenge (also $W = n \cdot D = 45 \cdot 300 = 13\,500$ l pro Minute) verwendet?

In beiden Fällen wird damit die Temperatur t_1 des austretenden Kühlwassers nach Gl. (49)

$$t_1 = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{45} + 20 = \sim 33^\circ$$

Bei $Z = 100$ m und grobem Walzwerkbetrieb ist nach Gl. (60) der Undichtheitskoeffizient anzunehmen:

$$\mu = 1,80 + 0,01 \cdot 100 = 2,80$$

und also die pro Minute in den Kondensator kommende Luftmenge nach Gl. (59)

$$L = \frac{2,80 \cdot 300}{1000} = 0,84 \text{ cbm von Atmosphärenspannung.}$$

Führt man diesen Wert von L sowie für p_0 den gewünschten Kondensatordruck 0,12 in Gl. (57) bzw. (58) ein, so erhält man die bzw. Luftpumpenleistungen:

$$v_{0\text{par.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} = \frac{0,84}{0,12 - d_{t'}}$$

$$v_{0\text{geg.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{0,84}{0,12 - d_{t_0 + \alpha}}$$

Man braucht also nur noch die Partialdrücke $d_{t'}$ bzw. $d_{t_0 + \alpha}$ des Dampfes in dem in die Luftpumpe eintretenden Gasgemenge oder also nur noch die Temperaturen t' bzw. $t_0 + \alpha$ dieses Gasgemenges zu kennen, um sofort die nötigen Luftpumpenleistungen v_0 angeben zu können.

Jene Temperaturen können wir aber rückwärts aus Gl. (53) bzw. (52) finden, wenn wir den Wärmetransmissionskoeffizienten a kennen und der Kühlfläche F eine erfahrungsmäßig angenommene Größe geben. Bestehen die Kühlwandungen aus dünnem Messing oder Kupfer, so ist ungefähr $a = 1,50$, und pflegt man — Gl. (54) — für Oberflächenkondensatoren von solchem Material $m = 1,30$ zu nehmen, wonach in beiden Fällen die Kühlfläche

$$F = m \cdot D = 1,30 \cdot 300 = 390 \text{ qm}$$

würde.

Für Parallelstrom erhält man dann durch Vergleichung der Gl. (54) mit Gl. (53)

$$m = \frac{570}{a(t' - t_0)t' - t_1}$$

und setzt man hierin $m = 1,30$; $a = 1,50$; $t_0 = 20^\circ$ und $t_1 = 33^\circ$; so ergibt sich die quadratische Gleichung

$$(t')^2 - 53t' + 368 = 0$$

deren Auflösung

$$t' = + \frac{53}{2} \pm \sqrt{\frac{53^2}{4} - 368}$$

liefert, wobei nur das + Zeichen der Quadratwurzel Sinn hat, so daß

$$t' = 44,8 = \sim 45^\circ$$

folgt, womit der Partialdruck des Dampfes in dem von der Luftpumpe angesogenen Gasgemenge wird:

$$d_{t'} = d_{45^\circ} = 0,093 \text{ Atm. abs.}$$

Somit erhalten wir die nötige Luftpumpenleistung bei Parallelstrom

$$v_{0\text{par.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} = \frac{0,84}{0,120 - 0,093} = 31 \text{ cbm pro Minute.}$$

Hätte man es dann mit einer nassen Luftpumpe zu tun, so müßte ihre effektive Ansaugleistung erhöht werden auf:

$$v_0 + \frac{D}{1000} = 31 + 0,3 = 31,3 \text{ cbm pro Minute.}$$

Bei Gegenstrom ergibt die Vergleichung von Gl. (54) mit Gl. (52)

$$m = \frac{570}{a \cdot a \cdot (t' - t_1)}$$

wobei nun t' die Temperatur gesättigten Wasserdampfes vom Drucke $p_0 = 0,12$ ist, also $t' = 50^\circ$; hiermit und mit den übrigen Werten von $m = 1,30$; $a = 1,50$ und $t_1 = 33^\circ$ ergibt sich die Temperaturdifferenz

$$\alpha = 17^\circ$$

also nun der Partialdruck des Dampfes in dem von der Luftpumpe angesogenen Gasgemenge

$$d_{t_0 + \alpha} = d_{20 + 17} = d_{37^\circ} = 0,061$$

und damit die nötige Luftpumpenleistung bei Gegenstrom

$$v_{0 \text{ geg.}} = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + \alpha}} = \frac{0,84}{0,120 - 0,061} = 14 \text{ cbm pro Minute,}$$

die sich im Falle einer nassen Luftpumpe auf

$$v_0 + \frac{D}{1000} = 14,3 \text{ cbm}$$

erhöhen würde, also nicht einmal halb so groß als bei Parallelstrom. Also hat auch bei Oberflächenkondensation die Anwendung der Gegenstromwirkung in bezug auf nötige Luftpumpengröße ähnliche Vorteile wie bei Mischkondensation, nur muß das Gegenstromprinzip auch ausgiebig durchgeführt werden, d. h. der Weg, den der Dampf dem Wasser entgegen macht, lang genug gewählt werden, so daß wirklich eine ausgiebige Temperaturdifferenz beim Ein- und beim Austritt des Dampfes in den Kondensationsräumen zustande kommt; und im Falle der Anwendung einer Naßluftpumpe ist die Anordnung so zu treffen, daß nicht nur das Gasgemenge, sondern auch das Kondenswasser sich auf die Temperatur $t_0 + \alpha$ herabkühle. Eine trockene Luftpumpe, der man ein besonderes Warmwasserpümpchen beigibt — das manchmal einfach die Speisepumpe sein kann — ist hier immer vorzuziehen.

Folgende Tabelle gibt die Zusammenstellung von Kühlwassermenge und Luftpumpengröße für diese Zentralkondensation für Walzwerkmaschinen, wenn sie das eine Mal als Misch- und das andere Mal als Oberflächenkondensation gebaut wird:

Für $D = 300 \text{ kg}$, $t_0 = 20^\circ$, $p_0 = 0,12 \text{ atm.}$ und $\mu = 2,80$ wird:	bei		
	Mischkondensation	Oberflächenkondensation	
Kühlwassermenge W {	Parallelstrom	9000 l	13 500 l
	Gegenstrom	5700 l	13 500 l
Reine Luftpumpenleistung v_0 {	Parallelstrom	20 cbm	31 cbm
	Gegenstrom	11 „	14 „

Daß bei der Oberflächenkondensation die Luftpumpe nicht viel kleiner werden kann als bei Mischkondensation rührt daher, daß —

entgegen der landläufigen Meinung — die durch Undichtheiten eindringende Luft die im Kühlwasser absorbierte weit übertrifft; daß die Luftpumpe im Gegenteil bei Oberflächenkondensation größer wird, hat seinen Grund darin, daß hier das von jener Pumpe angesaugte Gasgemenge unter sonst gleichen Umständen immer wärmer ist; dabei wird aber die Luftpumpe nicht deswegen größer, weil die wärmere Luft ein größeres Volumen einnimmt als kühlere — dieser Grund spielt eine so untergeordnete Rolle, daß wir ihn in dieser ganzen Arbeit außer acht gelassen haben —, sondern weil in dem wärmern Gasgemenge der Dampf einen viel größeren Druck ausübt, die Luft also in viel verdünnterem Zustande sich darin befindet.

Hätte man für die Walzwerkmaschinen obigen Beispiels einen offenen Oberflächenkondensator — z. B. einen Rieselkondensator — anlegen wollen und hätte ihm wieder eine Kühlfläche von $F = 390$ qm gegeben, und wären die Luftverhältnisse (Wärme, Feuchtigkeitsgehalt, Luftzug), derart gewesen, daß die — nahezu überall gleiche — Temperatur des Rieselwassers sich auch zu $t_1 = 33^\circ$ eingestellt hätte, so wäre wieder eine Luftpumpenleistung nötig gewesen von

$$v_{0par.} = \frac{L}{p_0 - d_{t'}} = \frac{0,84}{0,12 - d_{t'}}$$

Die Temperatur t' findet man hier aus Gl. (51), indem man in diese die Werte $F = 390$; $D = 300$; $a = 1,50$ und $t_1 = 33^\circ$ einsetzt, zu

$$t' = \sqrt{\frac{570 D}{a \cdot F}} + t_1 = 17 + 33 = 50^\circ$$

also

$$d_{t'} = 0,12 \text{ Atm.}$$

und

$$v_{0par.} = \frac{0,84}{0,12 - 0,12} = \frac{0,84}{0} = \infty$$

d. h. man erreicht mit dieser Einrichtung und unter den vorausgesetzten Verhältnissen das gewünschte Vakuum von $p_0 = 0,12$ Atm. nicht; hierzu müßte F größer oder t_1 kleiner sein, damit $t' < 50^\circ$ würde.

Hat man aber zu diesem Rieselkondensator und unter den angegebenen Umständen eine Luftpumpe von endlicher Größe, z. B. von $v_0 = 31$ cbm, wie vorhin bei dem Parallelstromkondensator, so kann man umgekehrt berechnen, welchen Kondensatordruck p_0 man damit erhält, nämlich:

$$p_0 = \frac{L}{v_0} + d_{t'} = \frac{0,84}{31} + d_{50^\circ} = 0,027 + 0,12 = 0,147 \text{ Atm. abs.,}$$

also ein etwas geringeres Vakuum als bei Parallelstrom.

C. Zeit zum ersten Evakuieren der Kondensationsräume.

In den Kapiteln A, 3 und B, 3 haben wir die Luftpumpengröße v_0 bei Misch- und Oberflächenkondensation berechnet für den Beharrungszustand, wo die Luftpumpe bei einem konstant bleibenden Kondensatordruck p_0 die pro Minute in die Kondensatorräume eintretende Luftmenge L cbm (vom Atmosphärendruck = 1) auch pro Minute wieder hinaus schafft. Es fragt sich nun aber noch, wie viel Zeit bedarf die Luftpumpe, um nach einem längeren Stillstande der Kondensation, während welchem der Kondensator und das Abdampfrohrnetz sich mit Luft von Atmosphärenspannung gefüllt haben, jenen Beharrungszustand p_0 herzustellen? Hierzu muß offenbar der Luftdruck von 1 sinken auf den schließlichen Partialdruck l der Luft allein, also nach unserer früheren Bezeichnung auf $l = p_0 - d$.

Die pro Minute eintretende Luftmenge L ist in der ersten Periode des Evakuierens veränderlich, indem sie bei Beginn = 0 ist und dann mit fortschreitender Luftverdünnung nach einem gewissen Gesetze wächst, bis sie mit Erreichung eines Kondensatordruckes von $p_0 = 0,5$ Atm. ihren konstanten Wert von L erreicht, den sie nun auch bei weitergehender Evakuierung beibehält (vgl. S. 25). Da aber jene erste Periode immer nur sehr kurz ist, indem ein Gesamtdruck $p_0 = 0,5$ Atm. im Kondensator sehr rasch erreicht wird, wollen wir von der anfänglichen Veränderlichkeit von L absehen und annehmen, es dringen von Anfang an pro Minute L cbm Luft von Atmosphärenspannung ein.

Ferner nehmen wir an, man stelle zuerst mit der Luftpumpe das Vakuum her und lasse dann erst die angeschlossenen Dampfmaschinen angehen. Unter dieser Voraussetzung ist der abnehmende Luftdruck jederzeit überall in den Kondensationsräumen der gleiche, was nicht der Fall wäre — besonders bei Gegenstrom nicht —, wenn zu Beginn des Pumpens auch schon Dampf mit in den Kondensator strömte. Hat man dann so die schließliche Luftverdünnung l hergestellt und läßt nun die Maschinen angehen, so springt der Kondensatordruck mit einem Male von l auf den Beharrungsdruck p_0 ($= l + d_{t_0+a}$ bei Gegenstromkondensatoren und $= l + d_t$ bei Parallelstromkondensatoren). Annähernd wird die Zeit für Erreichung des Beharrungs-

druckes p_0 auf diese Weise die gleiche sein, wie wenn Inbetriebsetzung der Kondensation und der kondensierten Maschinen zusammenfallen; und wenn die Zeiten etwas verschieden ausfallen, so liegt der Grund nicht darin, daß in letzterm Falle die Luftpumpe neben der Luft auch noch Dampf ansaugt — das würde gar keine Änderung im Gange der Luftverdünnung bewirken — sondern darin, daß dann der Partialdruck l der Luft nicht an allen Orten der zu evakuierenden Räume der gleiche ist. Diesen Umstand in der Rechnung mit zu berücksichtigen, würde unpraktisch weit führen.

Sei nun in dem zu evakuierenden Raume von V cbm (= Kondensatorraum + Abdampfleitungen) nach Verlauf von T Minuten seit Inbetriebsetzung der Luftpumpe der anfängliche Druck von 1 Atm. gesunken auf den Betrag von l Atm., so treten im nächsten Zeitteilchen $L \cdot dT$ cbm Luft von der Atmosphärenspannung 1 ein, während anderseits $v_0 \cdot dT$ cbm Luft von der Luftpumpe abgesogen werden (was man sich hier zweckmäßig vorstellt, als hätte sich das Volumen V durch Vorwärtsgehen des Luftpumpenkolbens auf $V + v_0 \cdot dT$ vergrößert), wobei der vorher bestandene Luftdruck l sinkt auf $l - dl$. Nach dem Mariotteschen Gesetze (Druck \times Volumen = Konstant) hat man:

Volumen $V \times$ dem Druck l der in den Kondensationsräumen vorhandenen Luft + Volumen $L \cdot dT$ der eintretenden Luft \times deren Druck 1

ist gleich dem

vergrößerten Volumen $(V + v_0 dT) \times$ dessen kleinerem Drucke $(l - dl)$;

oder

$$\begin{aligned} V \cdot l + L \cdot dT \cdot 1 &= (V + v_0 dT) \cdot (l - dl) \\ V l + L dT &= V l + v_0 l dT - V dl - v_0 dT dl \end{aligned}$$

woraus mit Vernachlässigung der ∞ kleinen Größe zweiter Ordnung

$$v_0 \cdot dT \cdot dl$$

folgt:

$$dT = V \frac{dl}{v_0 l - L}$$

mit wachsendem T nimmt l ab, also müssen dT und dl entgegengesetzte Vorzeichen haben, und wir müssen schreiben:

$$dT = - V \frac{dl}{v_0 l - L}$$

dies integriert, gibt:

$$T = - \frac{V}{v_0} \log (v_0 l - L) + C$$

Für den Beginn des Pumpens, also für $T = 0$, ist $l = 1$ Atm., also

$$0 = - \frac{V}{v_0} \log (v_0 - L) + C$$

Diese Gleichung von der vorhergehenden subtrahiert, kommt

$$T = \frac{V}{v_0} \log \frac{v_0 - L}{v_0 l - L} \dots \dots \dots (62)^1$$

Nun ist aber die Luftpumpenleistung v_0 sowohl bei Misch- als bei Oberflächenkondensation

$$v_0 = \frac{L}{l}$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (62) ein, so kommt

$$T = \frac{V}{v_0} \log \frac{\frac{L}{l} - L}{L - L} = \frac{V}{v_0} \log \frac{L \left(\frac{1}{l} - 1 \right)}{0} = \frac{V}{v_0} \log \infty = \infty$$

d. h. streng genommen wird der Luftdruck (die Luftverdünnung) l und damit der Beharrungsdruck $p_0 = l + d$ erst in ∞ ferner Zeit völlig erreicht; annähernd jedoch wird er schon in verhältnismäßig kurzer Zeit erreicht, wie folgendes

Beispiel

zeigt, dem wir die S. 29—32 behandelte Kondensation auf Rote Erde zugrunde legen wollen. Dort hatten die zu evakuierenden Räume einen Inhalt von $V = 190$ cbm, und mit einer Luftpumpe von $v_0 = 45$ cbm sollte ein Kondensatordruck von $p_0 = l + d = l + 0,084 = 0,224$ Atm., also ein schließlicher Luftdruck von $l = 0,224 - 0,084 = 0,14$ Atm. hergestellt werden bei $L = 6,3$ cbm pro Minute eindringender Luft von Atmosphärenspannung. Setzt man alle die Größen in Gl. (62) ein, so kommt

$$T = \frac{190}{45} \log \frac{45 - 6,3}{45 l - 6,3} = 4,22 \log \frac{0,86}{l - 0,14}$$

hiernach wird

für	$l = 1$	$0,7$	$0,5$	$0,4$	$0,3$	$0,2$	$0,15$	$0,14$ Atm.
$T = 0$	$1,84$	$3,68$	$5,08$	7	$11,2$	19	∞	Min.

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind im Schaubild Fig. 21 veranschaulicht; man sieht, wie selbst bei dieser Kondensation mit ihrem großen Inhalt der luftverdünnten Räume (190 cbm) und der gewaltigen Menge der eindringenden Luft (6,3 cbm pro Minute) doch schon in etwa 20 Minuten der Luftdruck bis auf $1/100$ auf den schließlich erreichbaren hinuntergeht; bei den meisten Kondensationen, wo V und L kleiner sind, wird der Beharrungszustand auch entsprechend früher

1) Für $L = 0$ folgt:

$$T = \frac{V}{v_0} \log \frac{1}{l} \dots \dots \dots (62a)$$

als die nötige Zeit in Minuten, um den Luftdruck in einem Gefäße, dessen Volumen V cbm beträgt, und das von außen keinen Zufluß erhält, mit einer Luftpumpe von der minutlichen Ansaugleistung von v_0 cbm von Atmosphärenspannung l herabzubringen auf l Atm.

erreicht. Keinesfalls nimmt man aus dem Umstand, daß es einige Minuten dauert, bis nach einem längeren Stillstande der Kondensation der Beharrungszustand erreicht wird, Veranlassung, die Luftpumpengröße v_0 zu vergrößern, sondern man behält sie, wie wir sie

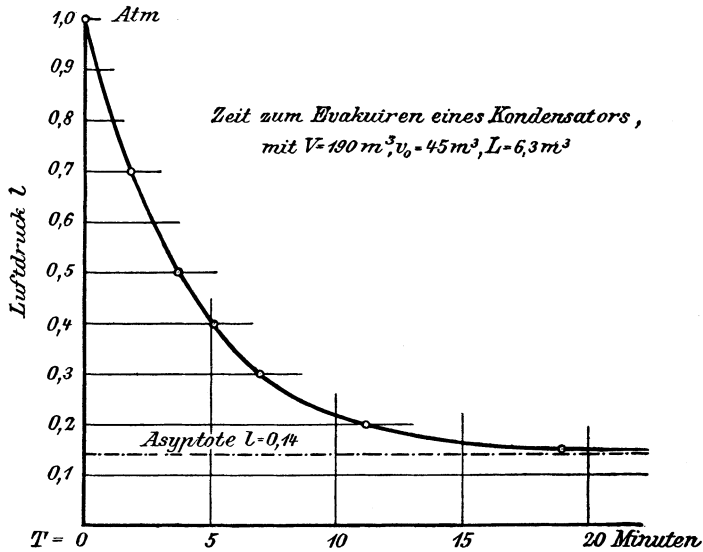


Fig. 21.

früher für den Beharrungszustand berechnet haben. Bei großen Kondensationsanlagen mit kontinuierlichem Tag- und Nachtbetrieb, wo die Pumpen auch über den Schichtwechsel nicht abgestellt werden, kommt übrigens die geringfügige Zeit zur Erreichung des Beharrungszustandes überhaupt nicht in Frage.

D. Kraftbedarf.

Wir berechnen hier nur den Arbeitsaufwand für die eigentlichen Kondensatorpumpen, welche Wasser in den Kondensator hinein- und Luft und Wasser aus demselben hinausschaffen; im Falle von Wasserrückkühlung ist dann noch die Arbeit der hierbei nötigen Wasserpumpen (und event. Ventilatoren), deren Berechnung nichts Besonderes bietet, beizufügen. Die Arbeit jener Kondensatorpumpen berechnen wir zuerst für Mischkondensation als den allgemeineren Fall und gewinnen dann durch Spezialisierung auch die Formeln für Oberflächenkondensation.

1. Kraftbedarf bei Mischkondensation.

Die zu einem jeden Mischkondensator gehörenden Pumpen zerfallen in:

- a) Wasserpumpen, deren Arbeit mit E_{wasser} oder E_w bezeichnet werde, und in
- b) Luftpumpen, deren Arbeit E_{luft} oder E_l sei.

Die Wasserpumpen zerfallen wieder in:

1. Die Kaltwasserpumpe, welche das Kühlwasser von seinem natürlichen Wasserspiegel aus so hoch hebt, daß es der Kondensator von dort aus selbsttätig ansaugen kann; die Arbeit dieser Pumpe werde mit $E_{kaltwasser}$ oder E_{kw} bezeichnet. Liegt der natürliche Wasserspiegel so hoch, daß der Kondensator sein Wasser ohne weiteres selbsttätig ansaugen kann, so fällt diese Pumpe und damit auch ihre Arbeit ganz weg, und ist für diesen Fall $E_{kw} = 0$.

Wird das Kühlwasser aus einem genügend hochgelegenen Reservoir entnommen, in welches es künstlich hinaufgeschafft worden, so ist zwar auch keine besondere Kühlwasserpumpe nötig, die Arbeit E_{kw} aber doch nicht = 0, indem diese hier eben durch eine andere Pumpe geleistet wird.

2. Die Warmwasserpumpe, welche bei Kondensation mit nasser Luftpumpe das warme Wasser zusammen mit der Luft aus dem Kondensator schafft. Denjenigen Teil ihrer Gesamtarbeit, der auf Förderung des Wassers verwendet wird, bezeichnen wir mit $E_{warmwasser}$ oder E_{ww} . Auch bei Kondensation mit trockener Luftpumpe kann eine besondere Warmwasserpumpe dazu dienen, das

warme Wasser für sich allein aus dem Kondensator zu ziehen, wobei dann ihre Arbeit eben $= E_{ww}$ ist. Doch wird in solchen Fällen — Anwendung trockener Luftpumpen — meistens der Kondensator so hoch gelegt, daß das warme Wasser aus ihm durch ein barometrisches Fallrohr selbsttätig und ohne Arbeitsaufwand abgeführt werden kann; in solchem Falle ist $E_{ww} = 0$, und fällt auch eine besondere Warmwasserpumpe weg.

Die Luftpumpe ist bei Kondensatoren mit barometrischem Fallrohr (und auch bei solchen mit besonderer Warmwasserpumpe) eine „reine Luftpumpe“, die nur das Gasgemenge aus dem Kondensator ins Freie schafft; deren Arbeit ist mit E_l bezeichnet worden. Bei Kondensatoren mit nasser Luftpumpe ist ihre Tätigkeit mit der der Warmwasserpumpe in einer Pumpe vereinigt unter entsprechender Vergrößerung deren Zylinders. Nach unserer Bezeichnung ist dann bei einer solchen nassen Luftpumpe die Arbeit $E_l =$ demjenigen Teil der Gesamtarbeit dieser Pumpe, der dazu verwendet wird, das Gasgemenge aus dem Kondensatorinnern ins Freie hinauszuschaffen. Die ganze Arbeit einer solchen Naßluftpumpe ist also $= E_{ww} + E_l$. Wir werden aber in folgenden nicht diese Summe berechnen, sondern, um einen vergleichenden Überblick über alle verschiedenen Fälle zu gewinnen, zerlegen wir die Gesamtarbeit E für den Betrieb einer jeden Kondensation, gleichgültig bei welcher Art von Kondensation und mit welcher Art von Pumpen diese Arbeit verrichtet wird, in die zwei Teile

1. $E_w =$ Arbeit zur Förderung des Wassers, sowohl in den Kondensator hinein (E_{kw}) als auch aus demselben hinaus (E_{ww}), wobei in gewissen Fällen die eine oder die andere $= 0$ sein kann; und in
 2. $E_l =$ Arbeit zur Hinausbeförderung der Luft aus dem Kondensator, d. h. Arbeit zur Erhaltung des Vakuums;
- d. h. wir berechnen die Summe

$$E = E_w + E_l \dots \dots \dots (63)$$

Arbeit zur Wasserförderung.

Diese ist

$$E_w = E_{kw} + E_{ww} \dots \dots \dots (64)$$

Betrachten wir zuerst diese Arbeit bei einem Kondensator mit barometrischem Fallrohr und trockener Luftpumpe, wobei es gleichgültig ist, ob derselbe nach Parallelstrom oder, wie in Fig. 22 dargestellt, nach Gegenstrom arbeitet.

Da hier keine Warmwasserpumpe vorhanden, so ist $E_{ww} = 0$, und es besteht die Gesamtarbeit der Wasserförderung in derjenigen der Kühlwasserpumpe, und es ist also $E_w = E_{kw}$.

Hebt nun — Fig. 22 — die Kaltwasserpumpe M pro Minute W l oder kg Wasser vom natürlichen Wasserspiegel $r-s$ um die Höhe h_0 in einen Behälter R , von welchem aus der Kondensator das Wasser

um die Höhe h_1 selbsttätig ansaugt, so ist die Arbeit der Kaltwasserpumpe

$$E_w = E_{kw} = W \cdot h_0 \text{ kg-m pro Minute} \dots \dots (65)$$

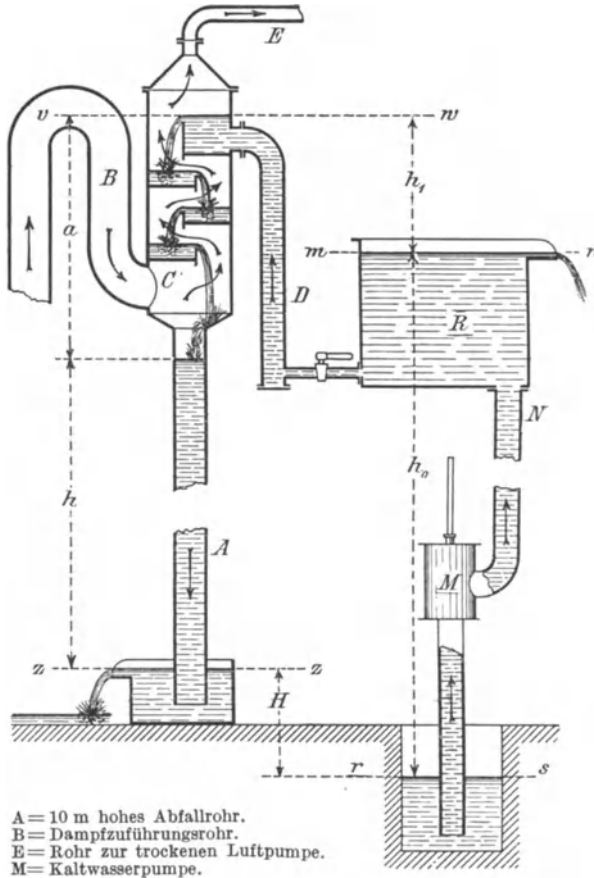


Fig. 22.

Bezeichnet dann noch in Fig. 22

h die Höhe der am Kondensator freihängenden Wassersäule, wobei — wie man ohne weiteres erkennt —

$$h = 10 (1 - p_0) \dots \dots \dots (66)$$

wenn man — wie für solche Rechnungen genau genug — die Wasserbarometerhöhe konstant zu 10 m annimmt und den Kondensatordruck p_0 in Atmosphären oder kg/qcm ausdrückt; H die Höhe der ablaufenden Warmwassers über dem natürlichen Wasserspiegel $r-s$ des Kühlwassers (wobei H je nach den örtlichen Verhältnissen auch = 0 oder negativ sein kann);

a diejenige Höhe, um welche das Wasser im Kondensator zusammenhanglos, „ohne Kontinuität“, herabfällt, und die wir passend die „verlorene Fallhöhe“ nennen wollen; so ergibt sich nach Fig. 22 die Förderhöhe des Wassers zu

$$h_0 = H + h + a - h_1$$

und durch Einsetzen dieses Wertes in Gl. (65) die Gesamtarbeit der Wasserbewegung bei Kondensatoren mit Fallrohr

$$E_w = W \cdot [H + a + (h - h_1)] \quad \text{mit } h = 10(1 - p_0) \quad (67)$$

Nun betrachten wir die Arbeit E_w zur Förderung des Wassers bei einem Kondensator mit nasser Luftpumpe nach Fig. 23. Hier ist

$$E_w = E_{kw} + E_{ww}$$

= der Summe der Arbeit der Kaltwasserpumpe M und eines gewissen Teiles der Arbeit der Naßluftpumpe L .

Die Arbeit der Kaltwasserpumpe ist wieder

$$E_{kw} = W \cdot h_0$$

wobei nach den Bezeichnungen der Fig. 23

$$h_0 = H + a - h_1$$

also

$$E_{kw} = W(H + a - h_1) \quad (68)$$

Derjenige Teil E_{ww} der Gesamtarbeit der nassen Luftpumpe, der verwendet wird zur Förderung des Wassers aus dem Kondensationsraum, in dem ein niedriger Druck von p_0 Atm. herrscht, ins Freie hinaus, also in den höhern Druck von $p = 1$ Atm., kann betrachtet werden, als ob diese nasse Luftpumpe ihr Wasser auf eine Höhe x zu heben hätte, und findet sich dieses x folgendermaßen: Denken wir uns den Druck p_0 im Innern des Kondensators ausgeübt durch eine Wassersäule von einer Höhe h_2 , und sei die Höhe der Wassersäule, welche dem äußern Luftdruck das Gleichgewicht hält, = 10 m, so ist offenbar:

$$x + h_2 = 10 \text{ m}$$

Bezeichnen wir nun wieder mit h die Höhe derjenigen Wassersäule, die der Kondensator vermöge seiner Luftleere ansaugen könnte, so ist offenbar auch

$$h + h_2 = 10 \text{ m}$$

d. h. jenes x ist = diesem h , wonach also der Satz besteht:

Wenn eine Pumpe Wasser aus dem luftverdünnten Raume eines Kondensators ins Freie schafft (ohne es weiter zu heben), so braucht sie dieselbe Arbeit, als ob sie dieses Wasser im Freien um die der Saugkraft im Kondensator entsprechende Höhe zu heben hätte.

Die Druckhöhe des Wassers der Naßluftpumpe ist also = h ; die geförderte Wassermenge dieser Pumpe ist = $W + D$ (Wassermenge + kondensiertem Dampf); also ihre Arbeit

$$E_{ww} = (W + D) \cdot h \quad (69)$$

Durch Zusammenzählen der Werte (69) und (68) erhält man somit die Gesamtarbeit zur Wasserbewegung bei Mischkondensatoren mit Naßluftpumpe zu

$$E_w = W \cdot [H + a + (h - h_1)] + D \cdot h \quad (70)^1$$

mit $h = 10(1 - p_0)$

also = der Arbeit E_w bei Kondensatoren mit Fallrohr, nur daß hier noch die Arbeit $D \cdot h$ zum Hinausschaffen des Kondenswassers aus dem Kondensator hinzutritt. Indem aber diese letztere Arbeit gewöhnlich gegenüber derjenigen zur Bewegung des Kühlwassers W verschwindend klein ist, kann man sagen: Die Arbeit zur Wasserbewegung ist unter sonst gleichen Umständen dieselbe, ob man es mit einem Kondensator mit Fallrohr oder mit einem solchen mit Naßluftpumpe zu tun hat; oder: die Gl. (67) gilt für beide Fälle.

Wenn man dann in beiden Fällen nicht wie in Fig. 22 und 23 das Kühlwasser zuerst in ein Reservoir R pumpt, sondern wenn man das Steigrohr N der Kühlwasserpumpe M direkt an das Kühlwasserzufuhrrohr D anschließt (wie in Fig. 14, S. 60), so erstreckt sich die volle Saugkraft des Kondensators auch in die Kühlwasserzuleitung hinein, d. h. es wird die ausgenutzte Saughöhe $h_1 =$ der möglichen Saughöhe h , womit die für beide Fälle (Fig. 22 und 23) annähernd gültige Formel (67) übergeht in

$$E_w = W \cdot (H + a) \quad (71)$$

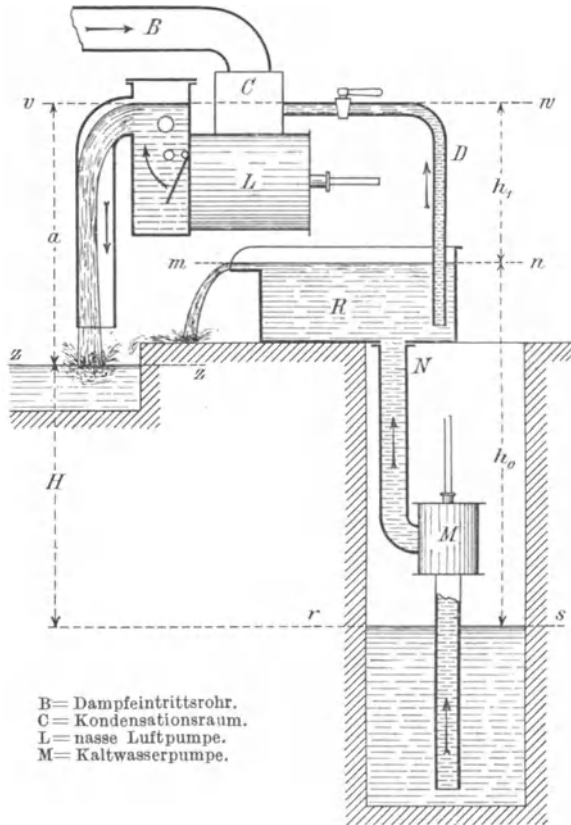
Wenn die Saugkraft des Kondensators voll ausgenutzt wird, so ist also die totale Arbeit zur Wasserbewegung (in den Kondensator hinein und aus demselben heraus) einfach = der Arbeit zur Hebung des Kühlwassers von dem ursprünglichen Kühlwasserspiegel um die verlorene Fallhöhe a über den schließlichen Warmwasserspiegel, gerade als ob das Wasser gar keinen Kondensator hätte durchwandern müssen; dabei ist es ganz gleichgültig, ob diese Arbeit zur Wasserförderung durch eine Kühlwasserpumpe allein oder durch eine Warmwasserpumpe (nasse Luftpumpe) allein oder durch zwei solcher Pumpen zusammen verrichtet wird.

Wir haben oben gesagt, „wenn die Saugkraft des Kondensators voll ausgenutzt wird“; da macht sich nun ein Unterschied zwischen Fall Fig. 22 und Fall Fig. 23 geltend: während man, wenn nur $H > 0$,

¹⁾ Das Gefälle a — Fig. 23 — kann auch dann nicht ausgenutzt werden, wenn man das Ausgußwasser von der Pumpe weg in einem geschlossenen Rohre bis unter den Warmwasserspiegel $z-z$ führen würde; denn weil mit dem Wasser zugleich Luft durch jenes Rohr gefördert wird, tritt keine „Kontinuität“ des Wassers in jenem Rohre ein, es kann also keine Saugkraft ausüben, sondern das Wasser fällt frei in ihm hinab; also ist auch hier a eine „verlorene Fallhöhe“.

Wenn ferner der Kondensator unter dem Grundwasserstand läge (wie etwa bei unterirdischen Maschinen), so hätte die nasse Luftpumpe ihr Wasser nicht nur ins Freie hinauszudrücken, sondern sie müßte es zudem noch heben. Die Größe a — Fig. 23 — würde aber dabei in Gl. (70) nicht etwa negativ einzusetzen sein, sondern sie wäre = 0, wogegen einfach der mit H bezeichnete Abstand zwischen ursprünglichem Kaltwasserspiegel und schließlichem Warmwasserspiegel entsprechend größer würde.

bei einem Kondensator mit Fallrohr (Fig. 22) immer die volle Saugkraft des Kondensators ausnutzen kann (durch einfachen direkten Anschluß des Steigrohres N an das Saugrohr D), so kann man das bei einem Kondensator mit nasser Luftpumpe (Fig. 23) nur dann, wenn der Kondensator mindestens um die Saughöhe h über dem natürlichen Kühlwasserspiegel liegt. Sobald er aber nicht so hoch liegt, so kann man zwar wohl die besondere Kühlwasserpumpe M weglassen, muß



B= Dampfeintrittsrohr.
C= Kondensationsraum.
L= nasse Luftpumpe.
M= Kaltwasserpumpe.

Fig. 23.

aber durch Stellung eines Drosselhahnes im Steigrohr einen Teil der Saugkraft abtöten: in Gl. (67) oder (70) ist also $h_1 < h$, das Glied $h - h_1$ verschwindet also nicht, die Arbeit zur Wasserförderung wird größer. In diesem Falle — wenn also bei genügender Höhenlage des Kühlwasserspiegels bei Kondensation mit Naßluftpumpe eine Kühlwasserpumpe entbehrt werden kann — ist (s. Fig. 23) $H + a = h_1$, und geht Gl. (70) über in

$$E_w = W \cdot h + D h = (W + D) \cdot h.$$

Wir werden aber von dieser spezialisierten Formel keinen Gebrauch machen, sondern immer auf die allgemein gültige Gl. (70) bzw. (67) zurückgreifen.

Beispiel.

Es sei $D = 300$ kg Dampf pro Minute, Kühlwasserverhältnis $n = 30$, also minutliche Kühlwassermenge $W = 30 \cdot 300 = 9000$ kg. Ferner könne man das Kühlwasser aus einem Bache entnehmen, in den man es gleich unterhalb wieder einfließen läßt, so daß $H = 0$ ist. Der Kondensatordruck sei $p_0 = 0,2$ Atm., also die volle Saughöhe des Kondensators $h = 10 (1-0,2) = 8$ m. Die verlorene Fallhöhe a sei im Falle eines Kondensators mit Fallrohr (Fig. 22) = 3 m, und im Falle eines Kondensators mit nasser Luftpumpe (Fig. 23) liege der Kondensator ebenfalls um 3 m über dem Bache, so daß auch hier einestheils die verlorene Fallhöhe $a = 3$ m ist, andernteils die auszunutzbare Saughöhe auch $h_1 = a = 3$ m beträgt, bei welcher kleinen Saughöhe die Kühlwasserpumpe M Fig. 23 wegfällt.

Alsdann ist die totale Arbeit zur Bewegung des Wassers:

- a) beim Kondensator mit Fallrohr nach Fig. 22 und wenn dabei Rohr N direkt an Rohr D angeschlossen wird, nach Gl. (71):

$$\begin{aligned} E_w &= W(H + a) = 9000(0 + 3) = 27\,000 \text{ kg-m pro Minute} \\ &= \frac{27\,000}{60 \cdot 75} = \frac{27\,000}{4500} = 6 \text{ Pferde pro Sekunde;} \end{aligned}$$

- b) beim Kondensator mit Naßluftpumpe nach Fig. 23 und gänzlichem Wegfall der Kaltwasserpumpe M nach Gl. (67):

$$\begin{aligned} E_w &= W(H + a + h - h_1) = 9000(0 + 3 + 8 - 3) = 9000 \cdot 8 \\ &= \frac{72\,000}{4500} = 16 \text{ Pferde pro Sekunde}^1), \end{aligned}$$

also beinahe das Dreifache vom Falle a)! Entgegen der landläufigen Meinung, hochstehende Kondensatoren mit Fallrohr brauchen mehr Betriebsarbeit zur Wasserförderung als Kondensatoren mit nasser Luftpumpe, die ihr Wasser selber ansaugen, brauchen im Gegenteil letztere unter sonst gleichen Umständen immer mehr Arbeit, weil bei diesen eben nie die volle Saugkraft des Kondensators ausgenutzt werden kann noch darf. Rechnet man hierzu noch, daß man Kondensatoren mit Fallrohr nach Gegenstrom arbeiten lassen kann (während solche mit nasser Luftpumpe immer nur nach Parallelstrom

¹⁾ Nach der genauen Formel (70) käme hierzu noch das Glied $D \cdot h$ zu addieren, so daß genau würde:

$$\begin{aligned} E_w &= 72\,000 + 300 \cdot 8 = 72\,000 + 2400 = 74\,400 \text{ kg-m pro ' } \\ &= \frac{74\,400}{4500} = 16,5 \text{ PS pro '}, \end{aligned}$$

also nur wenig verschieden vom Näherungswerte 16 PS oben im Texte.

arbeiten), und daß damit auch die zu fördernde Wassermenge viel kleiner wird, ferner daß auch noch die Luftpumpe v_0 , also auch deren Arbeit kleiner wird, so erkennt man, daß Kondensation mit barometrischem Fallrohr und außerdem noch nach Gegenstrom arbeitend — wie die S. 58 beschriebene Weissche Gegenstrom-Kondensation — prinzipiell den kleinstmöglichen Arbeitsaufwand zum eigenen Betriebe erfordert, immer weniger als jede andere Kondensationsart.

Das bezieht sich auf Mischkondensation; wir werden aber noch sehen, daß der Ausspruch auch für Oberflächenkondensation gilt, so daß Gegenstrom-Mischkondensation mit Fallrohr auch in Beziehung auf Kraftverbrauch der Oberflächenkondensation vorzuziehen ist, und man diese letztere nur dann anwenden soll, wenn man durch Abwesenheit von gutem, zur Kesselspeisung geeignetem Wasser absolut dazu gezwungen ist.

Arbeit zur Luftförderung.

Die Arbeit zur Luftförderung fällt etwas verschieden aus, je nachdem sie mittels trockener oder mittels nasser Luftpumpe geleistet wird. Wir berechnen hier zuerst die Kompressionsarbeit in trockener Luftpumpe.

Wenn Luft von größerem Volumen v_0 und kleinerem Drucke p_0 auf kleineres Volumen v und größeren Druck p zusammengedrückt wird, so geht die Kompression nach einem durch die Gleichung der polytropischen Kurve

$$p \cdot v^n = p_0 \cdot v_0^n = \text{Konst.} \dots \dots \dots (72)$$

ausgedrückten Gesetze vor sich, und erwärmt sich die Luft dabei. Wird von der entstehenden Kompressionswärme nichts entzogen (adiabatische Kompression), so ist $n = 1,41$; wird aber die Kompressionswärme vollständig entzogen, geht also die Kompression unter gleichbleibender Temperatur vor sich (isothermische Kompression), so ist $n = 1$, und Gl. (72) drückt das einfache Mariottesche Gesetz aus. In Wirklichkeit wird bei trockenen Luftpumpen, die immer äußern Kühlmantel erhalten sollen, ein Teil der Kompressionswärme entzogen, so daß der wirkliche Wert des Exponenten n irgendwo zwischen 1,41 und 1 liegt.

Dampf folgt bei seiner Kompression in trockener Luftpumpe ebenfalls dem in Gl. (72) ausgesprochenen Gesetze, und soll dabei der Exponent n etwa = 1,15 bis 1,20 sein, also ungefähr gleich dem, wie er in Wirklichkeit für Luft sein wird. Also folgt auch die Kompression eines Gemisches von Dampf und Luft jenem Gesetze. Wir legen aber unserer Rechnung nicht dieses Gesetz mit dem je nach den Umständen veränderlichen Exponenten n zugrunde, sondern das einfache Mariottesche Gesetz $n = 1$, also

$$p \cdot v = p_0 \cdot v_0 = \text{Konst.} \dots \dots \dots (73)$$

Wir vernachlässigen also die durch die Kompressionswärme verursachte Mehrarbeit; den damit begangenen Fehler schaffen wir dadurch

weg, daß wir schließlich die auf diese Weise erhaltene Kompressionsarbeit mit einem erfahrungsgemäßen Widerstandskoeffizienten (etwa 1,50 bis 1,70) multiplizieren, der auch noch die übrigen Nebenhindernisse, Reibung usw. in sich begreift, wie wir auch die vorher erhaltene theoretische Arbeit E_w für die Wasserförderung mit einem solchen Widerstandskoeffizienten multiplizieren müssen, um die effektive Arbeit zu erhalten.

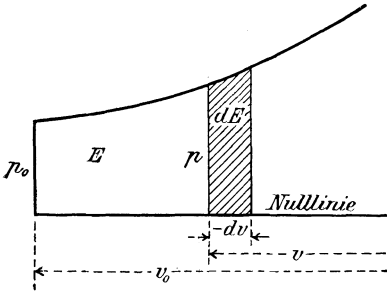


Fig. 24.

Wenn das Luft- oder Gasgemengevolumen v_0 mit dem Drucke p_0 — Fig. 24 — auf ein Volumen v mit dem Drucke p komprimiert wird, so sei dazu eine Arbeit E nötig. Wird

dieses Volumen v dann noch um das Differential — dv weiter komprimiert, so ist die hierzu nötige Arbeit dE , und ergibt sich diese aus dem Arbeitsflächenstreifen der Fig. 24 zu

$$dE = - p \cdot dv$$

Damit diese Gleichung integriert werden kann, muß die Variable p durch die Variable v ausgedrückt werden, was mittels Gl. (73) geschehen kann, nach welcher

$$p = \frac{p_0 v_0}{v}$$

ist, wo p_0 und v_0 als dem bekannten Anfangszustand angehörend bekannt sind (p_0 = Kondensatordruck, v_0 = pro Minute von der Luftpumpe angesogenes Volumen). Diesen Wert von p oben eingesetzt, kommt

$$dE = - p_0 v_0 \cdot \frac{dv}{v}$$

und integriert

$$E = - p_0 v_0 \log v + C.$$

Für den Anfangszustand, den Beginn der Kompression, ist

$$E = 0 \quad \text{und} \quad v = v_0$$

also

$$0 = - p_0 v_0 \log v_0 + C$$

oder

$$C = + p_0 v_0 \log v_0$$

Diesen Wert der Konstanten C oben eingesetzt, kommt

$$E = p_0 v_0 (\log v_0 - \log v) = p_0 v_0 \log \frac{v_0}{v} \quad \dots \quad (74)$$

oder da nach dem Mariotteschen Gesetze auch

$$\frac{v_0}{v} = \frac{p}{p_0}$$

ist, so ergibt sich die Kompressionsarbeit auch zu

$$\left. \begin{aligned} E &= v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} \\ \text{oder, da } v_0 p_0 &= v p, \text{ auch} \\ E &= v p \log \frac{p}{p_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (75)$$

Beim Komprimieren wird diese Arbeit verbraucht, beim Expandieren gewonnen.

Hiermit ist nun leicht die Arbeit $E_l = \text{Fläche } ABCDA$, Fig. 25, der trockenen Luftpumpe zu berechnen; diese besteht aus:

1. Kompressionsarbeit $ABFGA$, welche nach Gl. (75)

$$= v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} \text{ ist;}$$

2. der Arbeit $BCEFB$, zum Hinausschieben des Gasgemenges in die freie Luft, = $v \cdot p$;

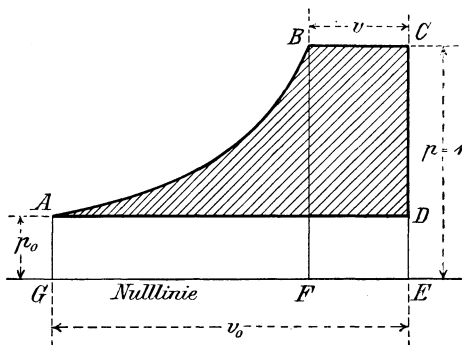


Fig. 25.

von der Summe dieser beiden Arbeiten ist abzuziehen:

3. Die Arbeitsfläche $ADEGA$ des Druckes p_0 hinter dem Kolben der Luftpumpe, welche Fläche = $v_0 p_0$ ist.

Die Arbeitsfläche $ABCDA = E_l$ ist also

$$E_l = v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} + v p - v_0 p_0.$$

Nun ist aber nach dem Mariotteschen Gesetze eben $v \cdot p = v_0 \cdot p_0$, womit sich schließlich die Arbeit E_l zur Luftförderung in trockener Luftpumpe ergibt zu

$$E_l = v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} \dots \dots \dots (76)$$

welche Gleichung mit Gl. (75) gleich lautet, wenschon sie eine andere Bedeutung hat.

Da wir die minutliche Ansaugleistung der Luftpumpe (v_0) in Kubikmetern ausdrücken, müssen wir in Gl. (76) auch den Kondensatordruck p_0 in kg/qm ausdrücken, während wir p_0 bisher immer in Atmosph. oder kg/qcm ausgedrückt haben; wir haben also in Gl. (76) 10 000 p_0 statt p_0 zu schreiben und erhalten

$$E_l = 10\,000 v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} \dots \dots \dots (77)$$

indem wir unter dem \log -Zeichen nichts zu ändern haben, da wir dort p und p_0 in beliebigem Maße — also auch in Atmosphären — messen

können, weil diese Drücke dort nur als „Verhältnis“ auftreten. Die Gl. (77) gibt (für v_0 in Kubikmetern pro Minute und p und p_0 in Atmosphären) die Arbeitsleistung E_l in Kilogrammmetern pro Minute; dividieren wir das Ergebnis durch $60 \cdot 75 = 4500$, so erhalten wir die Arbeitsleistung in Sekundenpferden, und ist diese pro 1 cbm pro Minute angesogenen Gasgemenges (also $v_0 = 1$) und bei einem Kondensatordruck von p_0 Atm. und dem äußeren Luftdruck von $p = 1$ Atm.

$$(E_l) = \frac{10\,000}{4500} p_0 \log \frac{1}{p_0} = 2,22 p_0 \log \frac{1}{p_0} \quad . \quad . \quad (78)$$

Diese Formel ergibt

für $p_0 = 1 \quad 0,9 \quad 0,8 \quad 0,7 \quad 0,6 \quad 0,5 \quad 0,4 \quad 0,3 \quad 0,2 \quad 0,1 \quad 0$ Atm.
 $(E_l) = 0 \quad 0,212 \quad 0,398 \quad 0,555 \quad 0,681 \quad 0,771 \quad 0,816 \quad 0,802 \quad 0,715 \quad 0,511 \quad 0$ Pferde.

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in untenstehender graphischer Tabelle Fig. 26 aufgetragen, und kann diese zur Ersparung von logarithmischen Rechnungen nach Gl. (77) benutzt werden.

Wie man sieht, ist die Arbeit zu Beginn des Evakuierens = 0 und zum Schlusse, wenn vollkommene Luftleere erreicht würde, wieder

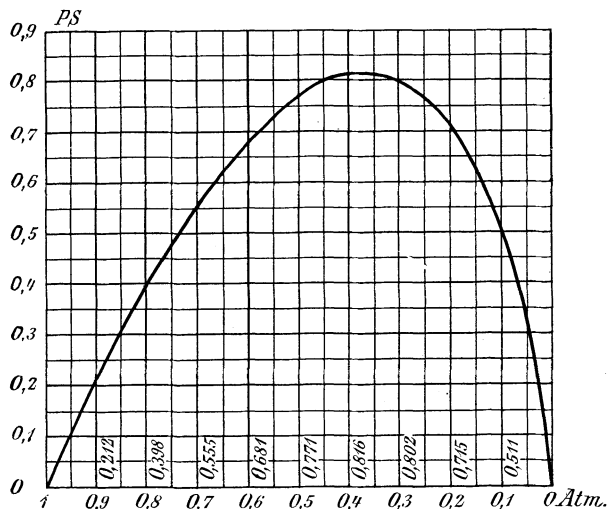


Fig. 26.

= 0; dazwischen gibt es einen gewissen Kondensatordruck p_0 , bei dem die Arbeit E_l ein Maximum wird, und finden wir jenen Druck p_0 , indem wir Gl. (77) mit konstantem v_0 und p nach p_0 differenzieren und den

Differentialquotienten $\frac{dE_l}{dp_0} = 0$ setzen. Zu diesem Behufe schreiben

wir Gl. (77) bequemer:

$$E_l = 10\,000 v_0 p_0 (\log p - \log p_0)$$

differenziert, gibt

$$d E_l = 10\,000 v_0 \left\{ dp_0 (\log p - \log p_0) - p_0 \frac{dp_0}{p_0} \right\}$$

Also

$$\frac{d E_l}{d p_0} = 10\,000 v_0 \left(\log \frac{p}{p_0} - 1 \right)$$

Dieser Wert wird zu Null, wenn

$$\log \frac{p}{p_0} = 1$$

woraus

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= e = 2,71828 \dots \\ \text{oder} \quad p_0 &= \frac{p}{e} = \frac{1}{2,718} = 0,37 \text{ Atm.} \end{aligned} \right\} \dots \dots (79)$$

Es besteht also das Gesetz:

Eine Vakuumpumpe hat beim Leerpumpen eines Gefäßes dann ihre Maximalarbeit zu verrichten, wenn der Druck im Gefäße

auf $\frac{p}{e} = 0,37 \text{ Atm.}$ gesunken ist;

Dabei ist diese Maximalarbeit — indem wir $\log \frac{p}{p_0} = 1$ und $p_0 = \frac{1}{e}$ in Gl. (77) einsetzen —

$$E_{l, \max} = 10\,000 \cdot v_0 \cdot \frac{1}{e} = 3700 \cdot v_0 \dots \dots (80)$$

in Kilogrammern pro Minute, oder

$$E_{l, \max} = \frac{3700}{4500} \cdot v_0 = 0,822 \cdot v_0 \text{ Sekundenpferde} \dots (81)$$

Hierauf ist wohl zu achten bei Bestimmung der Dimensionen des Zylinders der die Luftpumpe antreibenden Dampfmaschine.

Arbeit zur Luftkompression in nasser Luftpumpe.

In einer nassen Luftpumpe, also bei Anwesenheit von Wasser, wird das angesogene Gasgemenge (Luft und Wasserdampf) nicht vom anfänglichen Gesamtdruck p_0 auf den Enddruck $p = 1 \text{ Atm.}$ komprimiert, sondern nur die Luft wird von ihrem anfänglichen Partialdruck ($l = p_0 - d_v$) auf ihren schließlichen Partialdruck ($1 - d_v$) komprimiert, gerade als ob gar kein Dampf anwesend wäre, indem der Teil von ihm, der beim Komprimieren zur Druckvermehrung beitragen würde, kondensiert (siehe Grashof, Theoret. Masch.-Lehre, Bd. III, S. 676). Während also in nachstehender Fig. 27 für trockene Luftpumpen die Mariottesche Hyperbel aus dem Pole O zu konstruieren

ist, muß sie für nasse Luftpumpen aus dem Pole O_1 konstruiert werden, und man erhält die Arbeit zur Luftförderung

bei trockener Luftpumpe als Fläche $AGCDA$, und

bei nasser Luftpumpe als Fläche $ABCD$,

in welchem letzterem Falle noch die Fläche $CFEDC$

als Arbeit für die Wasserförderung der Pumpe hinzutritt.

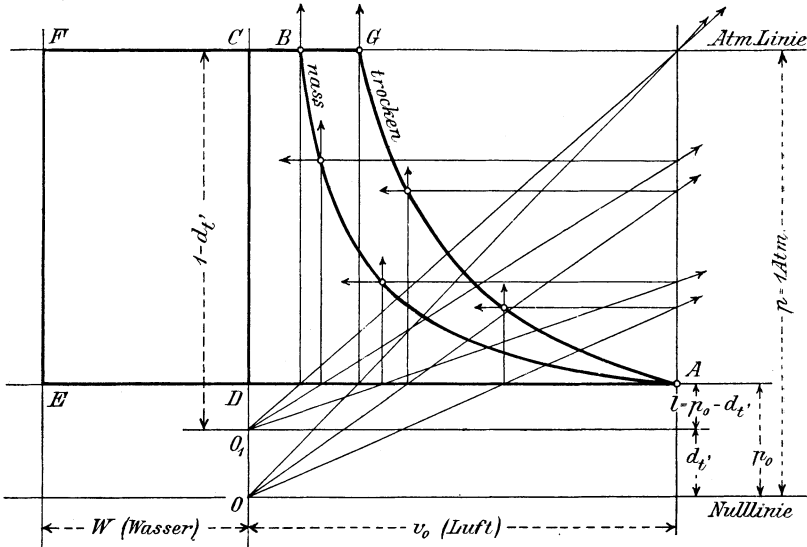


Fig. 27.

Ersetzt man in Gl. (77) den Anfangsdruck p_0 durch den anfänglichen Partialdruck der Luft $l = p_0 - d'$ und den Enddruck $p = 1$ durch den schließlichen Partialdruck der Luft $1 - d'$, so erhält man die Arbeit zur Luftförderung bei nasser Luftpumpe

$$E_{l, na\beta} = 10\,000 v_0 l \log \frac{1 - d'}{l} = 10\,000 v_0 (p_0 - d') \log \frac{1 - d'}{p_0 - d'} \quad (82)$$

Bedenkt man, daß nach Gl. (13) S. 17

$$l = \frac{L}{v_0} \text{ und } v_0 l = L$$

so läßt sich Gl. (82) auch für manche Rechnungen bequemer schreiben:

$$E_{l, na\beta} = 10\,000 L \log \frac{1 - d'}{L} \cdot v_0 \dots \dots \dots (83)$$

Sei beispielsweise

$$p_0 = 0,12 \text{ Atm. } \\ t' = 39^\circ, \text{ also } d' = 0,068 \text{ Atm.}$$

und

$$v_0 = 30 \text{ cbm pro Minute,}$$

so ergibt sich die Arbeit zur Luftförderung
mit trockener Luftpumpe nach Gl. (77)

$$E_l = 10\,000 v_0 p_0 \log \frac{1}{p_0} = 10\,000 \cdot 30 \cdot 0,12 \log \frac{1}{0,12} = 36\,000 \cdot 2,12$$

$$= 76\,300 \text{ kg-m pro ' } = \frac{76\,300}{4500} = 17 \text{ Sekundenpferde;}$$

mit nasser Luftpumpe nach Gl. (82)

$$E_{l, \text{ nass}} = 10\,000 \cdot v_0 (p_0 - d_t) \log \frac{1 - d_v}{p_0 - d_v}$$

$$= 300\,000 \cdot (0,120 - 0,068) \log \frac{0,932}{0,052} = 15\,600 \cdot 2,88$$

$$= 45\,000 \text{ kg-m pro ' } = \frac{45\,000}{4500} = 10 \text{ Sekundenpferde.}$$

Nachdem so auch noch die Arbeit E_l zur Förderung der Luft gefunden, ist diese zu der schon früher berechneten Arbeit E_w für Wasserförderung zu addieren, um nach Gl. (63) die theoretische Gesamtarbeit zum Betriebe der Kondensation

$$E = E_w + E_l$$

zu erhalten. Diese mit einem erfahrungsgemäßen Widerstandskoeffizienten $\varphi > 1$ multipliziert, erhält man die effektive Betriebsarbeit der Kondensation. Hierbei ist etwa

$$\left. \begin{array}{l} \varphi = 1,50 \text{ bis } 1,70 \\ \text{zu nehmen; wir werden im Verlaufe immer} \\ \varphi = 1,60 \end{array} \right\} \dots \dots \dots (84)$$

setzen.

An dieser Stelle können wir nun auch die vielfach verbreitete Ansicht auf ihre Richtigkeit prüfen:

„mit einer Vergrößerung der (nassen) Luftpumpe sei — abgesehen von Nebenhindernissen, wie Kolbenreibung usw. — eine Steigerung des Arbeitsaufwandes nicht verknüpft, indem diejenige Mehrarbeit, welche während der saugenden Bewegung des Kolbens aufzuwenden sei, beim Rückgange des Kolbens durch den Atmosphärendruck in vollem Betrage der Maschine wieder zurückgegeben werde.“

Wir brauchen bloß eine bestimmte Kondensation mit bestimmtem, sich gleichbleibendem Dampfquantum, sich gleichbleibender Kühlwassermenge und -Temperatur und sich gleichbleibenden Niveauverhältnissen der Wasserspiegel anzunehmen und dann der nassen Luftpumpe verschiedene Größen zu geben: so werden wir finden, daß sowohl Vakuum als Arbeitsaufwand sich mit der Luftpumpengröße ändern; in welchen Verhältnissen, das möge das folgende Beispiel zeigen, dem wir wieder die Zahlen des Beispiels S. 38 zugrunde legen wollen.

Es sei konstant

$$\left. \begin{array}{l} D = 300 \text{ kg} \\ W = 9000 \text{ ,,} \\ t_0 = 20^\circ \end{array} \right\} \text{ also } n = \frac{W}{D} = 30$$

also

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = 39^\circ$$

und damit

$$d_{t'} = 0,068 \text{ Atm.}$$

und

$$L = 1,02 \text{ cbm.}$$

Ferner sei in bezug auf Fig. 23

$$H = 2 \text{ m und } a = 3 \text{ m,}$$

der Kondensator stehe also um 5 m über dem Kühlwasserspiegel und sauge sein Wasser um die Höhe $h_1 = 5 \text{ m}$ selbsttätig an, und eine besondere Kühlwasserpumpe sei nicht vorhanden.

Nun nehmen wir in Zeile 1 der folgenden Tabelle verschiedene Größen der reinen Luftpumpenleistung $v_0 = 5, 10, 20 \dots \dots \dots \text{ cbm an}$; die Leistung der nassen Luftpumpe muß dann je um

$$\frac{W + D}{1000} = \frac{9000 + 300}{1000} = 9,3 \text{ cbm}$$

größer sein.

In Zeile 2 schreiben wir die nach Gl. (23) sich für diese verschiedenen v_0 ergebenden Kondensatordrücke p_0 an, nämlich

$$p_0 = \frac{L}{v_0} + d_{t'} = \frac{1,02}{v_0} + 0,068 \text{ Atm.}$$

Damit erhalten wir in Zeile 3 die Saugkraft des Kondensators $h = 10(1 - p_0) \text{ m.}$

Jetzt können wir in Zeile 4 nach Gl. (70) die Arbeit E_w für die Wasserförderung anschreiben

$$E_w = W(H + a + h - h_1) + D \cdot h = 9000(2 + 3 + h - 5) + 300 \cdot h = 9300 \cdot h$$

und in Zeile 5 nach Gl. (83) die Arbeit $E_{l, \text{ nass}}$ für die Luftförderung

$$E_{l, \text{ nass}} = 10\,000 L \log \frac{1 - d_{t'}}{L} \cdot v_0$$

$$= 10\,000 \cdot 1,02 \cdot 2,30 \text{ Log } \frac{1 - 0,068}{1,02} \cdot v_0 = 23\,500 \text{ Log } 0,914 \cdot v_0$$

wobei wir von den natürlichen Logarithmen (log) auf Briggsche (Log) übergegangen sind.

In Zeile 6 erhalten wir die Summe $E = E_l + E_w$ als theoretischen Kraftbedarf in Kilogramm^{ern} pro Minute.

Dividieren wir letzteren durch 4500, und multiplizieren wir ihn mit dem Widerstandskoeffizienten $\varphi = 1,60$, so erhalten wir schließlich in Zeile 7 den effektiven Arbeitsbedarf der Kondensation für die verschieden großen Luftpumpen.

1.	v_0	=	5	10	20	50	∞	cbm p.'
2.	$p_0 = \frac{1,02}{v_0} + 0,068$	=	0,272	0,170	0,119	0,088	0,068	Atm.
3.	$h = 10(1 - p_0)$	=	7,28	8,30	8,81	9,12	9,32	m
4.	$E_w = 9300 \cdot h$	=	67 800	77 200	82 000	84 700	86 700	kg-m p.'
5.	$E_l = 23 500 \text{ Log } 0,914 \cdot v_0$	=	15 500	22 600	29 700	39 000	∞	„
6.	$E = E_w + E_l$	=	83 300	99 800	111 770	123 700	∞	„
7.	$E_{eff.} = 1,60 \frac{E}{4500}$	=	29,6	35,4	39,6	43,8	∞	Pferde p.''

Vergößert man also die minutliche Leistung der nassen Luftpumpe von z. B. $5 + 9,3 = 14,3$ auf $20 + 9,3 = 29,3$ cbm, während alles übrige unverändert bleibt, so sinkt der Kondensatordruck von 0,27 Atm. auf 0,12 Atm., also um mehr als die Hälfte, und der totale Arbeitsaufwand für die Kondensation steigt von ~ 30 auf ~ 40 Pferde.

In Kapitel A, 5 haben wir ein Beispiel tabellarisch berechnet, um für Parallelstrom in bestimmtem Falle die kleinste Luftpumpengröße zur Erreichung eines bestimmten Vakuums zu finden, und hat sich dabei das Schaubild Fig. 10 ergeben; ferner haben wir im selben Kapitel die verschiedenen Vakua berechnet, die sich bei gegebener Naßluftpumpe für verschieden große Kühlwassermengen einstellen, und dabei das Schaubild Fig. 11 erhalten. Nun untersuchen wir diese Fälle auch in Hinsicht auf den Kraftbedarf, hauptsächlich um zu sehen:

im ersten Falle, ob etwa kleinste Luftpumpengröße auch mit kleinstem Arbeitsaufwand zusammenfalle,

im zweiten Falle, wie sich der Arbeitsaufwand mit der veränderlichen Einspritzwassermenge verändere.

Fortsetzung des Beispiels S. 46, Schaubild Fig. 10

in bezug auf den Kraftverbrauch bei verschiedener Größe der Naßluftpumpe und verschiedener Kühlwassermenge zur Erreichung gleichen Vakuums.

In der ersten Zeile der folgenden Tabelle schreiben wir wieder die verschiedenen Temperaturen t' an, die das Heißwasser haben kann, und in der zweiten Zeile die diesen Temperaturen entsprechenden Dampfdrücke d_t wie in der Tabelle S. 47; dann in den drei folgenden Zeilen die früher gefundenen Werte von l , W und v_0 .

Um dann den Kraftbedarf für die Wasserförderung berechnen zu können, müssen die Wasserspiegelverhältnisse bekannt sein. Wir nehmen wieder an, der schließliche Heißwasserspiegel liege um $H = 2$ m über dem natürlichen Kühlwasserspiegel, und die verlorene Fallhöhe a sei $= 3$ m. Wir lassen dann den Fall, die Parallelstromkondensation werde durch einen hochstehenden Kondensator mit Fallrohr bewirkt, außer acht und betrachten nur den Fall der Parallelstromkondensation mit Naßluftpumpe (Fig. 23); der Kondensator liege also um $H + a$

= 5 m über Wasser, eine besondere Kühlwasserpumpe sei nicht für nötig erachtet worden, die ausgenützte Saughöhe h_1 sei also 5 m. Da der Kondensator ein konstantes Vakuum von $p_0 = 0,12$ Atm. abs. erzeugen soll, so ist die mögliche Saughöhe also konstant $h = 10(1 - p_0) = 8,80$ m; ferner ist die konstante zu kondensierende Dampfmenge $D = 300$ kg pro Minute. Nach Gl. (70) ist somit die Arbeit zur Wasserbewegung

$E_w = W(2 + 3 + 8,8 - 5) + 300 \cdot 8,8 = 8,8 W + 2640$ kg-m pro ' theoretisch,

und mit einem Widerstandskoeffizienten von $\varphi = 1,60$

$$E_w = \frac{1,60}{4500}(8,8 W + 2640) = 0,00313 W + 0,94 \text{ Sekundenpferde effekt.};$$

das liefert die Werte der Zeile 6.

Nach Gl. (82) ergibt sich die effektive Arbeit zur Luftförderung, wieder mit einem Widerstandskoeffizienten $\varphi = 1,60$, und indem wir von natürlichen Logarithmen zu Briggschen übergehen, zu

$$E_l, \text{ naß} = \frac{1,60}{4500} \cdot 10000 \cdot 2,30 \cdot v_0 \cdot l \cdot \text{Log} \frac{1 - d_l'}{l} = 8,2 v_0 l \text{ Log} \frac{1 - d_l'}{l}$$

Sekundenpferde effektiv;

das gibt die Werte der Zeile 7.

Die Gesamtarbeit zum Betriebe der Kondensation in effektiven Sekundenpferden erhält man in Zeile 8 als die Summe $E = E_w + E_l$.

1.	$t' =$	20	25	30	35	40	45	50 ^o	Cels.
2.	$d_l' =$	0,022	0,031	0,041	0,055	0,072	0,093	0,120	Atm.
3.	$l =$	0,098	0,089	0,079	0,065	0,048	0,027	0	„
4.	$W =$	∞	34 200	17 100	11 400	8550	6480	5700	kg
5.	$v_0 =$	∞	17,3	15	16,5	21,3	36,3	∞	cbm
6.	$E_w = 0,00313 W + 0,94 =$	∞	108,94	54,14	36,54	27,74	21,24	18,80	PS _e
7.	$E_l = 8,2 v_0 l \text{ Log} \frac{1 - d_l'}{l} =$	∞	13,10	10,50	10,20	10,75	12,32	∞	„
8.	$E = E_w + E_l =$	∞	122,0	64,6	46,7	38,5	33,6	∞	„

Im Schaubild Fig. 28 sind die Werte dieser Tabelle als Ordinaten zu den zugehörigen Temperaturen t' als Abszissen aufgetragen, nämlich die effektiven Arbeiten E_w zur Wasserförderung, E_l zur Luftförderung, und die Gesamtarbeit $E = E_w + E_l$. Ferner ist zur Übersicht noch die Größe der Naßluftpumpe $v_0 + \frac{W + D}{1000}$ aus Schaubild Fig. 10 hinein-punktiert worden (wobei man sich nur die Ordinaten in Kubikmetern, statt Pferden, ausgedrückt zu denken hat).

Man sieht, daß die kleinste Luftpumpengröße (etwa 28 cbm pro Minute) nicht zusammentrifft mit der kleinstmöglichen Betriebsarbeit (etwa 33 effekt. Pferde); jene tritt ein — vgl. Fig. 10 — bei

$t' = \text{etwa } 35^\circ$ und dem Kühlwasserverhältnis $n = 38$, also einer Kühlwassermenge von 11 400 Minutenliter, während diese eintritt bei etwa $t' = 46^\circ$, $n = 22$, also $W = 6600$ Minutenlitern, aber einer Gesamtansaugeleistung der Naßluftpumpe von etwa 45 cbm pro Minute.

Man erkennt ferner aus dem Schaubild Fig. 28, daß die Arbeit zur Wasserförderung diejenige zur Luftförderung bei solchen Naßluftpumpen erheblich überwiegt, und daß es auch dort, wo man Kühlwasser in Hülle und Fülle hat, und wo es auch vom Kondensator selbsttätig angesaugt wird, durchaus nicht vorteilhaft ist, recht viel Wasser zu geben, um eine kleinere Luftpumpe zu erhalten, sondern daß es sich im Gegenteil im Interesse eines sparsamen Betriebes empfiehlt, weniger Wasser zu nehmen, dafür aber zur Erreichung des gewollten Vakuums eine entsprechend größere Naßluftpumpe anzunehmen. Im vorliegenden Falle würde man sich etwa für folgende Verhältnisse entschließen: Kühlwasserverhältnis etwa $n = 25$, also minutliche Einspritzwassermenge $W = 7500$ l, wobei die minutliche effektive Ansaugeleistung der Naßluftpumpe etwa = 35 cbm betragen müßte, und die Gesamtarbeit zum Betriebe der Kondensation etwa 35 effektive Pferdestärken betrüge; (daß Ansaugeleistung und effektive Pferde der Pumpe hier gleiche Ziffern zeigen, ist natürlich nur Zufall).

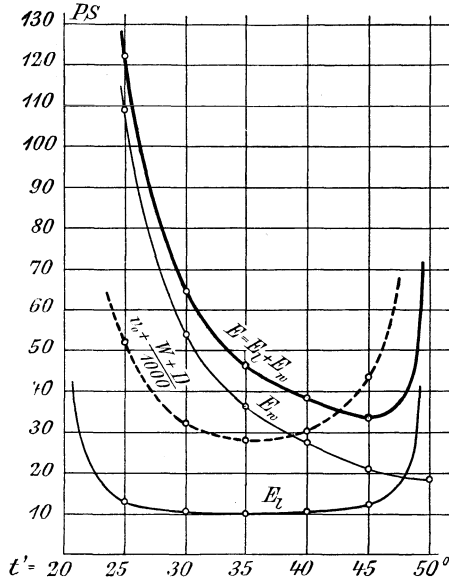


Fig. 28. Kraftbedarf einer Parallelstromkondensation mit Naßluftpumpe.

Für $D = 300$ kg, $p_0 = 0,12$ Atm, $t_0 = 20^\circ$ und $H = 2$ m, $a = 3$ m.

Fortsetzung des Beispiels S. 51, Schaubild Fig. 11

in bezug auf den Kraftverbrauch bei gegebener Naßluftpumpe.

Dort hatten wir berechnet, welche Vakua man erhält, wenn der Maschinist bei gegebener Ansaugeleistung der Naßluftpumpe ($v_0 + \frac{W + D}{1000} = 28$ cbm pro ') mehr oder weniger Einspritzwasser gibt.

In Zeile 1, 2 und 3 der folgenden Tabelle schreiben wir die zusammengehörenden Größen von W , p_0 und t' aus der Tabelle S. 51 nochmals an; in Zeile 4 den zu t' gehörenden Partialdruck $d_{t'}$ des Dampfes; in Zeile 5 den Partialdruck der Luft $l = p_0 - d_t$; in Zeile 6 die minutliche

Leistung der Naßluftpumpe für Luftförderung $v_0 = 28 - \frac{W + D}{1000}$
 $= 28 - \frac{W}{1000} - \frac{300}{1000} = 27,7 - \frac{W}{1000}$; in Zeile 7 die dem

Vakuum p_0 entsprechende mögliche Saughöhe $h = 10 (1 - p_0)$ des Kondensators. Ferner sei wieder $H = 2$ m und $a = 3$ m; der Kondensator sauge also sein Wasser wieder um $h_1 = 5$ m selbsttätig an ohne Mitwirkung einer Kaltwasserpumpe. Damit ist die Arbeit zur Wasserförderung nach Gl. (70) wieder

$$E_w = W (2 + 3 + h - 5) + 300 h = (W + 300) h \text{ kg-m pro ' theoret.,}$$

$$= 1,60 \frac{(W + 300)h}{4500} = 0,000 356 (W + 300) h \text{ Sekundenpferde eff.,}$$

was Zeile 8 gibt.

In Zeile 9 schreiben wir die effektive Arbeit für Luftförderung an, nämlich

$$E_l = \frac{1,60}{4500} \cdot 10000 \cdot 2,30 v_0 l \text{ Log } \frac{1 - d_l}{l} = 8,2 v_0 l \text{ Log } \frac{1 - d_l}{l}$$

und in Zeile 10 schließlich die Gesamtarbeit zum Betriebe der Kondensation.

1.	$W =$	3000	6000	12 000	21 000	1 pro Minute
2.	$p_0 =$	0,45	0,15	0,12	0,23	Atm. abs.
3.	$t' =$	77	48,5	34	28 ^o	Cels.
4.	$d_l =$	0,412	0,11	0,052	0,037	Atm. abs.
5.	$l = p_0 - d_l =$	0,038	0,04	0,068	0,193	„ „
6.	$v_0 = 27,7 - \frac{W}{1000} =$	24,7	21,7	15,7	6,7	cbm p.'
7.	$h = 10 (1 - p_0) =$	5,5	8,5	8,8	7,7	m
8.	$E_w = 0,000 356 (W + 300) h =$	6,45	19,1	38,9	58,2	Sek. Pfde. eff.
9.	$E_l = 8,2 v_0 l \text{ Log } \frac{1 - d_l}{l} =$	9,10	9,40	10,0	7,50	„ „ „
10.	$E = E_w + E_l =$	15,55	28,5	48,9	65,7	„ „ „

Im Schaubild Fig. 29 sind die Werte E_w , E_l und $E = E_w + E_l$ als Ordinaten zu den zugehörigen Kühlwassermengen als Abszissen aufgetragen. Ferner ist zur Übersicht nochmals aus Fig. 11 die Kurve des Kondensatordruckes p_0 für $D = 300$ kg Dampf pro Minute punktiert eingezeichnet (wobei man als Höhenmaßstab 10 PS = 0,10 Atm. anzusehen hat).

Man erkennt auch hier wieder, wie mit steigender Wasserzugabe der Kraftbedarf der Kondensation stark zunimmt. Der Maschinist soll also mit möglichst wenig Wasser — möglichst geringer Öffnung des Einspritzhahnes — arbeiten; wenn er dabei auch einige Zentimeter unter dem höchst erreichbaren Vakuum bleibt, so verzehrt die Kondensation dafür viel weniger an eigener Betriebsarbeit. Um das höchst erreichbare

Vakuum ($p_0 = 0,12 \text{ Atm.} = 67 \text{ cm}$) mit dieser Naßluftpumpe zu erhalten, müßte man pro Minute etwa 12 cbm Wasser ansaugen lassen, und verbraucht dabei die Kondensation etwa 49 PS_e ; begnügt man sich aber mit einem Vakuum von $p_0 = 0,15 \text{ Atm.} = 64,5 \text{ cm}$, so darf der Kon-

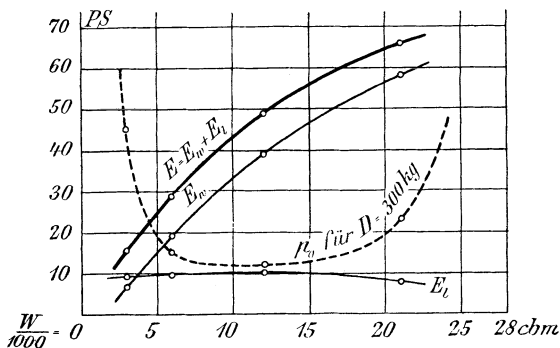


Fig. 29. Kraftbedarf einer gegebenen Naßluftpumpe
 $\left(v_0 + \frac{W + D}{1000} = 28 \text{ cbm} \right)$ bei verschiedener Einspritz-
 wassermenge.

Für $D = 300 \text{ kg}$, $t_0 = 20^\circ$, $H = 2 \text{ m}$, $a = 3 \text{ m}$.

densator pro Minute nur etwa 6 cbm Wasser ansaugen und verbraucht dabei nur etwa $28,5 \text{ PS}_e$. Wie wir später im Kapitel „Nutzen der Kondensation“ sehen werden, ist der Mehrdampfverbrauch der kondensierten Maschinen durch die Verschlechterung des Vakuums um $2,5 \text{ cm}$ eher kleiner als die Dampfersparnis durch $20,5 \text{ PS}_e$ Wenigerkraftverbrauches der Kondensation. Diese Verhältnisse sind insbesondere in Fällen knappen Kühlwassers wohl zu erwägen.

2. Kraftbedarf bei Oberflächenkondensation.

Auch hier teilt sich die Betriebsarbeit wieder in solche für Wasserförderung (E_w) und solche für Luftförderung (E_l), und zerfällt erstere wieder in Arbeit zur Förderung des Kühlwassers (E_{kw}) und Arbeit zur Förderung des Warmwassers (E_{ww}), während die Luftförderung ebenfalls wie bei Mischkondensation entweder mittels nasser Luftpumpe bewirkt werden kann, welche das warme Wasser und die Luft zusammen aus dem Kondensator zieht, oder aber mit trockener Luftpumpe, wenn das Kondenswasser mittels besonderer Warmwasserpumpe, oder mittels barometrischen Fallrohrs — welches letzteres aber bei Oberflächenkondensation kaum vorkommt — aus dem Kondensator geschafft wird.

Arbeit der Kaltwasserpumpe.

Liegt der Kondensator um die Höhe a über dem Abflußgraben für das erwärmte Kühlwasser und dieser wieder um die Höhe H über dem

natürlichen Wasserspiegel des Kühlwassers (vgl. Fig. 23, S. 93), so hat auch hier die Kühlwasserpumpe die minutliche Kühlwassermenge W auf die Höhe $H + a$ zu heben; da aber hier keine Luft zugleich mit dem Wasser durch das Rohr a gefördert wird, kann das Wasser durch ein bis unter den Warmwasserspiegel reichendes Rohr „mit Kontinuität“ geführt werden; die „verlorene Fallhöhe“ a ist also nicht mehr verloren, sondern dies Gefälle wird ausgenützt, und ist die wirksame Hubhöhe der Kaltwasserpumpe nur $= H$, so daß die Arbeit der Kaltwasserpumpe bei Oberflächenkondensation ist

$$E_{kw} = W \cdot H \dots \dots \dots (85)$$

Arbeit zur Förderung des Warmwassers.

Um pro Minute D kg Kondenswasser aus dem Innern des Kondensators mit dem Drucke von p_0 Atm. herauszuholen und in die freie Luft von 1 Atm. Druck zu schaffen, bedarf es nach Früherem einer Arbeit von

$$\left. \begin{aligned} E_{ww} &= D \cdot h \\ \text{mit } h &= 10 \cdot (1 - p_0) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (86)$$

Die Gesamtarbeit zur Wasserförderung

bei Oberflächenkondensation ist also

$$E = E_{kw} + E_{ww} = W \cdot H + D \cdot h \dots \dots (87)$$

(Diese Gleichung hätte auch direkt aus der analogen Gl. (70) für Mischkondensation erhalten werden können, wenn man dort für die Förderung des Kühlwassers

1. $h_1 = 0$ setzt, weil hier das Kühlwasser nicht vom Kondensator angesogen wird;
2. auch $h = 0$ setzt, weil die Saugkraft eines Oberflächenkondensators mit der Bewegung des Kühlwassers nichts zu schaffen hat;
3. auch $a = 0$ setzt, wie oben bemerkt.)

Arbeit zur Luftförderung.

Für diese gelten die gleichen, schon für Mischkondensation abgeleiteten Gleichungen; also bei trockener Luftpumpe

$$E_l = 10\,000 v_0 p_0 \log \frac{p_0}{p} \dots \dots \dots (88)$$

und bei nasser Luftpumpe

$$E_{l, nass} = 10\,000 v_0 l \log \frac{1 - d_l}{l} = 10000 v_0 (p_0 - d_l) \cdot \log \frac{1 - d_l}{p_0 - d_l} (89)$$

Die effektive Gesamtarbeit

zum Betriebe einer Oberflächenkondensation ist wieder

$$E = \varphi (E_w + E_l) \dots \dots \dots (90)$$

wobei wieder etwa $\varphi = 1,60$ angenommen werden möge.

Nunmehr können wir für das Beispiel einer Zentralkondensation für eine Gruppe von Walzwerkmaschinen (mit $D = 300$ kg minutlichem Dampfverbrauch), wofür wir Kühlwasserbedarf und Luftpumpengröße S. 38 ff. für Mischkondensation und S. 80 ff. für Oberflächenkondensation berechnet haben, und wobei mit Kühlwasser von $t_0 = 20^0$ ein Kondensatordruck von $p_0 = 0,12$ Atm. (= 67 cm erzielt werden soll, auch noch den Kraftbedarf rechnen, wenn die Kondensation

- a) als Mischkondensation, und zwar das eine Mal nach Parallelstrom, das andere Mal nach Gegenstrom,
 - b) als Oberflächenkondensation, und zwar wieder nach Parallelstrom sowohl als nach Gegenstrom,
- gebaut wird.

Damit wir direkt vergleichbare Zahlenwerte erhalten, setzen wir in allen Fällen gleiche Wasserniveauverhältnisse voraus, nämlich es liege — vgl. Fig. 23 — der Kühlwasserspiegel um $H = 2$ m unter dem schließlichen Warmwasserspiegel; der Parallelstrom-Mischkondensator (mit nasser Luftpumpe), ebenso der Oberflächenkondensator (sowohl nach Parallel- als auch nach Gegenstrom) liege um $a = 3$ m über dem Warmwasserspiegel, und beim Gegenstrom-Mischkondensator mit Fallrohr sei die verlorene Fallhöhe a (vgl. Fig. 14, S. 60) ebenfalls $= 3$ m.

Hiermit behandeln wir die vier Hauptfälle:

- a) Mischkondensator nach Parallelstrom und mit nasser Luftpumpe (wir lassen also den seltener vorkommenden Fall, Parallelstrom mit trockener Luftpumpe, weg).
- b) Mischkondensator nach Gegenstrom mit Fallrohr nach Fig. 14 (wir lassen also den selten vorkommenden Fall, das Fallrohr werde durch eine besondere Warmwasserpumpe ersetzt, weg).
- c) Oberflächenkondensator nach Parallelstrom mit Naßluftpumpe; (wir lassen also den Fall weg, daß dabei die Luft durch eine trockene Luftpumpe und das Kondensat durch eine besondere Warmwasserpumpe aus dem Kondensator geschafft wird).
- d) Oberflächenkondensator nach Gegenstrom mit trockener Luftpumpe und besonderer Warmwasserpumpe (hierbei lassen wir also den Fall einer Naßluftpumpe weg, welche sich hier auch weniger eignet).

a) Mischkondensator mit Naßluftpumpe.

Da der Kondensator nur um $H + a = 2 + 3 = 5$ m über dem Kühlwasserspiegel liegt, so kann eine besondere Kühlwasserpumpe wegfallen und der Kondensator sein Wasser selber um die Höhe $h_1 = 5$ m ansaugen. Diesen Wert sowie die volle Saugkraft $h = 10 (1 - p_0) = 10 (1 - 0,12) = 8,8$ m in Gl. (70) eingesetzt, finden wir die Arbeit zur Wasserförderung:

$$E_w = W (H + a + h - h_1) + D \cdot h = 9000 (2 + 3 + 8,8 - 5) + 300 \cdot 8,8 \\ = 9300 \cdot 8,8 = 81800 \text{ kg-m pro '}$$

Arbeit zur Luftförderung:

mit $l = p_0 - d_r = 0,120 - 0,068 = 0,052$ und $v_0 = 20$ (S. 39)
nach Gl. (82):

$$E_{l, na\beta} = 10\,000 \cdot v_0 \cdot l \log \frac{1 - d_r}{l} = 100\,000 \cdot 20 \cdot 0,052 \log \frac{0,932}{0,052} \\ = 29\,900 \text{ kg-m pro'}$$

Also Totalarbeit

$$E = E_w + E_l = 81\,800 + 29\,900 = 111\,700 \text{ kg-m pro' theoretisch,} \\ = \frac{1,60}{4500} \cdot 111\,700 = 40 \text{ PS}_e \text{ effektiv.}$$

b) Mischkondensator nach Gegenstrom, nach Fig. 14.

Arbeit zur Wasserförderung nach Gl. (71) und mit $W = 5700$ l
(S. 40):

$$E_w = W(H + a) = 5700(2 + 3) = 28\,500 \text{ kg-m pro'}$$

Arbeit zur Luftförderung nach Gl. (77) und mit $v_0 = 11$ cbm
(S. 40):

$$E_l = 10\,000 v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} = 10\,000 \cdot 11 \cdot 0,12 \log \frac{1}{0,12} = 28\,000 \text{ kg-m pro'}$$

Also Totalarbeit

$$E = E_w + E_l = 28\,500 + 28\,000 = 56\,500 \text{ kg-m pro' theoretisch,} \\ = \frac{1,60}{4500} \cdot 56\,500 = 20 \text{ PS}_e \text{ effektiv.}$$

c) Oberflächenkondensator nach Parallelstrom.

Arbeit zur Wasserförderung, nach Gl. (87) mit $W = 13\,500$ l pro'
(S. 80) und $h = 10(1 - p_0) = 10(1 - 0,12) = 8,8$ m.

$$E_w = W \cdot H + D \cdot h = 13\,500 \cdot 2 + 300 \cdot 8,8 = 29\,640 \text{ kg-m pro'}$$

Arbeit zur Luftförderung mit nasser Luftpumpe nach Gl. (89)
mit $v_0 = 31$ cbm und $p_0 - d_r = 0,12 - 0,093 = 0,027$ Atm. (S. 81)

$$E_{l, na\beta} = 10\,000 v_0 (p_0 - d_r) \log \frac{1 - d_r}{p_0 - d_r} \\ = 10\,000 \cdot 31 \cdot 0,027 \log \frac{0,907}{0,027} = 29\,300 \text{ kg-m}$$

Also Totalarbeit

$$E = E_w + E_l = 29\,640 + 29\,300 = 58\,940 \text{ kg-m pro' theoretisch} \\ = \frac{1,60}{4500} \cdot 58\,940 = 21 \text{ PS}_e \text{ effektiv.}$$

d) Oberflächenkondensator nach Gegenstrom.

Arbeit zur Wasserförderung, gleich wie im vorigen Falle c)

$$E_w = 29\,640 \text{ kg-m pro'}$$

Arbeit zur Luftförderung mit trockener Luftpumpe nach Gl. (88)
mit $v_0 = 14$ cbm pro' (S. 82)

$$E = 10\,000 v_0 p_0 \log \frac{p}{p_0} = 10\,000 \cdot 14 \cdot 0,12 \log \frac{1}{0,12} = 35\,600 \text{ kg-m pro'}$$

Also Totalarbeit

$$E = E_w + E_l = 29\,640 + 35\,600 = 65\,240 \text{ kg-m pro ' theoretisch,}$$

$$= \frac{1,60}{4500} \cdot 65\,240 = 23 \text{ PS}_e \text{ effektiv.}$$

In der folgenden Tabelle stellen wir nun Kühlwasserbedarf, Luftpumpengröße, Wasserpumpengröße, Summe von Wasser- und Luftpumpen und Kraftbedarf für diese Kondensation zusammen wenn sie — unter sonst genau den gleichen Umständen — einmal als Misch-, das andere Mal als Oberflächenkondensation und dann je wieder nach Parallel- oder nach Gegenstrom ausgeführt wird.

Nehmen wir noch an, die kondensierten Maschinen brauchen pro PS_i und Stunde 9 kg Dampf, so beträgt die ganze kondensierte Maschinenkraft bei einem minutlichen totalen Dampfverbrauch von 300 kg, also einem stündlichen Dampfverbrauch von 18000 kg, etwa $\frac{18000}{9} = 2000 \text{ PS}_i$; oder bei einem indizierten Wirkungsgrade von etwa $0,85 \sim 0,85 \cdot 2000 = 1700 \text{ PS}_e$. Hiermit konnten wir in der Tabelle auch noch die Anzahl Prozente angeben, welche die Kondensation von der effektiven kondensierten Maschinenkraft für ihren eigenen Bedarf verzehrt.

3. Zusammenstellung der Hauptergebnisse

des öfter behandelten Beispiels einer Zentralkondensation für eine Gruppe von Walzwerkmaschinen.

Für: $D = 300 \text{ kg}$, $t_0 = 20^\circ$, $p_0 = 0,12 \text{ Atm.}$, $H = 2 \text{ m}$ und $a = 3 \text{ m}$ wird:		bei	
		Mischkondensation	Oberflächenkondensation
nach Parallelstrom	Kühlwassermenge $W =$	9000 l p. '	13 500 l p. '
	Naßluftpumpe $v_0 + \frac{W + D}{1000} =$	29,3 cbm p. '	31,3 cbm p. '
	Kühlwasserpumpe $=$	—	13,5 „ „
	Luft- und Wasserpumpen zusammen	29,3 „ „	44,8 „ „
	Effektiver Kraftbedarf $=$ in Prozenten der kondensierten Maschinenkraft (1700 PS_e) $\}$	40 PS_e 2,36 %	21 PS_e 1,24 %
nach Gegenstrom	Kühlwassermenge $W =$	5700 l p. '	13 500 l p. '
	Trockene Luftpumpe $v_0 =$	11 cbm p. '	14 cbm p. '
	Warmwasserpumpe $=$	—	0,3 „ „
	Kaltwasserpumpe $=$	5,7 „ „	13,5 „ „
	Luft- und Wasserpumpen zusammen	16,7 „ „	27,8 „ „
Effektiver Kraftbedarf $=$ in Prozenten der kondensierten Maschinenkraft (1700 PS_e) $\}$	20 PS_e 1,18 %	23 PS_e 1,35 %	

E. Nutzen der Kondensation.

Der Nutzen der Kondensation an Dampfmaschinen äußert sich verschieden, je nach der Steuerungsart derselben. Bei Maschinen ohne Expansion oder bei solchen, deren Steuerung nur fixe Expansion zuläßt, deren Kraftregulierung also durch Drosselung des Eintrittsdampfes bewirkt werden muß, besteht der Nutzen der Kondensation darin, daß die Spannung des eintretenden Dampfes weiter heruntergedrückt werden darf, so daß die Maschine bei dem durch den Kondensator bewirkten kleineren Gegendruck die gleiche Arbeit leistet, die sie vorher ohne Kondensator, also mit höherem Gegendruck geleistet hatte. Das eintretende Dampfvolumen bleibt dasselbe, aber die Spannung des Dampfes, also auch dessen Gewicht wird kleiner, also braucht weniger Wasser verdampft zu werden, und besteht darin die Ersparnis durch Kondensation. Diesen Fall — keine oder aber fixe Expansion — werden wir in einem spätern Abschnitt behandeln.

a) Maschinen mit variabler Expansion.

Bei Maschinen mit variabler Expansion besteht der Nutzen der Kondensation darin, daß bei gleichbleibendem Drucke des Eintrittsdampfes bei dem durch den Kondensator verminderten Gegendampfdruck vor dem Kolben zur Erzeugung einer gleichen Arbeitsleistung ein kleinerer Füllungsgrad genügt. Aus dieser Verkleinerung des Füllungsgrades ergibt sich eine gewisse Dampf- und damit wieder eine gewisse Kohlenersparnis. Um diese zu finden, stellen wir im folgenden zunächst die allgemeine Arbeitsgleichung für Dampfmaschinen auf zur Feststellung der Beziehungen zwischen Eintrittsspannung, Füllungsgrad, Gegendampfdruck und Kompression in bezug auf die geleistete Arbeit; damit finden wir dann den neuen kleineren Füllungsgrad, der genügt, um bei dem durch Anbringung der Kondensation verminderten Gegendruck die gleiche Arbeit wie bei dem vorherigen größeren Füllungsgrade ohne Kondensation zu leisten; aus dieser Verminderung des Füllungsgrades wird sich dann die Ersparnis an Nutzdampf ergeben und daraus schließlich die Ersparnis an Totaldampfverbrauch, die dann auch direkt der wirklichen Kohlenersparnis entspricht.

1. Arbeitsgleichung für Dampfmaschinen.

Für Expansion wie für Kompression des Dampfes legt man das Gesetz zugrunde

$$p \cdot v^n = \text{Konst.},$$

wobei man früher

$$\begin{aligned} n &= 1,125 \text{ für Expansion und} \\ n &= 1,12 \text{ bis } 1,20 \text{ für Kompression} \end{aligned}$$

setzte. Nachdem man aber gefunden, daß in Wirklichkeit der Dampf — wenigstens der nicht überhitzte, und hier, wo wir es immer mit Kondensationsmaschinen zu tun haben, ist der Dampf wenigstens im

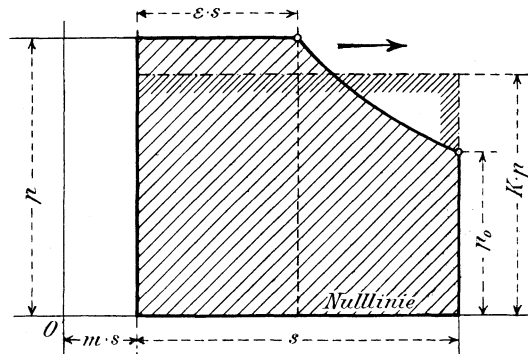


Fig. 30.

weiteren Verlaufe der Expansion sicherlich nie mehr überhitzt — eher obigem Gesetze mit dem Exponenten $n = 1$ (und zwar bei Expansion wie bei Kompression), also dem einfachen Mariotteschen Gesetze folgt, wird dieses neuerdings allgemein der Berechnung von Dampfmaschinen zugrunde gelegt, und tun wir dies auch hier. Expansions- und Kompressionsarbeit bei Dampf sind also gleich wie bei Luft, und für diese haben wir jene Arbeiten schon berechnet (S. 95 u. 96).

Mit Bezug auf die Bezeichnungen der Fig. 30, wenn noch F die Kolbenfläche in qcm bedeutet, ist die Arbeit des Hinterdampfes — dargestellt durch die schraffierte Fläche — bei einem einfachen Kolbenhube:

Volldruckarbeit $F \cdot p \cdot \epsilon s$ + Expansionsarbeit des Dampf-
volumens $F \cdot m s + F \cdot \epsilon s = F s (m + \epsilon)$, das vom Drucke p
auf den Druck p_0 expandiert, und wobei es nach Gl. (75)
eine Arbeit verrichtet von

$$F \cdot s (m + \epsilon) \cdot p \log \frac{p}{p_0}.$$

Nun ist aber wieder nach Mariotte:

$$p_0 (s + m s) = p (\epsilon s + m s)$$

woraus

$$\frac{p}{p_0} = \frac{s + m s}{\varepsilon s + m s} = \frac{1 + m}{\varepsilon + m}$$

also wird obige Expansionsarbeit auch = $F s (m + \varepsilon) \cdot p \log \frac{1 + m}{\varepsilon + m}$

und somit die totale Arbeit E_h des Hinterdampfes während eines einfachen Hubes

$$E_h = F \cdot p \cdot \varepsilon s + F s (m + \varepsilon) p \log \frac{1 + m}{\varepsilon + m}$$

$$= F \cdot s \left\{ \varepsilon + (\varepsilon + m) \log \frac{1 + m}{\varepsilon + m} \right\} \cdot p.$$

Der Faktor $\left\{ \varepsilon + (\varepsilon + m) \log \frac{1 + m}{\varepsilon + m} \right\}$ ist aber für jeden bestimmten

Fall, also für jeden bestimmten Füllungsgrad ε bei einem bestimmten schädlichen Raume m eine ganz bestimmte nicht variable Größe, die man für verschiedene m und für eine Reihe von ε ein für allemal tabellarisch ausrechnen kann. Bezeichnen wir jenen Faktor mit K , so schreibt sich die Arbeit des Hinterdampfes

$$E_h = F \cdot K p \cdot s \quad \dots \dots \dots (91)$$

mit

$$K = \varepsilon + (\varepsilon + m) \log \frac{1 + m}{\varepsilon + m} \quad \dots \dots \dots (92)$$

Gl. (91) neben Fig. 30 gehalten ergibt, daß Kp einfach die mittlere Hinterdampfspannung bedeutet, und nennt man deswegen den Wert K den Spannungskoeffizienten für den Hinterdampf, der also eine Zahl bedeutet, welche mit der wirklichen Eintrittsspannung p multipliziert eine mittlere Dampfspannung Kp gibt, bei welcher der Hinterdampf ohne Expansion dieselbe Arbeit verrichten würde, wie sie der wirkliche Dampfdruck mit Expansion verrichtet.

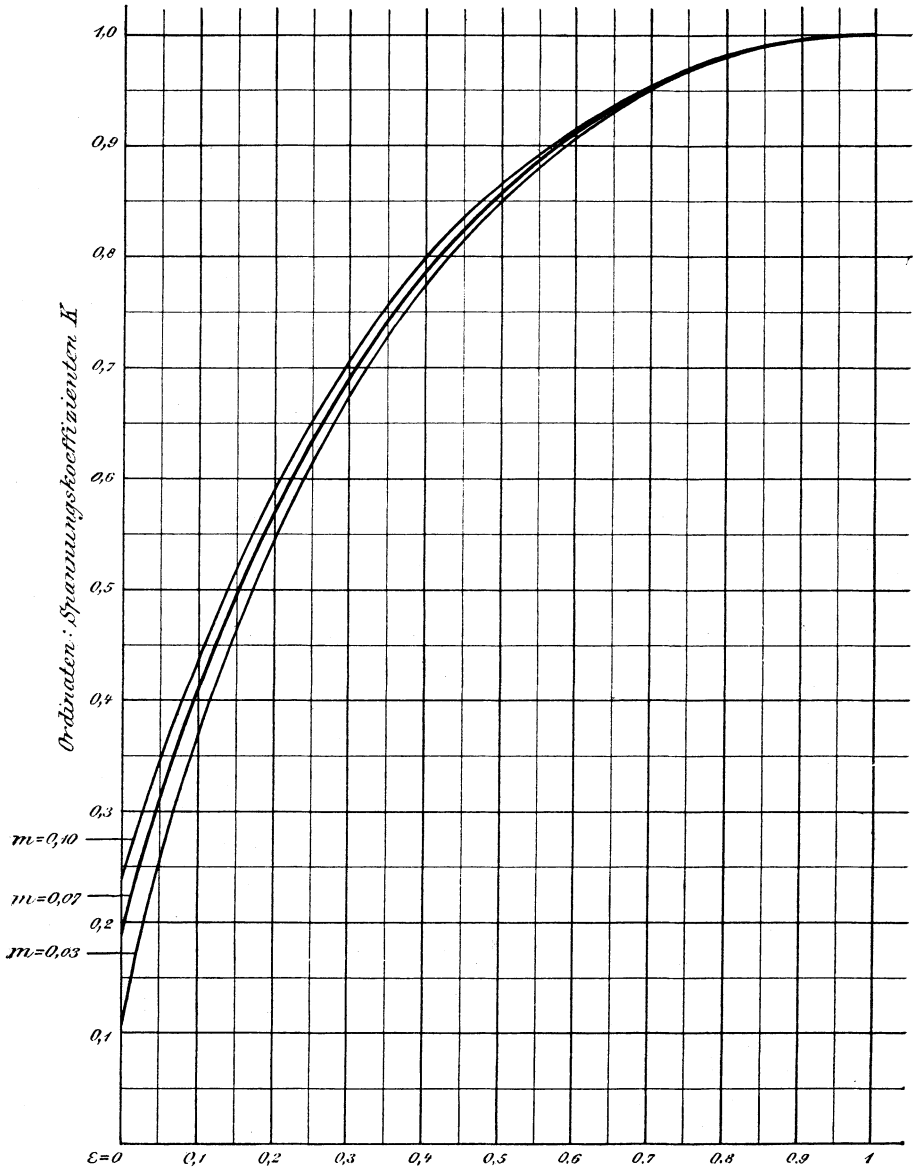
Der Koeffizient m des schädlichen Raumes ist ungefähr:

- bei Steuerung mit Corlißrundschiebern $m = 0,03$
- „ „ „ Flachschiebern und Ventilen $m = 0,07$
- „ „ „ Kolbenschiebern $m = 0,10$

In der folgenden Tabelle haben wir die Werte des Hinterdampf-Spannungskoeffizienten K nach Gl. (92) für eine Stufenfolge von Füllungsgraden ε ausgerechnet, und zwar für schädliche Räume von $m = 0,03$, $m = 0,07$ und $m = 0,10$.

Hinterdampf - Spannungskoeffizient K .

Für $\varepsilon =$	0	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1
bei $m = 0,03$	0,106	0,254	0,369	0,545	0,675	0,775	0,852	0,908	0,978	1
bei $m = 0,07$	0,191	0,313	0,412	0,572	0,692	0,787	0,858	0,913	0,981	1
bei $m = 0,10$	0,240	0,348	0,440	0,590	0,704	0,800	0,866	0,916	0,981	1



Abszissen: Füllungsgrade ϵ .
 Fig. 31. Werte des Spannungskoeffizienten K .

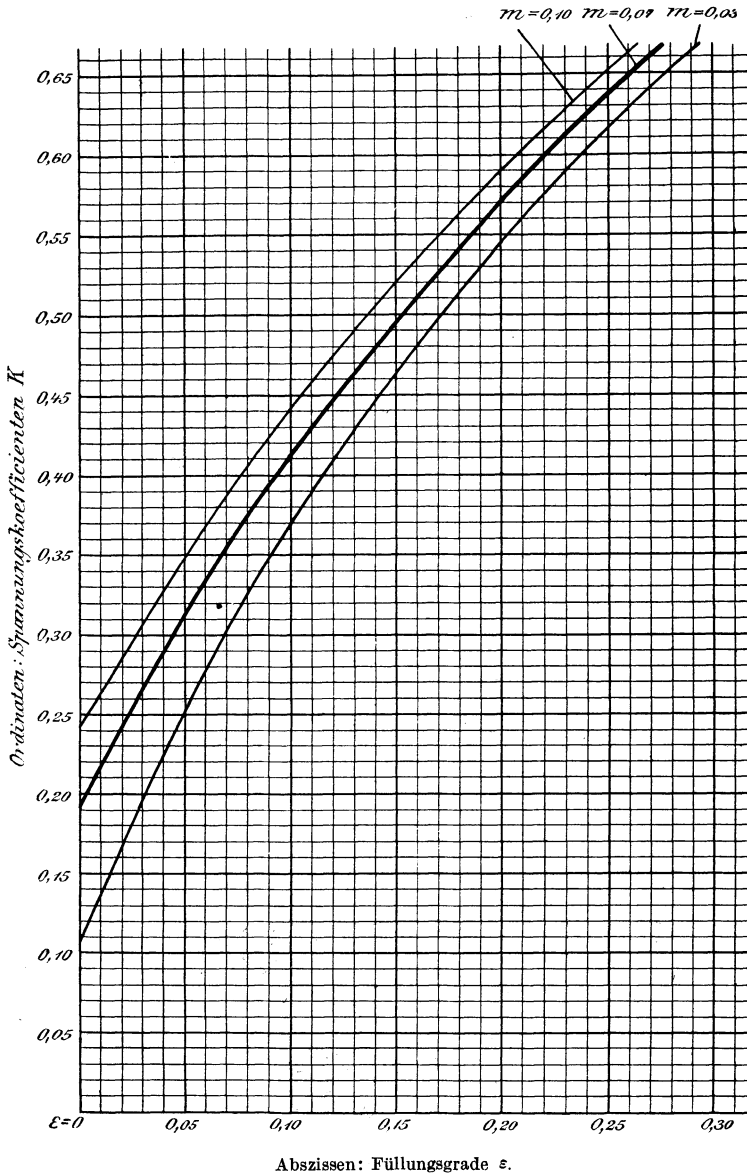


Fig. 32. Werte des Spannungskoeffizienten K .
(In vergrössertem Maßstabe).

In der graphischen Tabelle Fig. 31 haben wir diese Spannungskoeffizienten aufgetragen, und stellt die unterste Kurve die Werte von K für $m=0,03$, die oberste dieselben für $m=0,10$ und die mittlere, stärker ausgezogene Kurve dieselben für $m=0,07$ dar; in der graphischen

Tabelle Fig. 32 ist dann der untere Teil der Kurven — des genaueren Ablesens wegen — im vergrößerten Maßstabe wiederholt, und sollen diese beiden graphischen Tabellen bei einschlägigen Rechnungen zur direkten Ablesung der Spannungskoeffizienten dienen, die erste bei größeren, die zweite bei kleineren Füllungsgraden.

Von der geleisteten Arbeit E_h des Hinterdampfes ist die Arbeit E_g des Vorderdampfes, des Gegendruckes, abzuziehen, um die zur Wirkung kommende Arbeit $E = E_h - E_g$ bei einem einfachen Hube des Kolbens zu erhalten.

Mit Bezug auf Fig. 33 besteht die Arbeit E_g des Gegendruckes — die schraffierte Fläche — aus der Volldruckarbeit des Gegendruckes $p_1 F$ auf dem Wege $s - cs$, also aus $p_1 F s (1 - c)$, plus einer Kompressions-

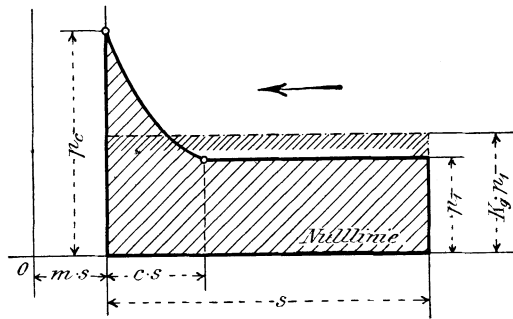


Fig. 33.

arbeit, indem das Dampfvolumen $F (cs + ms) = F s (c + m)$ vom Drucke p_1 auf den Kompressionsdruck p_c zusammengedrückt wird, und ist diese Arbeit wieder nach Gl. (75)

$$= F s (c + m) p_1 \log \frac{p_c}{p_1};$$

nun ist aber

$$\frac{p_c}{p_1} = \frac{ms + cs}{ms} = \frac{m + c}{m},$$

also jene Kompressionsarbeit

$$= F s (c + m) p_1 \log \frac{m + c}{m}$$

und also die ganze Arbeit des Gegendruckes

$$E_g = p_1 F s (1 - c) + F s (c + m) p_1 \log \frac{m + c}{m}$$

oder

$$E_g = F \cdot s \cdot \left\{ 1 - c + (c + m) \log \frac{c + m}{m} \right\} \cdot p_1,$$

Bezeichnen wir den Faktor in der Klammer, der nur von der relativen Größe des schädlichen Raumes m und von dem relativen

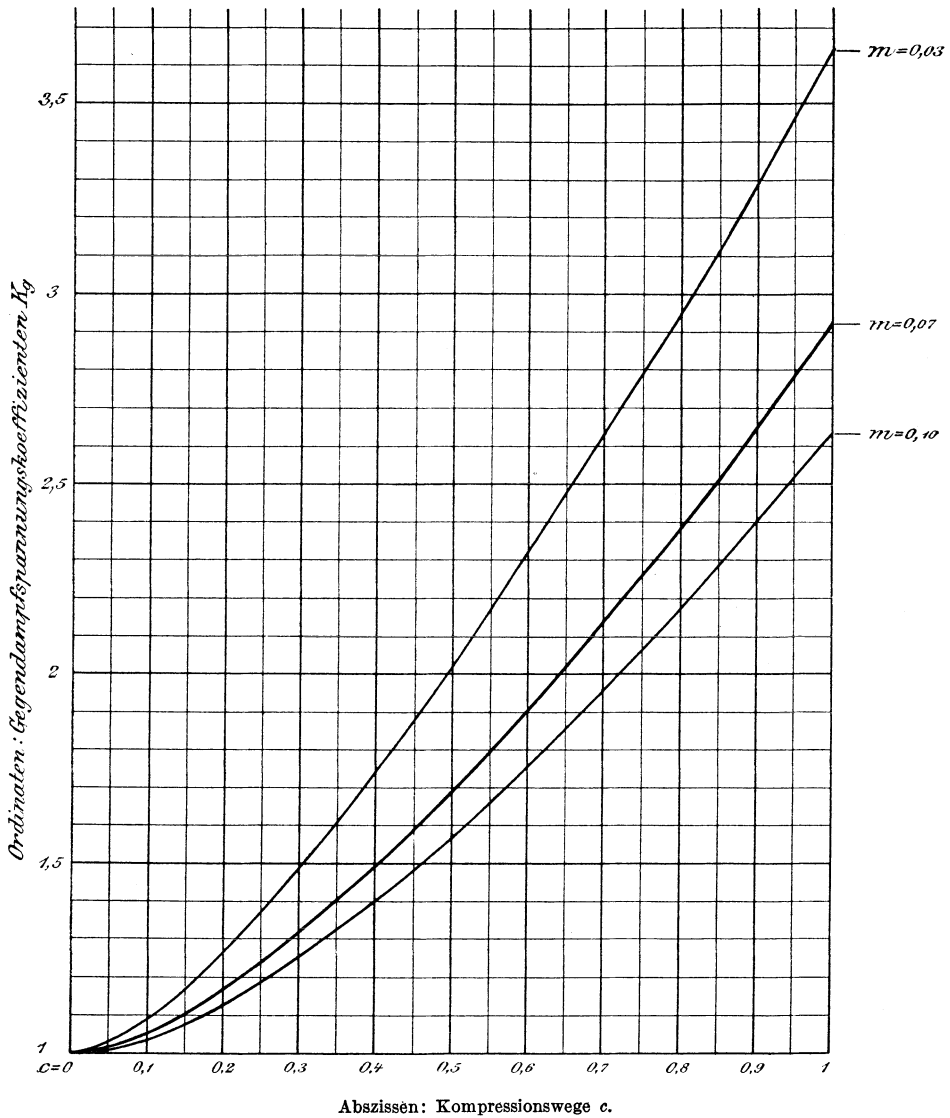


Fig. 34. Werte des Gegendampf-Spannungskoeffizienten K_g .

Kolbenwege c der Kompression abhängt, mit K_g , so schreibt sich diese Gleichung

$$E_g = F \cdot K_g \cdot p \cdot s \quad \dots \quad (93)$$

mit

$$K_g = 1 - c + (c + m) \log \frac{c + m}{m} \quad \dots \quad (94)$$

wobei K_g den Spannungskoeffizienten für den Gegendampf darstellt, d. h. eine Zahl, die, mit dem anfänglichen Gegendruck p_1 multipliziert, einen mittleren auf der ganzen Hublänge gleichförmig wirksamen Gegendruck $K_g \cdot p_1$ ergibt (vgl. Fig. 33).

In der folgenden Tabelle haben wir die Werte des Gegendampf-Spannungskoeffizienten K_g nach Gl. (94) für eine Stufenfolge von Kompressionsgraden c ausgerechnet, und zwar wieder für den schädlichen Raum von $m = 0,03$, $m = 0,07$ und $m = 0,10$.

Gegendampf-Spannungskoeffizient K_g .

Für $c =$	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,70	1
bei $m = 0,03$	1	1,028	1,091	1,172	1,268	1,492	1,743	2,020	2,630	3,640
bei $m = 0,07$	1	1,015	1,051	1,102	1,164	1,316	1,495	1,690	2,140	2,920
bei $m = 0,10$	1	1,011	1,039	1,079	1,130	1,254	1,404	1,575	1,963	2,637

In der graphischen Tabelle Fig. 34 haben wir auch diese Spannungskoeffizienten aufgetragen zu bequemer Ablesung derselben und zum Interpolieren zwischenliegender Werte.

Die theoretische Arbeit E bei einem einfachen Kolbenhub erhält man nun, indem man von der Arbeit des Hinterdampfes (nach Gl. 91) diejenige des Vorder- und Gegendampfes (nach Gl. 93) abzieht:

$$E = F \cdot K \cdot p \cdot s - F \cdot K_g \cdot p_1 \cdot s = F \cdot s (K \cdot p - K_g \cdot p_1) \quad (95)$$

Diese Arbeit E wird durch die Fläche des stark ausgezogenen theoretischen Diagrammes Fig. 35 dargestellt (als Differenz der Flächen Fig. 30 und Fig. 33).

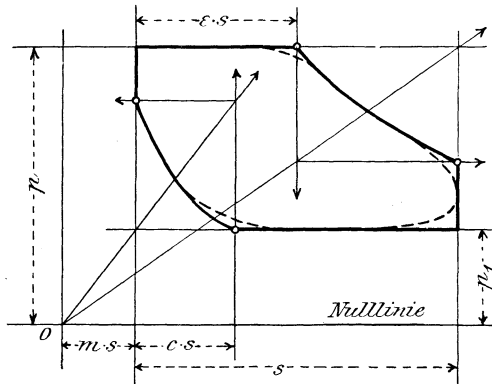


Fig. 35.

Handelt es sich um Mehrfachexpansionsmaschinen, so hat man für das Diagramm Fig. 35 das ideale Gesamtdiagramm, das „rankinisierte“ Diagramm zu nehmen, wie Fig. 36 ein solches für eine Compoundmaschine darstellt. Dabei sind die Hubvolumina beider Zylinder auf gleichen Durchmesser, auf den des Niederdruckzylinders,

reduziert, und s_h bzw. s_n entsprechen den Hüben des Hoch- bzw. Niederdruckzylinders, und $\frac{s_n}{s_h} = \frac{V}{v}$ ist das Volumverhältnis von Nieder- zu Hochdruckzylinder. Der schädliche Raum $m_i s_i$ und die Füllung $\varepsilon_i s_i$ sind diejenigen des Hochdruckzylinders; hätte man also zu. B. Ventilsteuerung, bei der die schädlichen Räume 7 % des Hubvolumens betragen, so wäre die Strecke $m_i s_i = 0,07 \cdot s_h$ zu machen; und wäre

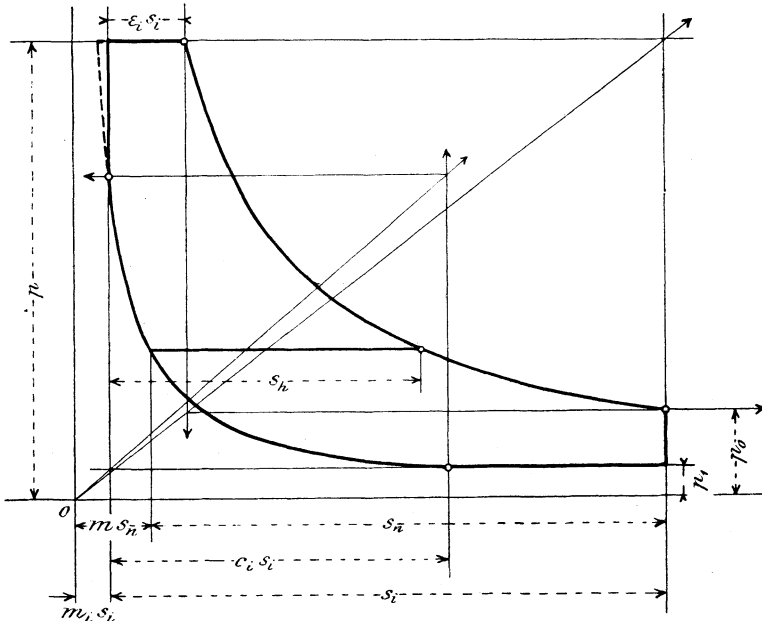


Fig. 36.

die Füllung des Hochdruckzylinders = 0,15, so müßte die Strecke $\varepsilon_i s_i = 0,15 \cdot s_h$ sein. So erhält man einen idealen Zylinder, dessen Durchmesser = dem des Niederdruckzylinders, dessen Hub = s_i , dessen schädlicher Raum = $m_i s_i$, und bei dem der Kompressionsweg = $c_i s_i$ ist, und man hat in unseren früheren Formeln

für ε das aus dem Gesamtdiagramm Fig. 36 zu entnehmende Verhältnis

$$\frac{\varepsilon_i s_i}{s_i} = \varepsilon_i,$$

für m das Verhältnis

$$\frac{m_i s_i}{s_i} = m_i$$

und für c das Verhältnis

$$\frac{c_i s_i}{s_i} = c_i$$

einzusetzen und wie bei Einzylindermaschinen zu rechnen.

Dabei ist stillschweigend vorausgesetzt, der Pol O für das Niederdruckdiagramm falle mit dem Pol O für das Hochdruckdiagramm zusammen, wie es für die hier verfolgten Zwecke mit genügender Annäherung auch der Fall ist, d. h. das Verhältnis der Strecken $m s_n : s_n$ in Fig. 36 stelle annähernd das Verhältnis des schädlichen Raumes des Niederdruckzylinders zu dessen Hubvolumen dar.

Das wirkliche Indikatordiagramm — in Fig. 35 punktiert — zeigt noch einige Verluste an Arbeitsfläche infolge unvermeidlichen kleinen Drosselns des ein- und austretenden Dampfes durch die Steuerungsorgane sowie durch den verfrühten Austritt; bei Mehrfachexpansionsmaschinen kommt hierzu noch der Spannungsabfall von Zylinder zu Zylinder. Nachdem wir in Gl. (95) — in Verbindung mit Gl. (92) und (94) — alles aus den gegebenen Elementen genau berechnet haben, was man berechnen kann, mag es genügen, für die unvermeidlichen kleinen Verluste an theoretischer Arbeit erfahrungsgemäße Annahmen zu machen, und mögen diese Verluste am theoretischen Diagramme dargestellt werden durch eine (gedachte) Dampfspannung p_v , die während des ganzen Kolbenweges s den Gegendruck vermehrt; wir setzen also diese Verluste E_v

$$E_v = F \cdot s \cdot p_v \dots \dots \dots (96)$$

Hiermit wird die wirkliche indizierte Arbeit schließlich

$$E_i = E - E_v = F \cdot s \cdot \{ K \cdot p - K_g \cdot p_1 - p_v \} = F \cdot s \cdot p_i (97)$$

wo

$$p_i = Kp - K_g p_1 - p_v \dots \dots \dots (98)$$

die mittlere indizierte Spannungsdifferenz beidseits des Kolbens darstellt, die man an einem wirklichen Indikatordiagramm erhält, wenn man seine durch Planimetrieren gefundene Arbeitsfläche durch die Länge des Diagrammes dividiert.

Der verlorene Dampfdruck p_v mag etwa gesetzt werden:

bei Einzylindermaschinen	$p_v = 0,10$	bis	$0,20$	Atm.	}	(99)		
bei Compoundmaschinen	. . .	Drosselung	. .	<u>0,20</u>	,,			<u>0,30</u>	,,
		Spannungsabfall		<u>0,10</u>	,,			<u>0,20</u>	,,
		zusammen p_v		<u>0,30</u>	,,			<u>0,50</u>	,,
bei Dreifachexpansionsmaschinen	.	Drosselung	. .	<u>0,30</u>	,,			<u>0,40</u>	,,
		Spannungsabfall		<u>0,20</u>	,,	<u>0,40</u>	,,		
		zusammen p_v		<u>0,50</u>	,,	<u>0,80</u>	,,		

die kleineren Werte bei normaler, die größeren bei maximaler Belastung der Maschine.

In Gl. (97) ist F die Kolbenfläche in Quadratcentimetern und p_i die mittlere Spannungsdifferenz in Atmosphären oder kg pro qcm, also $F \cdot p_i$ der mittlere aktive Kolbendruck in Kilogrammen; denkt man sich — wie hier bislang immer geschehen — unter s die Hublänge in Metern, so gibt Gl. (97) die indizierte Arbeit in Kilogrammetern pro einfachen Kolbenhub. Denkt man sich aber unter s den Kolbenweg

in Metern pro Sekunde, also die Kolbengeschwindigkeit, der wir den Buchstaben u beilegen wollen, so erhält man

$$E_i = F \cdot u \cdot p_i \dots \dots \dots (100)$$

als indizierte Arbeit in Sekundenkilogrammetern, also

$$E_i = \frac{F \cdot u \cdot p_i}{75} \dots \dots \dots (101)$$

in Sekundenpferden, wobei p_i immer aus Gl. (98) zu berechnen ist.

Mit diesen Gleichungen in Verbindung mit den graphischen Tabellen Fig. 31, 32 und 34 der Spannungskoeffizienten kann nun die Leistung gegebener Dampfmaschinen berechnet werden; oder aber umgekehrt können die Dimensionen einer Dampfmaschine für eine gewollte indizierte Leistung bestimmt werden, und geben wir hierfür je ein Beispiel.

1. Beispiel.

Eine Einzylinderauspuflmaschine (also Gegendruck etwa $p_1 = 1,10$ Atm.), mit Kolbschiebersteuerung (also schädlicher Raum etwa $m = 0,10$), einem Kolbendurchmesser von 600 mm (also $F = 2830$ qcm), einem Hube von $s = 900$ mm bei $n = 100$ Umdrehungen

pro Minute (also $u = \frac{n \cdot s}{30} = \frac{100 \cdot 0,9}{30} = 3$ m Kolbengeschwindigkeit

pro Sekunde), arbeite mit $\varepsilon = 0,60$ Füllung und einem Kompressionswege von $c = 0,25$ und mit einem Dampfdruck im Schieberkasten von $p = 8$ Atm.

Wie groß wird die indizierte Leistung dieser Maschine sein?

Nach graphischer Tabelle Fig. 31 ist für $m = 0,10$ und $\varepsilon = 0,6$ der Spannungskoeffizient $K = 0,91$, also

die mittlere Hinterdampfspannung $Kp = 0,91 \cdot 8 = 7,28$ Atm. abs.

Nach graphischer Tabelle Fig. 34 ist für $m = 0,10$ und $c = 0,25$ der Gegendampfspannungskoeffizient $K_g = 1,19$, also

der mittlere Gegendruck $K_g \cdot p_1 = 1,19 \cdot 1,10 = 1,31$ Atm. abs.

Nach den Angaben unter (99) kann für Verluste bei dieser Maschine, die — bei ihrer großen Füllung — ihre Maximalarbeit leisten wird, gesetzt werden.

$$p_v = 0,20 \text{ Atm. abs.}$$

Damit ist nach Gl. (98) die mittlere indizierte Spannungsdifferenz

$$p_i = 7,28 - 1,31 - 0,20 = 5,77 \text{ Atm. abs.}$$

Also nach Gl. (101) die indizierte Arbeit der Maschine

$$E_i = \frac{2830 \cdot 3 \cdot 5,77}{75} = 655 \text{ PS}_i.$$

2. Beispiel, Berechnung einer Compoundmaschine:

Die Maschine soll bei einem Admissionsdruck $p = 8$ Atm., einem durch einen Kondensator hergestellten Gegendruck von $p_1 = 0,25$ Atm., einem Enddruck im großen Zylinder von $p_0 = 0,8$ Atm. und einer sekundlichen Kolbengeschwindigkeit $u = 3,50$ m eine indizierte Leistung

von $E_i = 900 \text{ PS}_i$ geben. Die schädlichen Räume betragen bei Hoch- wie bei Niederdruckzylinder 8 %.

Hauptfrage: Wie groß wird der Durchmesser des Niederdruckzylinders, wenn im Interesse eines sparsamen Dampfverbrauches sowie sanften Ganges der Maschine bis nahe auf die Eintrittsspannung, sagen wir bis auf $p_c = 7 \text{ Atm.}$ komprimiert wird?

Zuerst konstruieren wir nach Fig. 36 das ideelle Gesamtdiagramm. Wir tragen die — noch unbekannte — Hublänge s_i des ideellen Zylinders als eine beliebige Länge, z. B. 200 mm, ab. Ferner können wir Eintrittsspannung $p = 8$, Endspannung $p_0 = 0,8$, Kompressionsdruck $p_c = 7$ und Gegendruck $p_1 = 0,25 \text{ Atm.}$ — z. B. im Maßstabe 20 mm = 1 Atm. — auftragen. Nun könnten wir sofort vom Enddruck p_0 ausgehend rückwärts die Expansionslinie, und vom Kompressionsdruck p_c ausgehend ebenfalls rückwärts die Kompressionslinie konstruieren, wenn wir nur die relative Größe des schädlichen Raumes $m_i s_i$, also die Lage des Poles O kennen würden. Nehmen wir zuerst an, der Hub s_n des Niederdruckzylinders sei gleich dem Hube s_i des ideellen Zylinders (obschon jener immer etwas kleiner ist), so wäre der gesuchte schädliche Raum m_i der auf den Niederdruckzylinder reduzierte schädliche Raum des Hochdruckzylinders. Letzterer ist aber = 0,08; also der reduzierte schädliche Raum $m_i = 0,08 \cdot \frac{v}{V}$. Das Zylindervolumenverhältnis $\frac{v}{V}$ kennen wir vorerst aber auch noch nicht, jedoch wissen wir aus Erfahrung, daß es zwischen $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{3}$ liegt; nehmen wir hierfür im Mittel $\frac{v}{V} = \frac{1}{2,5}$, so würde $m_i = \frac{0,08}{2,5} = 0,032$. Nun ist aber der Hub s_i des ideellen Zylinders etwas größer als der Hub s_n des Niederdruckzylinders, und zwar darf man für Zweifachexpansionsmaschinen im Mittel

$$s_i = 1,08 s_n$$

annehmen. Also haben wir das Volumverhältnis des Hochdruckzylinders zum ideellen Zylinder zu nehmen nicht

$$\begin{aligned} \frac{v}{V} &= \frac{s_h}{s_n} = \frac{1}{2,5}, \text{ sondern } \frac{v}{V} = \frac{s_h}{s_i} = \frac{s_h}{1,08 s_n} \\ &= \frac{1}{1,08 \cdot 2,5} = \frac{1}{2,70} \end{aligned}$$

und damit wird der reduzierte schädliche Raum

$$m_i = \frac{0,08}{2,70} = 0,0297 = \approx 0,03.$$

Hiermit können wir den Pol O (um $0,03 \cdot 200 = 6 \text{ mm}$ rückwärts von der Strecke s_i) aufzeichnen und Expansions- wie Kompressionskurve konstruieren und der Zeichnung entnehmen:

den Kompressionsweg

$$= 163 \text{ mm, also } c_i = \frac{163}{200} = 0,81;$$

und die Füllung des ideellen Zylinders

$$= 14 \text{ mm, also } \varepsilon_i = \frac{14}{200} = 0,07.$$

Aber auch ohne zu zeichnen können wir ε_i und c_i berechnen aus:

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \frac{1 + m_i}{\varepsilon_i + m_i}; \text{ also } \varepsilon_i = (1 + m_i) \frac{p_0}{p} - m_i \\ &= (1 + 0,03) \frac{0,8}{8} - 0,03 = \infty 0,07 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} \frac{p_c}{p_1} &= \frac{m_i + c_i}{m_i}; \text{ also } c_i = m_i \frac{p_c}{p_1} - m_i \\ &= 0,03 \cdot \frac{7}{0,25} - 0,03 = 0,81. \end{aligned}$$

Für die Füllung $\varepsilon_i = 0,07$ und den schädlichen Raum $m_i = 0,03$ ist nach der graphischen Tabelle Fig. 32 der Hinterdampfspannungskoeffizient $K = 0,30$, also die mittlere Hinterdampfspannung

$$K \cdot p = 0,30 \cdot 8 = 2,40 \text{ Atm.}$$

Für $m_i = 0,03$ und $c_i = 0,81$ ist laut graphischer Tabelle Fig. 34 $K_g = 3,0$, also die mittlere Gegendampfspannung

$$K_g \cdot p_1 = 3,0 \cdot 0,25 = 0,75 \text{ Atm.}$$

Für Verluste am Diagramm kann nach (99) eine Vermehrung der Gegendampfspannung angenommen werden von $p_v = 0,30$ Atm.

Damit erhalten wir nach Gl. (98) die mittlere indizierte Spannungsdifferenz

$$p_i = Kp - K_g p_1 - p_v = 2,40 - 0,75 - 0,30 = 1,35 \text{ Atm. abs.}$$

und hiermit aus Gl. (101) die nötige Kolbenfläche des Niederdruckzylinders

$$\begin{aligned} F &= \frac{75 E_i}{u \cdot p_i} = \frac{75 \cdot 900}{3,5 \cdot 1,35} = 14 \, 300 \text{ qcm} \\ &+ 2\% \text{ für Kolbenstange} \quad \frac{300}{14 \, 600 \text{ qcm}}; \end{aligned}$$

dem entspricht ein Durchmesser des Niederdruckzylinders von

$$d_n = 1,36 \text{ m.}$$

Den Hub s_n des Niederdruckzylinders können wir beliebig wählen, nehmen wir ihn z. B. = 1,500 m, so ergibt sich eine minutliche Umdrehzahl von

$$n = \frac{30 \cdot u}{s_n} = \frac{30 \cdot 3,5}{1,5} = 70.$$

In dem in größerem Maßstabe ausgeführten, hier nicht hingezeichneten Diagramme haben wir weiter noch — mittels Planimetrieren — die Gesamtdiagrammfläche durch eine horizontale Gerade in zwei gleiche Hälften geteilt für den Fall, daß gleiche Arbeit von Hoch- und von Niederdruckzylinder verlangt wird. Wir entnehmen jenem Diagramm hierfür:

Receiverdruck $p_r = 2,05$ Atm.,
 ferner bei einer Länge $s_i = 200$ mm (vgl. Fig. 36)
 die reduzierte Hublänge s_h des Hochdruckzylinders = 74 mm,
 die Hublänge s_n des Niederdruckzylinders = 186 mm,

also das Verhältnis der Volumina $\frac{v}{V} = \frac{74}{186} = \frac{1}{2,52}$.

Mit diesen Zahlen kommt noch:
 der auf den Niederdruckzylinder (nicht ideellen Zylinder)
 reduzierte Füllungsgrad $\epsilon = \frac{14}{186} = 0,075$; der Füllungsgrad des
 Hochdruckzylinders an und für sich

$$\epsilon_h = \frac{V}{v} \cdot \epsilon = 2,52 \cdot 0,075 = 0,19;$$

und will man endlich dem Hochdruckzylinder gleichen Hub wie dem
 Niederdruckzylinder geben, so muß sein Durchmesser sein:

$$d_h = \sqrt{\frac{v}{V}} \cdot d_n = \sqrt{\frac{1}{2,52}} \cdot 1,36 = 0,855 \text{ m.}$$

Schreiben wir der Vollständigkeit wegen noch die Temperaturen
 t des Eintrittsdampfes von $p = 8$, des Receiverdampfes von $p_r = 2,05$
 und des Austrittsdampfes von $p_1 = 0,25$ Atm. an, so kommt:

bei $p = 8$	Atm. ist	$t = 171^0$	} also Temperaturgefälle =	50°
„ $p_r = 2,02$	„ „	$t = 121^0$		
„ $p_1 = 0,25$	„ „	$t = 57^0$		

Das Temperaturgefälle im Niederdruck- ist also größer als im Hoch-
 druckzylinder. Hätte man es in beiden Zylindern zu einem Minimum
 machen wollen, so hätte man das ganze Gefälle auf beide Zylinder zu
 gleichen Teilen verteilen müssen, so daß $p_r = 1,65$ Atm., entsprechend
 dem Temperaturmittel von 114^0 geworden wäre. Damit wäre der Hoch-
 druckzylinder größer, der Niederdruckzylinder kleiner (kürzer) geworden,
 und der erstere hätte erheblich mehr Arbeit als der letztere geleistet,
 was bei Tandem-Anordnung nichts ausmacht, bei Compound-Anord-
 nung aber oft nicht erwünscht ist.

Mit unsern Gleichungen, in Verbindung mit den graphischen
 Tabellen für die Spannungskoeffizienten, können wir aber auch noch
 andere Aufgaben lösen. Im folgenden Abschnitt werden wir mit ihnen
 den neuen Füllungsgrad berechnen, wenn sich die Gegendampfspannung
 infolge angebrachter Kondensation vermindert; hier wollen wir noch
 zeigen, wie sich der Füllungsgrad ändert, wenn der Dampfdruck p
 veränderlich ist.

Wenn eine Dampfmaschine bei dem Füllungsgrade ϵ , dem Ad-
 missionsdrucke p und dem Gegendampfdruck p_1 eine gewisse, nach Gl.
 (97) zu berechnende indizierte Arbeit E_i leistet, wie groß muß der Füllungs-

grad ϵ' sein, bei welchem sie die gleiche Arbeit mit gleichem Gegen-
dampfdruck p_1 , aber einem andern Admissionsdruck p' leistet?

Diese Arbeit ist analog Gl. (97)

$$E_i = F \cdot s (K' p' - K_g \cdot p_1 - p_v),$$

diesen Wert gleichgesetzt demjenigen aus Gl. (97) gibt

$$K' p' = K p,$$

woraus der neue Hinterdampfspannungskoeffizient

$$K' = \frac{p}{p'} \cdot K \quad (102)$$

Beispiel:

Eine Schiebermaschine mit $m = 0,07$ arbeite bei dem normalen
Dampfdrucke von $p = 8$ Atm. mit einem normalen Füllungsgrade
 $\epsilon = 0,15$. Welchen Füllungsgrad ϵ' wird der Regulator einstellen,
wenn der Dampfdruck bei gleichbleibender Arbeit auf $p' = 5$ Atm.
abs. sinkt?

Nach graphischer Tabelle Fig. 32 ist für $m = 0,07$ und $\epsilon = 0,15$
der ursprüngliche Spannungskoeffizient $K = 0,50$, also der neue
Spannungskoeffizient nach Gl. (102):

$$K' = \frac{8}{5} \cdot 0,50 = 0,80.$$

Zu diesem Wert von K' in graphischer Tabelle Fig. 31 wieder
rückwärts den zugehörigen Füllungsgrad ϵ' gesucht, findet sich
dieser zu

$$\epsilon' = 0,42.$$

2. Berechnung des neuen Füllungsgrades nach An- bringung von Kondensation.

Wenn eine Dampfmaschine ohne Kondensation bei einem Ad-
missionsdrucke p , einem Füllungsgrade ϵ und einer Gegendampf-
spannung p_1 nach Gl. (101) eine Arbeit E_i geleistet hat, und sie soll die
gleiche Arbeit, aber nun mit Kondensation leisten, wobei die Gegen-
dampfspannung auf p_1' und der Füllungsgrad auf ϵ' sinkt, so ist diese
Arbeit analog Gl. (97)

$$E_i = F s (K' p - K_g p_1' - p_v),$$

indem dieser Wert = dem aus Gl. (97) gesetzt wird, kommt

$$F s (K' p - K_g p_1' - p_v) = F s (K p - K_g p_1 - p_v)$$

und daraus der neue Spannungskoeffizient

$$K' = K - \frac{p_1 - p_1'}{p} \cdot K_g \quad (103)$$

zu welchem aus Fig. 31 oder 32 der neue Füllungsgrad ε' gefunden wird.

Beispiel:

Bei einem Dampfdruck von $p = 6$ Atm. abs. sei die Füllung einer Ventilmachine ohne Kondensation $\varepsilon = 0,25$ und der Gegendampfdruck $p_1 = 1,15$ Atm. abs. Durch Anbringung von Kondensation werde der letztere auf $p_1' = 0,28$ Atm. herabgebracht, während alles übrige, insbesondere auch der schädliche Raum ($m = 0,07$ angenommen) und der Kompressionsweg ($c = 0,20$ angenommen) gleich bleibt. Wie groß wird der neue Füllungsgrad ε' ?

Für $\varepsilon = 0,25$ und $m = 0,07$ wird nach graphischer Tabelle Fig. 31 der Spannungskoeffizient $K = 0,625$; der Gegendampfspannungskoeffizient nach graphischer Tabelle Fig. 34 für $c = 0,20$ und $m = 0,07$: $K_g = 1,16$; diese Werte, sowie $p = 6$ und $p_1 = 1,15$ und $p_1' = 0,28$ in Gl. (103) eingesetzt, findet sich der neue Spannungskoeffizient

$$K' = 0,625 - \frac{1,15 - 0,28}{6} \cdot 1,16 = 0,457.$$

Zu diesem neuen Spannungskoeffizienten in graphischer Tabelle Fig. 32 wieder den zugehörigen Füllungsgrad ε' gesucht, findet sich dieser zu

$$\varepsilon' = 0,123.$$

Durch Anbringung der Kondensation ist in diesem Falle also der Füllungsgrad von 0,25 auf 0,123, also auf den 0,49 fachen Wert des

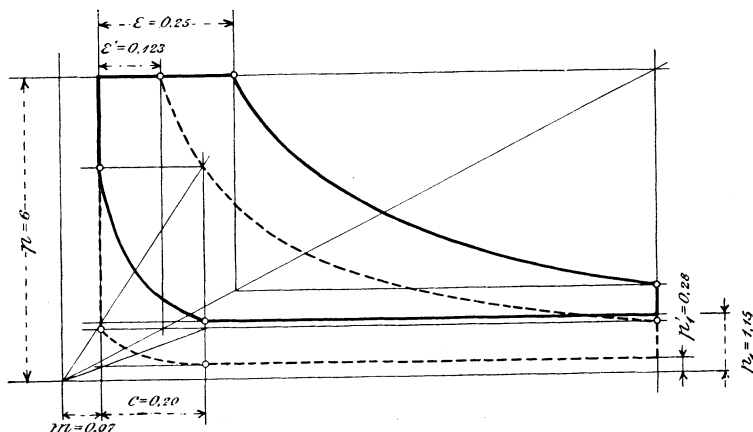


Fig. 37.

ursprünglichen gesunken. In Fig. 37 sind die Diagramme mit und ohne Kondensation aufgezeichnet, und wenn man sie planimetriert, findet man sie flächengleich.

Das bezieht sich auf den Fall, daß man den Kompressionsweg c nicht geändert hat. Wie man aus den Diagrammen Fig. 37

sieht, erhält man mit Kondensation einen viel kleineren Kompressionsdruck als ohne Kondensation.

Mit Rücksicht auf sanften Gang der Maschine ist es wünschenswert, den Kompressionsdruck bei Kondensation durch Vergrößerung des Kompressionsweges c auf c' zu erhöhen, was bei Ventil- und Corlißsteuerung sich in ausgiebigem Maße, bei gewöhnlicher Schiebersteuerung hingegen nur in geringem Maße ausführen läßt.

Erhöht man den Kompressionsweg von c auf c' , womit der Gegendruckspannungskoeffizient K_g auf K_g' steigt, so ist die indizierte Arbeit der Maschine nach Anbringung der Kondensation und Erhöhung der Kompression wieder nach Gl. (97)

$$E_i = F s (K' p - K_g' p_1' - p_v)$$

und indem dieser Wert = dem nach Gl. (97) sein muß, kommt

$$F s (K' p - K_g' p_1' - p_v) = F s (K p - K_g p_1 - p_v)$$

und daraus der neue Spannungskoeffizient

$$K' = K - \frac{K_g p_1 - K_g' p_1'}{p} \dots \dots \dots (104)$$

Erhöht man also in unserm Beispiel den Kompressionsweg $c = 0,20$ auf z. B. $c' = 0,50$, wofür man aus graphischer Tabelle Fig. 34 (für $m = 0,07$)

$$K_g' = 1,69$$

findet, so wird nach Gl. (104) der neue Spannungskoeffizient

$$K' = 0,625 - \frac{1,16 \cdot 1,15 - 1,69 \cdot 0,28}{6} = 0,482;$$

diesem neuen Spannungskoeffizienten K' entspricht nach graphischer Tabelle Fig. 32 der neue Füllungsgrad

$$\varepsilon' = 0,14.$$

Mit Vergrößerung der Kompression ist also der neue Füllungsgrad etwas größer geworden als ohne jene Vergrößerung der Kompression ($\varepsilon' = 0,140$ statt $\varepsilon' = 0,123$).

3. Berechnung der Ersparnis an Nutzdampf.

Unter dem „Nutzdampf“ versteht man das Volumen Dampf vom Kesseldruck p oder das Gewicht dieses Dampfes, das bei Nichtvorhandensein von Dampfverlusten (durch Abkühlung und Undichtheiten) in die Maschine kommen würde, und zwar betrachten wir vorerst diese Dampfmasse für einen einfachen Hub.

Wenn die Dampfausströmung vor dem rückkehrenden Kolben um einen Kolbenweg cs vor Hub-Ende (s. Fig. 38) abgesperrt wird, so komprimiert der weitergehende Kolben den vor ihm abgesperrten Dampf auf dem Wege cs bis ans Hub-Ende; von dort ab wird er vom nun einströmenden frischen Kesseldampf weiter komprimiert bis auf

den Kesseldruck p , wobei er zu einem Volumen $F(m s - m_r s)$ zusammengedrückt wird ($F =$ Kolbenfläche). Bei dem neuen Hube kommt also ein Volumen neuen Dampfes (Nutzdampf) in die Maschine von $F(m_r s + \epsilon s) = F \cdot s(m_r + \epsilon)$ oder ein Nutzdampfgewicht von

$$D_n = \frac{\gamma}{10\,000} F s (m_r + \epsilon) \dots \dots (105)^1$$

wenn γ das Gewicht von 1 cbm Dampf vom Drucke p Atm. bedeutet (siehe Dampftabelle II hinten), und wobei der Divisor 10 000 daher rührt, daß wir zwar s in Metern, F dagegen in Quadratcentimetern ausdrücken.

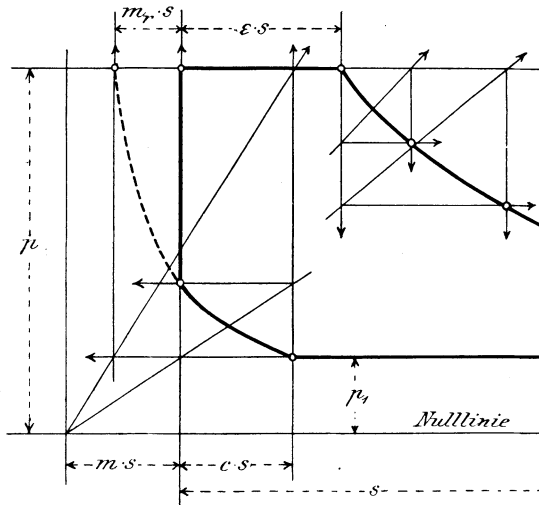


Fig. 38.

Die Größe m_r ist der in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierte Koeffizient des schädlichen Raumes und also wohl von dem früheren Koeffizienten m zu unterscheiden, der einfach den Rauminhalt des ganzen schädlichen Raumes in sich begriff.

Nach dem Mariotteschen Gesetze ($v \cdot p = \text{Konst.}$) findet sich durch Ansehen der Fig. 38 dieser reduzierte Koeffizient m_r aus

$$F(c s + m s) \cdot p_1 = F(m s - m_r s) p$$

woraus

$$m_r = m - (c + m) \frac{p_1}{p} \dots \dots (106)$$

¹⁾ Denkt man sich — wie beim Übergang von Gl. (97) auf (100) — unter s nicht den Weg des Kolbens pro einen einfachen Hub, sondern pro 1 Sekunde, so ist der nutzbare Dampfverbrauch pro Sekunde

$$D_n = \frac{\gamma}{10\,000} F u (m_r + \epsilon) \dots \dots (105a)$$

wobei $u =$ Kolbengeschwindigkeit pro Sekunde.

(Steigt hierin der Kompressionsweg c bis auf $c = m \left(\frac{p}{p_1} - 1 \right)$, so steigt

die Kompressionsspannung gerade bis zur Eintrittsspannung, und es wird $m_r = 0$; wäre c noch größer, so fände Überkompression statt, und m_r würde negativ; solcher Fall ist durch richtige Anordnung der Steuerung und durch genügende Größe des schädlichen Raumes zu vermeiden.)

Hat man nun durch Anbringung von Kondensation den Gegen-
dampfdruck von p_1 auf p_1' und damit nach letztem Abschnitt den
Füllungsgrad von ε auf ε' vermindert, so wird nun das verminderte
Nutzdampfgewicht nach Anbringung der Kondensation zufolge der
Gl. (105)

$$D_n' = \frac{\gamma}{10000} F s (m_r' + \varepsilon'). \quad . \quad . \quad . \quad (107)$$

wobei nach Gl. (106)

$$m_r' = m - (c + m) \frac{p_1'}{p} \quad . \quad . \quad . \quad (108)$$

wenn an der Steuerung nichts geändert worden, hingegen

$$m_r' = m - (c' + m) \frac{p_1'}{p} \quad . \quad . \quad . \quad (109)$$

wenn bei Anbringung der Kondensation der vorherige Kompressions-
weg c auf c' vergrößert worden.

Die Dampfersparnis durch Kondensation findet sich als Differenz
des ursprünglichen und des nachherigen Dampfverbrauches Gl. (105)
— (107)

$$D_n - D_n' = \frac{\gamma}{10000} F s [(m_r + \varepsilon) - (m_r' + \varepsilon')]$$

und damit die relative Nutzdampfersparnis ρ , d. h. das Ver-
hältnis dieser Ersparnis zum ursprünglichen Nutzdampfverbrauch

$$\rho = \frac{D_n - D_n'}{D_n} = \frac{(m_r + \varepsilon) - (m_r' + \varepsilon')}{m_r + \varepsilon} = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon'}{m_r + \varepsilon} \quad (110)$$

wobei m_r aus (106), m_r' aus (108) bzw. (109) und ε' nach dem vorher-
gehenden Abschnitt zu berechnen sind.

Für unser letztes Beispiel, in welchem der Füllungsgrad von
 $\varepsilon = 0,250$ auf $\varepsilon' = 0,123$ bzw. $0,140$ verringert worden, kommt nach
Gl. (106)

$$m_r = 0,07 - (0,20 + 0,07) \frac{1,15}{6} = 0,018$$

und nach Gl. (108), wenn der Kompressionsweg mit $c = 0,20$ belassen
wurde:

$$m_r' = 0,07 - (0,20 + 0,07) \frac{0,28}{6} = 0,057,$$

dagegen nach Gl. (109), wenn nach Anschluß der Maschine an die

Kondensation der Kompressionsweg von $c = 0,20$ auf $c' = 0,50$ erhöht wurde:

$$m'_r = 0,07 - (0,50 + 0,07) \frac{0,28}{6} = 0,043.$$

Damit kommt die relative Nutzdampfersparnis nach Gl. (110) a) bei gleichbelassener Kompression ($c = 0,20$)

$$\rho = 1 - \frac{0,057 + 0,123}{0,018 + 0,250} = 0,328 = \sim 33 \%,$$

b) bei Vergrößerung der Kompression ($c' = 0,50$)

$$\rho = 1 - \frac{0,043 + 0,140}{0,018 + 0,250} = 0,317 = \sim 32 \%;$$

in beiden Fällen also ziemlich dasselbe. In der Tat wird durch Vergrößerung des Kompressionsweges c in Gl. (110) im Zähler des zweiten Gliedes der vom Frischdampf nachzufüllende Teil m'_r des schädlichen Raumes m kleiner (s. Fig. 38), dagegen der Füllungsgrad ϵ' größer, so daß sehr annähernd die Summe $m'_r + \epsilon'$, und damit auch ϱ gleich bleibt.

Wenn man also in solchen Fällen, wo es leicht geschehen kann, bei nachträglichem Anschluß einer vorher nicht kondensierten Maschine an eine Kondensation auch tatsächlich die Kompression durch Vergrößerung des Kompressionsweges c erhöht, so ist es doch nicht unumgänglich nötig, in der Rechnung darauf Rücksicht zu nehmen, und man kann sich damit diese Rechnung manchmal vereinfachen; die beiden dadurch in der Rechnung begangenen kleinen Fehler heben sich gegenseitig annähernd auf.

4. Berechnung der effektiven Dampfersparnis.

Der Dampfkessel muß mehr Dampf erzeugen als den im letzten Abschnitt berechneten Nutzdampf D_n , der in der Maschine wirklich zu nützlicher Verwendung gelangt, indem er auch noch für die Dampfverluste aufkommen muß, die man $= \alpha D_n$, d. h. proportional dem Nutzdampfe setzen kann. Die gesamte, vom Dampfkessel pro Zeiteinheit zu erzeugende Dampfmenge ist somit

$$D = D_n + \alpha D_n = (1 + \alpha) D_n \dots \dots \dots (111)$$

und dies ist auch der effektive Dampfverbrauch der Maschine, der wiederum direkt proportional ist dem effektiven Kohlenverbrauch.

Indem die durch die Füllungsverkleinerung infolge der Anbringung von Kondensation im letzten Abschnitt berechnete absolute Dampfersparnis nach Gl. (110) $= \varrho \cdot D_n$ ist, ergibt sich die relative Dampfersparnis bezogen auf den Gesamtdampfverbrauch vor Anbringung der Kondensation zu

$$\eta = \frac{\varrho D_n}{D} = \frac{\varrho \cdot D_n}{(1 + \alpha) D_n} = \frac{\varrho}{1 + \alpha} \dots \dots \dots (112)$$

Die Dampfverluste, herrührend

1. von Abkühlungsverlusten des Dampfes in der Dampfzuleitung und den Heizmänteln vor Eintritt in die Zylinder,
2. vom Abkühlungsverlust infolge des Temperaturgefälles im Zylinder — dieser ist weitaus der größte —,
3. von etwaiger Undichtheit an Kolben und Steuerungsorganen,

diese Dampfverluste kann man zurzeit nicht „berechnen“ und wird wohl auch nie dazu kommen. Dagegen weiß man aus Erfahrung — und die Maschinenfabriken, die bei ihren Dampfmaschinen Garantien für Dampfverbrauch übernehmen müssen, wissen es sogar sehr gut — wie viel Dampf effektiv pro indizierte Pferdestunde jede Gattung der heutigen Dampfmaschinen braucht; umgekehrt kann man berechnen (nach Gl. 105 oder 105a) wieviel Nutzdampf dieselbe Maschine unter den gleichen Umständen braucht; in der Differenz findet man so den gesuchten Dampfverlust. Wenn man z. B. weiß — d. h. nachgemessen hat —, daß eine Einzylinderauspuflmaschine bei deren normalem Füllungsgrade, Tourenzahl und Dampfdruck pro PS_i und Stunde $D = 13,50$ kg Dampf verbraucht, während die nach Gl. (105a) für die gleichen Verhältnisse berechnete Nutzdampfmenge der Maschine z. B. $D_n = 8,70$ kg betrüge, so wäre nach Gl. (111)

$$1 + \alpha = \frac{D}{D_n} = \frac{13,50}{8,70} = 1,55$$

also der Dampfverlustkoeffizient

$$\alpha = 0,55$$

d. h. der Kessel muß ein um 55 % größeres Dampfgewicht erzeugen, als es in der Maschine nutzbar zur Wirkung kommt.

So kann sich jede Maschinenfabrik ihren Erfahrungen entsprechend für jede Maschinengattung und für verschiedene Verhältnisse den Dampfverlustkoeffizienten α bestimmen und damit rechnen. Man wird diesen Koeffizienten bei Compound- und Mehrfachexpansionsmaschinen kleiner finden als bei Einzylindermaschinen, weil dort der Hauptdampfverlust, der durch Wärmeaustausch zwischen Dampf und Zylinderwandung im Innern des Zylinders bewirkte, infolge kleineren Temperaturgefälles in jedem einzelnen Zylinder kleiner wird. Im weitern wird der Verlustkoeffizient größer bei Maschinen mit Kondensation als bei solchen ohne Kondensation, weil bei ersteren eben das Temperaturgefälle in den Zylindern wieder größer wird.

Als Mittelwerte für den Verlustkoeffizienten α legen wir hier für Auspuflmaschinen zugrunde:

bei Einzylindermaschinen	Dampfverlust	$\alpha = 0,55$	}	(113)
„ Zweifachexpansionsmaschinen	„	$\alpha = 0,35$		
„ Dreifachexpansionsmaschinen	„	$\alpha = 0,25$		

Für Kondensationsmaschinen sind diese Verluste, die wir dann mit α' bezeichnen wollen, größer, die Werte unter (113) also mit einem Faktor $a > 1$ zu multiplizieren; wir nehmen diesen Faktor zu

$$a = 1,40$$

als passend an für einen Gegendruck im Zylinder (Kondensatordruck) von $p_1' = 0,20$ Atm. Für andere Werte des Kondensatordruckes p_1' , und wenn man obige Werte von α nach (113) für $p_1 = 1$ annimmt, dann diese proportional der Abnahme des Gegendruckes von p_1 bis zu p_1' steigen läßt, so daß bei $p_1' = 0,20$ α auf $\alpha' = 1,40 \alpha$ angestiegen ist, erhält man dann den Faktor a zu

$$a = 1 + \frac{1 - p_1'}{2}$$

und damit den Dampfverlustkoeffizienten für Kondensationsmaschinen

$$\alpha' = \left(1 + \frac{1 - p_1'}{2}\right) \cdot \alpha \dots \dots \dots (114)$$

wobei α nach den Angaben aus (113) zu entnehmen ¹⁾.

¹⁾ Streng genommen stellt Gl. (112) nur einen Annäherungswert für die effektive Dampf- und Kohlenersparnis η dar. Denn wenn mit berücksichtigt wird, daß der Dampfverlust mit Kondensation größer ist als ohne Kondensation, so ist genau gerechnet die Dampfersparnis durch Kondensation = dem vorherigen Gesamtdampfverbrauch minus dem nachherigen, also = $D - D'$

$$= (1 + \alpha) D_n - (1 + \alpha') D_n',$$

und damit die wirkliche Dampfersparnis, bezogen auf den ursprünglichen wirklichen Dampfverbrauch,

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{D - D'}{D} = \frac{(1 + \alpha) D_n - (1 + \alpha') D_n'}{(1 + \alpha) D_n} = \frac{D_n - D_n'}{(1 + \alpha) D_n} + \frac{\alpha D_n - \alpha' D_n}{(1 + \alpha) D_n} \\ &= \frac{\varrho}{1 + \alpha} + \frac{\alpha D_n - \alpha' D_n'}{(1 + \alpha) D_n} \end{aligned}$$

Führen wir hierin für α' den Wert der Gl. (114) ein; setzen wir ferner nach Gl. (110) $D_n' = D_n - \varrho D_n = (1 - \varrho) D_n$, so kommt:

$$\eta = \frac{\varrho}{1 + \alpha} + \underbrace{\frac{\alpha}{2(1 + \alpha)} \left\{ \varrho (3 - p_1') + p_1' - 1 \right\}}_F \quad \left. \vphantom{\eta} \right\} (112a)$$

wobei man den zweiten Summanden als Fehlerglied F bezeichnen kann, das wir bei Aufstellung von Gl. (112) vernachlässigten, so daß:

$$F = \frac{\alpha}{2(1 + \alpha)} \left\{ \varrho (3 - p_1') + p_1' - 1 \right\}$$

Für gröbere Übersichtsrechnungen wird man sich der einfachen Näherungsgleichung (112) bedienen, für genaue Rechnung jedoch obiger Gl. (112a) mit Berücksichtigung des Fehlergliedes.

In dem oben im Texte gleich zur Behandlung kommenden Beispiele ist $\alpha = 0,55$ $\varrho = 0,325$ $p_1' = 0,28$; damit wird das Fehlerglied:

$$F = \frac{0,55}{2 \cdot 1,55} \left\{ 0,325 (3 - 0,28) + 0,28 - 1 \right\} = 0,177 (0,88 - 0,72) = + 0,028$$

Während die Ausrechnung oben im Texte die effektive Dampfersparnis nach der einfachen Näherungsformel (112) zu

$$\eta = 0,21$$

ergibt, ist sie in Wirklichkeit hier etwas größer, nämlich

$$\eta = 0,21 + 0,028 = 0,238;$$

in andern Fällen wird F negativ, und dann ist dieser negative Wert des Fehlergliedes vom Näherungswerte $\frac{\varrho}{1 + \alpha}$ abzuziehen.

Damit wäre also z. B. der Dampfverlustkoeffizient einer Compoundmaschine mit Kondensation bei einem vom Kondensator hergestellten Gegendruck von $p'_1 = 0,30$ Atm.

$$\alpha' = \left(1 + \frac{1 - 0,30}{2}\right) \cdot 0,35 = 1,35 \cdot 0,35 = 0,47.$$

Im letzten Abschnitt haben wir für unser Beispiel die Nutzdampfersparnis zu $\varrho = 0,33$ bzw. $= 0,32$, im Mittel also zu $\varrho = 0,325$ berechnet. Nehmen wir an, dies Beispiel beziehe sich auf eine Einzylindermaschine, bei der nach (113) der Dampfverlust α etwa zu $0,55$ angenommen werden kann, so ergibt sich mit diesen Werten von ϱ und α die Ersparnis an effektiv verbrauchtem Dampf durch Anbringung von Kondensation zu

$$\eta = \frac{\varrho}{1 + \alpha} = \frac{0,325}{1 + 0,55} = 0,21$$

d. h. 21 % des vorherigen Dampfverbrauches, und so viel beträgt auch die effektive Kohlenersparnis.

Noch erhebt sich die Frage, ob, nachdem zwar unsere Berechnung bis und mit der Berechnung der Nutzdampfersparnis ϱ genau durchgeführt werden konnte, dagegen die weitere Berechnung der effektiven Dampfersparnis bloß auf Annahmen für den schwankenden Wert α des Dampfverlustes beruht, ob eben Veränderungen in diesem schwankenden Werte von α unsere Rechnungsergebnisse stark beeinflussen, so daß diese vielleicht recht zweifelhaft werden?

Würde in obigem Beispiele der Verlustkoeffizient, den wir zu $\alpha = 0,55$ angenommen haben, in Wirklichkeit auf $\alpha = 0,70$ steigen oder auf $\alpha = 0,40$ fallen (sich also um mehr als 30 % ändern), so würde die Kohlenersparnis werden

$$\eta = \frac{0,325}{1,70} = 0,19$$

bzw.

$$\eta = \frac{0,325}{1,40} = 0,23$$

statt

$$\eta = \frac{0,325}{1,55} = 0,21$$

bei $\alpha = 0,55$; die Ersparnis würde also bloß um etwa 2 % kleiner bzw. größer werden als nach der von uns gemachten Annahme für den Dampfverlustkoeffizienten. Selbst größere Schwankungen im Werte des Dampfverlustes, die den Dampf- und Kohlenverbrauch selber allerdings bedeutend beeinflussen, haben auf die Ersparnis an Dampf und Kohlen nur einen untergeordneten Einfluß.

Nach dem hier entwickelten Rechnungsgange und nach den der Reihe nach aufgestellten Gleichungen kann man nun die Dampf- bzw. Kohlenersparnis berechnen, die man erhält, wenn man eine vorher nicht

kondensierte Maschine nachträglich mit Kondensation versehen oder an eine Zentralkondensation anschließt. Führt man die Rechnung für verschiedene Gegendampfdrücke (annähernd Kondensatordrücke) p_1' etwa für

$$p_1' = 0,50, 0,40, 0,30, 0,20, 0,10 \text{ Atm.}$$

durch — wie das später in einem ausführlichen Beispiele gemacht werden wird —, so erkennt man auch, in welchem Maße sich der Nutzen mit dem Kondensatordruck, dem Vakuum, ändert. Im folgenden Abschnitt wollen wir aber noch direkt den Dampf- bzw. Kohlenmehr- bzw. Minderverbrauch berechnen, wenn an einer schon mit Kondensation versehenen Maschine der Kondensatordruck, also auch der Gegendampfdruck p_1' um eine kleine Größe steigt oder fällt.

5. Einfluß verschieden hohen Vakuums auf den effektiven Dampf- und Kohlenverbrauch bei Kondensationsmaschinen mit variabler Füllung.

Wenn bei gleichbleibendem Admissionsdruck p infolge Schwankens des Vakuums im Kondensator der Gegendampfdruck p_1' in der Maschine um einen kleinen Betrag dp_1' zu- oder abnimmt, so muß der Regulator den Füllungsgrad ε' um eine kleine Größe $d\varepsilon'$ vergrößern oder verkleinern, wenn die Maschine die gleiche indizierte Arbeit E_i leisten soll, die sie vorher geleistet hatte. Setzen wir also E_i nach der allgemeinen Arbeitsgleichung (97) konstant, also

$$F s (K p - K_g p_1' - p_v) = \text{Konst.},$$

und differenzieren diese Gleichung nach ε' und p_1' , indem alle übrigen Größen konstant bleiben, so bekommen wir den Zusammenhang von $d\varepsilon'$ mit dp_1' , den wir vor allem kennen müssen. In obiger Gleichung ist der Gegendampfspannungskoeffizient K_g nach Gl. (94) eine Funktion von nur dem Kompressionswege c und der Größe m des schädlichen Raumes, also ist K_g in bezug auf ε' und p_1' eine konstante Größe. Dagegen ist der Hinterdampfspannungskoeffizient K mit ε' veränderlich, nämlich nach Gl. (92)

$$K = \varepsilon' + (m + \varepsilon') \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m}$$

Führen wir diesen Wert in obige Gleichung ein, so kommt

$$F s \left\{ p \varepsilon' + p (m + \varepsilon') \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} - K_g p_1' - p_v \right\} = \text{Konst.}$$

$$\varepsilon' + (m + \varepsilon') \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} = \frac{\text{Konst.}}{F s p} + \frac{K_g p_1'}{p} + \frac{p_v}{p}$$

oder die konstanten Größen rechts zu einer neuen Konstanten vereinigt:

$$\varepsilon' + (m + \varepsilon') \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} = K_g \cdot \frac{p_1'}{p} + \text{Konst.},$$

oder zum Differenzieren bequemer geschrieben:

$$\varepsilon' + (m + \varepsilon') \log(1 + m) - (m + \varepsilon') \log(\varepsilon' + m) = K_g \frac{p_1'}{p} + \text{Konst.},$$

diese Gleichung nun nach ε' und p_1' differenziert:

$$d\varepsilon' + \log(1 + m) d\varepsilon' - \log(\varepsilon' + m) d\varepsilon' - (m + \varepsilon') \cdot \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon' + m} = \frac{K_g}{p} \cdot dp_1' + 0$$

und hieraus einfach:

$$d\varepsilon' = \frac{K_g}{p \log \frac{1+m}{\varepsilon'+m}} \cdot dp_1' \dots \dots \dots (115)$$

Wäre also beispielsweise bei einer Maschine

der schädliche Raum	$m = 0,07$
der Kompressionsweg	$c = 0,40$
also nach graphischer Tabelle Fig. 34	$K_g = 1,49$
der Admissionsdruck	$p = 10 \text{ Atm.}$
der normale Füllungsgrad	$\varepsilon' = 0,10$

also

$$\log \frac{1+m}{\varepsilon'+m} = \log \frac{1,07}{0,17} = 1,84$$

so betrüge bei dieser Maschine die Änderung des Füllungsgrades

$$d\varepsilon' = \frac{1,49}{10 \cdot 1,84} \cdot dp_1' = 0,081 dp_1'$$

und würde der Gegendruck p_1' — gleichgültig wie groß oder klein er an und für sich sein möge, da ja p_1' aus Gl. (115) weggefallen — um z. B. $dp_1' = 0,05 \text{ Atm.}$ (= 3,8 cm Quecksilber) steigen oder fallen, so müßte sich der Füllungsgrad um

$$d\varepsilon' = 0,081 \cdot 0,05 = 0,004$$

vergrößern bzw. verkleinern, also von $\varepsilon' = 0,10$ auf $\varepsilon' = 0,104$ steigen, bzw. auf $\varepsilon' = 0,096$ fallen, damit die Maschine die gleiche indizierte Arbeit leiste wie vorher.

Gerade wie wir früher aus der Verkleinerung des Füllungsgrades ($\varepsilon - \varepsilon'$) auf die Ersparnis ϱ an Nutzdampf und aus dieser auf die effektive Ersparnis η an Gesamtdampf geschlossen haben, schließen wir nun auch aus der Füllungsänderung $d\varepsilon'$ auf die Änderung $d\eta$ des Gesamtdampfverbrauches, wenn der Gegendruck sich um dp_1' ändert.

Führen wir in Gl. (112) den Wert der Nutzdampfersparnis ϱ aus Gl. (110) ein, so kommt

$$\eta = \frac{(\varepsilon - \varepsilon') + (m_r - m_r')}{(\varepsilon + m_r)(1 + \alpha')}$$

wobei wir nur im Nenner α' statt α schreiben mußten, da wir es hier mit einer Maschine zu tun haben, die auch schon vor Änderung des

Gegendampfdruckes oder des Vakuums mit Kondensation versehen war, und kann dieses α' nach Gl. (114) in Verbindung mit (113) angenommen werden.

Sobald die Änderungen der Größen ε und m_r klein werden, geht $(\varepsilon - \varepsilon')$ über in das Differential von ε oder ε' , d. h. in $d\varepsilon'$; ebenso $(m_r - m_r')$ in dm_r' und η in $d\eta$, und dann kann man obige Gleichung schreiben

$$d\eta = \frac{d\varepsilon' + dm_r'}{(\varepsilon' + m_r')(1 + \alpha')}$$

wobei man den Dampfverlustkoeffizienten α' für kleinere Änderungen des Gegendampfdruckes p_1' als unveränderlich ansehen kann.

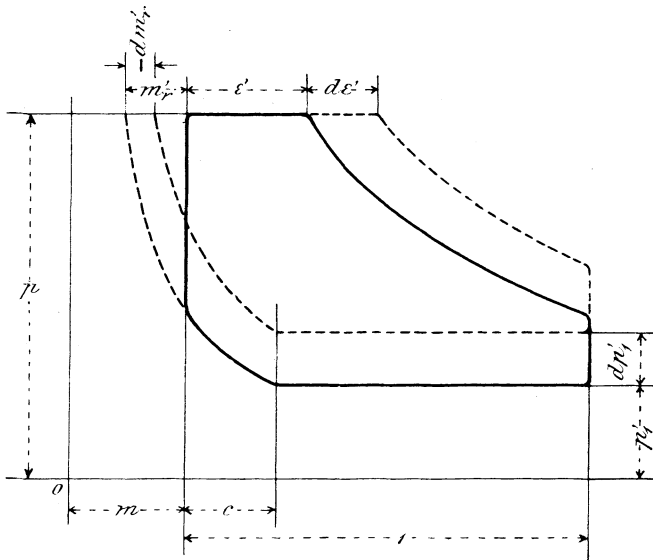


Fig. 39.

(Diese Gleichung hätten wir auch direkt aus Fig. 39 ableiten können, wobei nur zu berücksichtigen gewesen wäre, daß das Differential dm_r' immer entgegengesetztes Zeichen erhalten muß wie das Differential dp_1' , weil, wenn p_1' zunimmt, dann m_r' abnimmt und umgekehrt.

Nun ist nach Gl. (108)

$$m_r' = m - (c + m) \frac{p_1'}{p}$$

dies nach p_1' differenziert, gibt

$$dm_r' = - \frac{c + m}{p} dp_1'$$

Diesen Wert sowie den Wert für $d\varepsilon'$ nach Gl. (115) oben eingesetzt, kommt

$$d\eta = \frac{\frac{K_g}{\log \frac{1+m}{\varepsilon'+m}} - (c+m)}{(\varepsilon'+m_r') \cdot (1+\alpha') \cdot p} \cdot dp_1' \dots \dots (116)^1$$

Für bequemere Rechnung können wir aus diesem Ausdruck noch den log wegbringen; es ist nämlich aus Gl. (92) für den Hinterdampfspannungskoeffizienten K

$$\log \frac{1+m}{\varepsilon'+m} = \frac{K-\varepsilon'}{m+\varepsilon'}$$

Damit schreibt sich Gl. (116) auch:

$$d\eta = \left. \begin{aligned} &\frac{K_g \cdot \frac{m+\varepsilon'}{K-\varepsilon'} - (c+m)}{(\varepsilon'+m_r')(1+\alpha')p} dp_1' \\ &m_r' = m - (c+m) \frac{p_1'}{p} \end{aligned} \right\} \dots \dots (117)$$

mit

wobei die Spannungskoeffizienten K und K_g für Hinterdampf und Gegendruck aus den graphischen Tabellen Fig. 31, 32 und 34 entnommen werden.

Bei Mehrfachexpansionsmaschinen sind die Koeffizienten m , ε und c auf den ideellen Zylinder zu beziehen, d. h. auf einen Zylinder vom Durchmesser des Niederdruckzylinders und einem Hube s_i , welcher Zylinder — indiziert — gerade das Gesamtdiagramm ergeben würde; für Zweifachexpansionsmaschinen siehe Fig. 36, für Dreifachexpansionsmaschinen Fig. 40.

1) Vernachlässigt man für die Expansion die Größe m des schädlichen Raumes, so geht in Gl. (116) der $\log \frac{1+m}{\varepsilon'+m}$ über in $\log \frac{1}{\varepsilon'}$; vernachlässigt man weiter noch die Kompression, so wird $K_g = 1$, $m_r' = m$ und $dm_r' = 0$, also auch $c+m = 0$, und Gl. (116) geht in die vom Ingenieur P o p p e r-Wien in der Zeitschr. d. österr. Ing.- u. Archit.-Vereins, 1893, Heft 24, aufgestellte Gleichung über

$$d\eta = \frac{dp_1'}{p(\varepsilon'+m)(1+\alpha') \log \frac{1}{\varepsilon'}} \dots \dots (116a)$$

welche Gleichung aber wegen Vernachlässigung des schädlichen Raumes in bezug auf die Expansionskurve und wegen gänzlicher Vernachlässigung der Kompression nur grobe Annäherungswerte geben kann, die, besonders bei kleinen Füllungen und starker Kompression, also gerade bei guten Maschinen, sehr weit ab von der Wahrheit liegen können; unsere obige Gl. (116) gibt dagegen in allen Fällen genaue Resultate, und sind bei deren Herleitung nicht einmal die unvermeidlichen Verluste (p_v) an indizierter Arbeitsfläche (durch Drosselung und event. Spannungsabfall) vernachlässigt worden; daß diese Verluste p_v aus obiger Gl. (116) verschwunden, ist nicht durch Außerachtlassung derselben bewirkt worden, sondern die Größe p_v ist bei der Herleitung der Gl. (115) rechnungsmäßig herausgefallen.

Setzt man (Fig. 36 und Fig. 40)

$$s_i = a \cdot s_n$$

so kann man die Verhältniszahl a , und zwar sowohl bei Zweifach- wie bei Dreifachexpansionsmaschinen, im Mittel zu $a = 1,08$ annehmen.

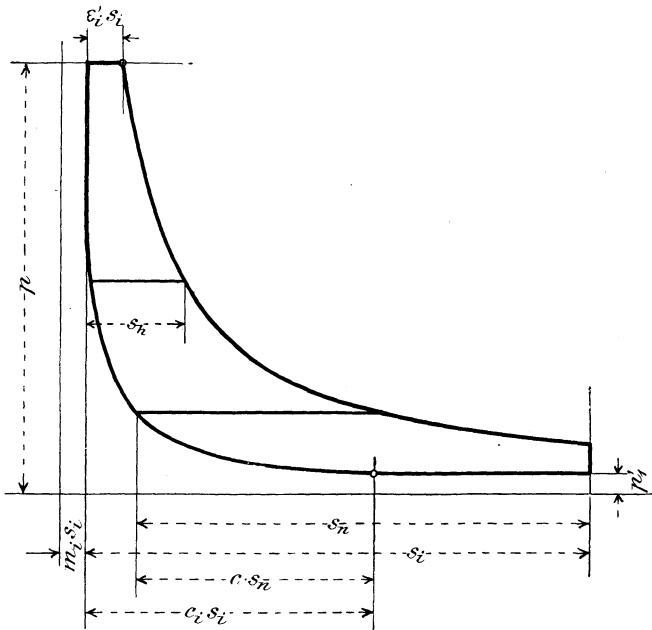


Fig. 40.

Damit ergibt sich, wenn ϵ' der Füllungskoeffizient des Hochdruckzylinders ist, der auf den ideellen Zylinder reduzierte Füllungskoeffizient

$$\epsilon'_i = \frac{s_h}{s_i} \cdot \epsilon' = \frac{s_h}{a \cdot s_n} \cdot \epsilon' = \frac{v}{a \cdot V} \cdot \epsilon' = \frac{v}{1,08 \cdot V} \cdot \epsilon' \quad (118)$$

und der auf den ideellen Zylinder reduzierte schädliche Raum, wenn m der schädliche Raum des Hochdruckzylinders ist und auch auf diesen bezogen wird

$$m_i = \frac{s_h}{s_i} \cdot m = \frac{s_h}{a \cdot s_n} \cdot m = \frac{v}{a \cdot V} \cdot m = \frac{v}{1,08 \cdot V} m \quad (119)$$

und endlich findet man den auf den ideellen Zylinder bezogenen Kompressionsweg c_i , wenn c denselben bezogen auf den Hub s_n des Niederdruckzylinders bedeutet, aus Fig. 40

$$c_i s_i - c s_n = s_i - s_n$$

$$c_i = 1 - \frac{s_n}{s_i} + \frac{c s_n}{s_i}$$

oder

$$\left. \begin{aligned} c_i &= 1 - \frac{1}{a} + \frac{c}{a} = 1 - \frac{1-c}{a} \\ \text{und mit } a &= 1,08 \\ c_i &= 0,075 + \frac{c}{1,08} \end{aligned} \right\} \dots (120)$$

das gibt für

$c = 0,10$	$0,20$	$0,30$	$0,50$	$0,70$	1
$c_i = 0,17$	$0,26$	$0,35$	$0,54$	$0,72$	1

Dabei pflegt das Volumenverhältnis des Niederdruckzylinders zum Hochdruckzylinder zu sein:

bei Zweifachexpansionsmaschinen $\frac{V}{v} = 2$ bis 3

„ Dreifachexpansionsmaschinen $\frac{V}{v} = 5,5$ bis $7,1$)

Beispiel der Anwendung der Gleichung (117).

Eine Maschinenfabrik habe eine Compoundmaschine zu liefern, die an eine schon bestehende Zentralkondensation angeschlossen werden soll, und garantiere bei einem Admissionsdrucke $p = 9$ Atm. abs., einem Gegendampfdruck von $60 \text{ cm} = 0,21$ Atm. abs., bei normaler Arbeitsleistung der Maschine einen Dampfverbrauch von $7,20$ kg pro PS_i und Stunde. Nun stelle sich bei den Abnahmeversuchen ein Dampfverbrauch von $D = 7,60$ kg heraus, allerdings bei einem Gegendampfdruck von $p_1' = 55 \text{ cm} = 0,276$ Atm. In solchem Falle wird die liefernde Maschinenfabrik die Schuld für die $0,40$ kg Mehrdampfverbrauch dem Kondensator in die Schuhe schieben, der eben ein um 5 cm zu geringes Vakuum herstelle, „denn eine Vermehrung des Gegendruckes von 5 cm Quecksilber mache bei dem großen Querschnitte des Niederdruckzylinders einer Compoundmaschine eben sehr viel aus“.

An Hand der Gl. (117) können wir den Mehrdampfverbrauch durch die Vakuumverschlechterung von

$$dp_1' = 5 \text{ cm} = \frac{5}{76} = 0,066 \text{ Atm.}$$

¹⁾ Man hat bislang immer den „ideellen“ Zylinder gleich dem Niederdruckzylinder, d. h. $s_i = s_n$, oder unsern Faktor $a = 1$ gesetzt, weil man eben überhaupt die Kompression in allen solchen Rechnungen nicht als Veränderliche behandelt hatte, sondern sie nur summarisch mit irgend einem, meistens nicht entfernt zutreffenden konstanten Mittelwert in Rechnung zog. So erhielt man rohe Näherungswerte, während die Resultate unserer — durchaus nicht komplizierteren — Rechnung der Wahrheit viel näher kommen.

genau berechnen. Es mögen die Verhältnisse der Maschine noch folgende sein:

Volumenverhältnis der beiden Dampfzylinder $\frac{V}{v} = 2,6$.

Der auf den Hochdruckzylinder bezogene Füllungsgrad desselben bei normaler Leistung der Maschine $\varepsilon = 0,23$; also nach Gl. (118): der Füllungsgrad des ideellen Zylinders $\varepsilon'_i = \frac{1}{1,08 \cdot 2,6} \cdot 0,23 = 0,08$.

Der auf den Hochdruckzylinder bezogene schädliche Raum desselben $m = 0,085$; also nach Gl. (119):

der auf den ideellen Zylinder reduzierte schädliche Raum

$$m_i = \frac{1}{1,08 \cdot 2,6} \cdot 0,085 = 0,03.$$

Der auf den Niederdruckzylinder bezogene Kompressionsweg $c = 0,50$; also nach Gl. (120):

der auf den ideellen Zylinder reduzierte Kompressionsweg

$$c_i = 0,075 + \frac{0,50}{1,08} = 0,54.$$

Ferner ist nach Gl. (114) und (113) der Dampfverlustkoeffizient

$$\alpha' = \left(1 + \frac{1 - p_1'}{2}\right) \cdot \alpha = \left(1 + \frac{1 - 0,276}{2}\right) \cdot 0,35 = 0,48. {}^1)$$

Weiter kommt mit obigen Größen

$$m_r' = m_i - (c_i + m_i) \frac{p_1'}{p} = 0,03 - (0,54 + 0,03) \cdot \frac{0,276}{9} = 0,0126$$

und für $\varepsilon'_i = 0,08$ und $m_i = 0,03$ ist der Hinterdampfspannungskoeffizient nach graphischer Tabelle Fig. 32 $K = 0,323$, während für $c_i = 0,54$ und $m_i = 0,03$ der Gegendampfspannungskoeffizient nach graphischer Tabelle Fig. 34 $K_g = 2,15$ ist.

Führen wir alle diese Werte in die Gl. (117) ein, so erhält man den Minderdampfverbrauch der Maschine, wenn die Gegendampfspannung von 0,276 auf 0,210 Atm. sinkt (oder das Vakuum von 55 auf 60 cm steigt), zu

$$c'\eta = \frac{K_g \frac{m_i + \varepsilon'_i}{K - \varepsilon'_i} - (c_i + m_i)}{(\varepsilon'_i + m_r') (1 + \alpha') p} dp_1'$$

¹⁾ Die Größen ε_i , m_i und c_i wird man in Wirklichkeit nicht „berechnen“, wie wir oben getan haben, sondern man wird sie — da ja die Maschine schon vorliegt — direkt aus dem rankinisierten Diagramme abmessen, also genau der Wirklichkeit entsprechend erhalten. — Ebenso wird man den Dampfverlustkoeffizienten α' nicht nach unsern „Annahmen“ annehmen, sondern man wird nur den Nutzdampfverbrauch D_n nach Gl. (105) oder (105 a) berechnen, dann aber in Gl. (111) für D den bei den Abnahmeversuchen gefundenen wirklichen Dampfverbrauch einsetzen und daraus vermittelt $\alpha' = \frac{D - D_n}{D_n}$ den wirklichen Dampfverlustkoeffizienten α' bestimmen.

$$= \frac{2,15 \frac{0,03 + 0,08}{0,323 - 0,08} - (0,54 + 0,003)}{(0,08 + 0,0126)(1 + 0,48) \cdot 9} \cdot 0,066$$

$$d\eta = 0,021 = 2,1\%;$$

d. h. wenn das Vakuum um 5 cm höher, also auf der geforderten Höhe von 60 cm gewesen wäre, so hätte die Maschine 2,1 %, also $0,021 \cdot 7,60 = 0,16$ kg weniger Dampf, also $7,60 - 0,16 = 7,44$ kg pro PS_i und Stunde gebraucht; der Dampfverbrauch wäre also doch noch um 0,24 kg über dem garantierten geblieben.

So kann in jedem gegebenen Falle nach Gl. (117) der prozentuale Mehr- bzw. Minderdampfverbrauch für eine gegebene Gegendruckvermehrung bzw. -Verminderung genau berechnet werden.

Wir benützen nun diese Gleichung noch, um die Änderung des Dampfverbrauches pro 1 cm Vakuumänderung, also für $dp_1' = \frac{1}{76}$ Atm., zu berechnen, und zwar — um eine Übersicht über die Verhältnisse zu erhalten — unter mittleren Annahmen sowohl für Einzylindermaschinen als auch für Mehrfachexpansionsmaschinen (wobei unter letzteren Zweizylindermaschinen und Dreizylindermaschinen zusammengefaßt werden).

a) Setzt man bei Einzylindermaschinen im Mittel etwa:

$$m = 0,07; c = 0,20; \frac{p_1'}{p} = \frac{0,25}{7} = 0,036,$$

so wird $m_r = 0,07 - 0,27 \cdot 0,036 = 0,06$; und aus Fig. 34 $K_g = 1,16$. Ferner kann man nach Gl. (114) und (113) für Einzylinderkondensationsmaschinen bei $p_1' = 0,25$ annehmen etwa $\alpha' = 0,75$. Mit allen diesen Werten ergibt sich aus Gl. (117) das Produkt $p \cdot d\eta$.

$$p \cdot d\eta = \frac{1,16 (0,07 + \varepsilon')}{\frac{K - \varepsilon'}{(\varepsilon' + 0,06)} \cdot 1,75} - 0,27 \cdot \frac{1}{76} \quad \dots \quad (121)$$

Hiernach sind die Werte von $p \cdot d\eta$ für eine Reihe von Füllungsgraden ε' in folgender Tabelle ausgerechnet.

b) Bei Mehrfachexpansionsmaschinen kann man im Mittel etwa setzen:

$$m_i = 0,03; c_i = 0,50; \frac{p_1'}{p} = \frac{0,25}{10} = 0,025;$$

damit wird $m_r = 0,03 - 0,53 \cdot 0,025 = 0,017$; und aus Fig. 34 $K_g = 2,02$. Ferner kann man für solche Maschinen den Dampfverlust bei $p_1' = 0,25$ nach Gl. (114) und (113) etwa annehmen zu $\alpha' = 0,41$. Mit diesen Werten erhält man aus Gl. (117):

$$p \cdot d\eta = \frac{2,02 (0,03 + \varepsilon')}{\frac{K - \varepsilon'}{(\varepsilon' + 0,017)} \cdot 1,41} - 0,53 \cdot \frac{1}{76} \quad \dots \quad (122)$$

Nach dieser Formel sind die Werte von $p \cdot d\eta$ für Mehrfachexpansionsmaschinen in folgender Tabelle berechnet.

Werte von $p \cdot d\eta$ pro 1 cm Vakuumänderung.

$\varepsilon' =$	0	0,02	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,40	0,60	1
Einzylindermaschinen	0,020		0,018	0,017		0,017		0,017	0,018	0,025	∞
Mehrfachexp.maschinen	0,022	0,032	0,036	0,036	0,036	0,035					

Da die Füllungsgrade ε' bei Einzylinderkondensationsmaschinen in der Regel innerhalb der Grenzen $\varepsilon' = 0,05$ bis $0,40$; bei Mehrfachexpansionsmaschinen innerhalb der Grenzen $\varepsilon' = 0,02$ bis $0,20$ liegen; so sieht man aus obiger Tabelle, daß innerhalb dieser praktischen Grenzen die Größe $p \cdot d\eta$ nahezu konstant ist, so daß sich die verhältnismäßige Dampfverbrauchsänderung pro 1 cm Vakuumänderung ergibt:

bei Einzylindermaschinen zu

$$d\eta = \frac{0,017}{p} \dots \dots \dots (123)$$

bei Mehrfachexpansionsmaschinen zu

$$d\eta = \frac{0,035}{p} \dots \dots \dots (124)$$

Kann man also z. B. das Vakuum einer Einzylinderkondensationsmaschine bei einem Admissionsdrucke von $p = 6$ Atm. abs. um 3 cm steigern, so erzielt man damit nach Gl. (123) eine Dampfersparnis von

$$d\eta = 3 \cdot \frac{0,017}{6} = 0,0085 = \sim 1\%$$

und büßt man an einer Mehrfachexpansionsmaschine bei z. B. $p = 12$ Atm. am Vakuum 4 cm ein, so hat das nach Gl. (124) einen Mehrdampfverbrauch zur Folge von

$$d\eta = 4 \cdot \frac{0,035}{12} = 0,0117 = 1,2\%$$

Dabei erinnere man sich, daß die Formeln (123) und (124) nur übersichtliche Näherungswerte geben, während man für genaue Rechnung immer auf Gl. (117) zurückgreifen wird.

b) Maschinen mit fixer Expansion.

Eine Maschine mit dem Admissionsdruck p , der Füllung ε , dem Gegendruck p_1' , der bei Auspuff ins Freie stattfindet, leistet nach Gl. (97) die indizierte Arbeit

$$Fs (K p - K_g p_1 - p_v).$$

Wird diese Maschine an eine Kondensation angeschlossen, durch welche der Gegendruck p_1 auf p_1' herabgemindert wird (s. Fig. 41), ohne daß irgendetwas an der Steuerung geändert wird, so kann zur Erreichung gleicher Arbeitsleistung der Admissionsdruck p auf einen

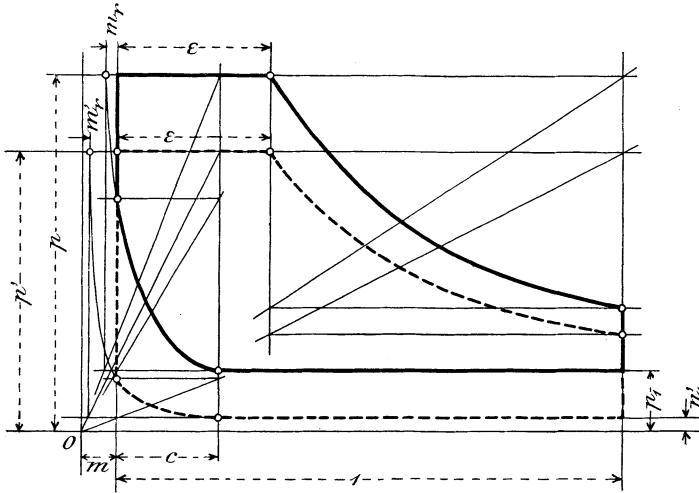


Fig. 41.

kleineren Wert p' heruntergedrosselt werden, und nun leistet die Maschine die indizierte Arbeit

$$F s (K p' - K_g p_1' - p_v).$$

Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke für die gleiche Arbeitsleistung folgt

$$K p - K_g p_1 = K p' - K_g p_1',$$

woraus sich der neue gedrosselte Admissionsdruck p' ergibt:

$$p' = p - \frac{K_g}{K} (p_1 - p_1') \dots \dots \dots (125)$$

Sei γ das Gewicht von 1 cbm Dampf von p Atm. Druck,

γ' „ „ „ 1 „ „ „ p' „ „

so ist — wie bei der Entwicklung der Gl. (105) — der Nutzdampfverbrauch vor Anschluß an die Kondensation

$$D_n = \frac{\gamma}{10000} F s (m_r + s)$$

und nach Anschluß an die Kondensation

$$D_n' = \frac{\gamma'}{10000} F s (m_r' + s)$$

und damit die auf den ursprünglichen Nutzdampfverbrauch bezogene Ersparnis an Nutzdampf

$$\left. \begin{aligned} e &= \frac{D_n - D_n'}{D_n} = \frac{\gamma(m_r + \varepsilon) - \gamma'(m_r' + \varepsilon)}{\gamma(m_r + \varepsilon)} \\ \text{wobei nach (106) und (108)} \\ m_r &= m - (c + m) \frac{p_1}{p} \\ m_r' &= m - (c + m) \frac{p_1'}{p'} \end{aligned} \right\} \dots (126)$$

Ist dann wieder α der ursprüngliche Dampfverlust, also $D = (1 + \alpha) D_n$ der ursprüngliche Gesamtdampfverbrauch, so ergibt sich die Dampfersparnis ($e \cdot D_n$) bezogen auf den ursprünglichen Gesamtdampfverbrauch zu

$$\eta = \frac{e D_n}{(1 + \alpha) D_n} = \frac{e}{1 + \alpha} \dots (127)$$

wie Gl. (112).

Bei unserm unter Abschnitt a) berechneten Beispiele haben wir gesehen, wie die Kondensation durch Verkleinerung des Füllungsgrades eine effektive Dampf-, also auch Kohlenersparnis bewirkte von

$$\eta = 0,21 = 21 \%$$

Nun rechnen wir für die gleiche Maschine und für die gleichen Verhältnisse, also für

$$p = 6 \quad \varepsilon = 0,25 \quad m = 0,07 \quad c = 0,20 \quad \text{und} \quad p_1 = 1,15$$

die effektive Dampfersparnis aus, wenn wieder durch Anbringung von Kondensation der Gegendruck auf $p_1' = 0,28$ Atm. herabgesetzt wird, aber bei gleichbleibender Füllung, wogegen jedoch durch Drosselung des Eintrittsdampfes der vorherige Admissionsdruck $p = 6$ Atm. auf p' herabgemindert wird.

Für $m = 0,07 \quad c = 0,20$ und $\varepsilon = 0,25$ findet man aus Fig. 31 und 34

$$\text{Hinterdampfspannungskoeffizient} \quad K = 0,625$$

$$\text{Gegendampfspannungskoeffizient} \quad K_g = 1,16.$$

Damit erhält man nach Gl. (125) den herabgedrosselten Admissionsdruck

$$p' = 6 - \frac{1,16}{0,625} (1,15 - 0,28) = 4,40 \text{ Atm.}$$

Damit nach den Hilfsgleichungen unter (126)

$$m_r = 0,07 - 0,27 \frac{1,15}{6} = 0,02$$

$$m_r' = 0,07 - 0,27 \frac{0,28}{4,4} = 0,05.$$

Ferner wird nach den Dampftabellen

$$\text{für } p = 6 \text{ Atm., Gewicht pro cbm } \gamma = 3,26 \text{ kg}$$

$$\text{,, } p = 4,40 \text{ ,, ,, ,, } \gamma' = 2,44 \text{ ,,}$$

Damit kommt nach Gl. (126) die Nutzdampfersparnis

$$\rho = \frac{3,26 (0,02 + 0,25) - 2,44 (0,05 + 0,25)}{3,26 (0,02 + 0,25)} = 0,17.$$

Und ist auch hier wieder der ursprüngliche Dampfverlustkoeffizient $\alpha = 0,55$, so wird die effektive Dampfersparnis bei fixer Expansion

$$\eta = \frac{\rho}{1 + \alpha} = \frac{0,17}{1,55} = 0,11$$

d. h. 11 % des ursprünglichen Dampfverbrauches, während sie (S. 134) unter sonst den gleichen Verhältnissen bei variabler Expansion 21 % betrug.

Im Falle der Drosselung und fixer Expansion wird das Temperaturgefälle im Zylinder um ein paar Grade kleiner; ferner wird der eintretende Dampf durch die Drosselung noch etwas nachgetrocknet; durch beide Umstände wird der Dampfverlust etwas kleiner; sagen wir, er sinke dadurch gleich von 0,55 auf 0,40 herab, so käme die effektive Dampfersparnis bei fixer Expansion

$$\eta = \frac{\rho}{1 + \alpha} = \frac{0,17}{1,40} = 0,12 = 12 \%,$$

also — gegenüber 21 % — immer noch weit unter der bei variabler Expansion erreichbaren Ersparnis. Hieraus ziehen wir den Schluß:

Bei Maschinen mit fixer Expansion ist der Nutzen der Kondensation erheblich (etwa um die Hälfte) geringer als bei solchen mit variabler vom Regulator beherrschter Expansion.

Also darf man bei gewissen alten und unmodernern Maschinen mit wirklich unstellbarer Expansion und etwa einem auf Drosselklappe wirkenden Regulator durch Anschluß an eine Kondensation nur eine reduzierte, nach Gl. (125) bis (127) berechenbare Dampfersparnis erwarten.

Dagegen gibt es eine große Klasse von Maschinen, bei denen zwar der Füllungsgrad auch nicht von einem Regulator eingestellt wird, aber doch jederzeit von Hand verstellt werden kann, wenn er auch nicht fortwährend verstellt wird, indem man den Gang der Maschine entsprechend deren wechselndem Kraftbedarf durch Drosselung mit dem Admissionsventile oder -schieber bewirkt. Solchen Maschinen kommt der Anschluß an eine Kondensation immer noch in beinahe vollem Maße zugute, indem der Maschinist eben nach Anschluß an eine Kondensation einen bedeutend kleineren Füllungsgrad einstellt und von diesem aus — gerade wie vorher von dem größeren Füllungsgrade aus — den Gang der Maschine durch Drosselung regelt. So geschieht das besonders bei den Reversiermaschinen in den Walzwerken, bei Fördermaschinen usw.

Zu den Maschinen mit fixer Expansion gehören auch diejenigen mit **Vollfüllung**, bei denen also konstant $\varepsilon = 1$ ist.

Bei Volldruckmaschinen kann Kompression in bezug auf den Dampfverbrauch keinen Nutzen bewirken, wie wir in Kap. H „Die Steuerung der Kondensationsmaschinen“ sehen werden. Es ist deswegen der Kompressionsweg $c = 0$ zu setzen (auch wenn er vielleicht in Wirklichkeit nicht $= 0$ ist). Damit wird der Gegendampfspannungskoeffizient $K_g = 1$; ebenso wird (für $\varepsilon = 1$) der Treibdampfspannungskoeffizient $K = 1$. Hiermit wird nach Gl. (97) die indizierte Arbeit einer solchen Volldruckmaschine

$$E_i = F_s(p - p_1 - p_v).$$

Wird durch Kondensation der Gegendruck von p_1 auf p_1' herabgemindert, so kann auch der Druck p des Eintrittsdampfes auf einen Wert p' heruntergedrosselt werden, so daß

$$E_i = F_s(p' - p_1' - p_v)$$

gleich dem vorigen E_i ist. Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke folgt

$$p' - p_1' = p - p_1 \quad \dots \dots \dots (128)$$

d. h. die Differenz zwischen Ein- und Austrittsspannung vor Anbringen der Kondensation ist gleich derjenigen nach Anbringung der Kon-

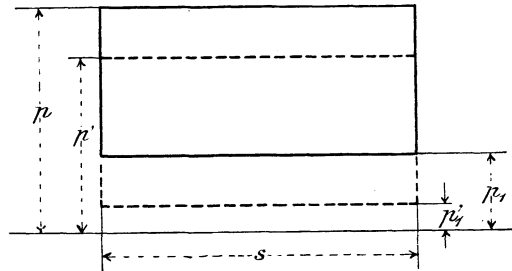


Fig. 42.

densation, ein Resultat, das man auch direkt aus Fig. 42 hätte ablesen können. Die Ersparnis an Nutzdampf ist hier einfach die Differenz der spezifischen Dampfgewichte, und die relative Nutzdampfersparnis

$$\rho = \frac{\gamma - \gamma'}{\gamma} \quad \dots \dots \dots (129)$$

Wäre also z. B. der Druck p vor der Kondensation $= 7$ Atm., der Gegendruck $p_1 = 1,10$ Atm., und würde man diesen Gegendruck durch Kondensation auf $p_1' = 0,20$, also um $0,90$ Atm. herunterbringen, so könnte man auch den Eintrittsdampf um $0,90$ Atm., also auf $p' = 6,10$ Atm. herabdrosseln.

Nach den Dampftabellen ist

$$\begin{aligned} \text{für } p &= 7 \text{ Atm.} & \gamma &= 3,77 \text{ kg} \\ \text{,, } p' &= 6,10 \text{ ,,} & \gamma' &= 3,31 \text{ ,,} \end{aligned}$$

also die Nutzdampfersparnis

$$\rho = \frac{3,77 - 3,31}{3,77} = 0,12$$

und die effektive Dampfersparnis, wenn für eine Einzylindermaschine ohne Kondensation der Dampfverlustkoeffizient wieder zu

$$\alpha = 0,55$$

angesetzt wird:

$$\eta = \frac{\rho}{1 + \alpha} = \frac{0,12}{1,55} = 0,0775 = 7\frac{3}{4}\% \quad . \quad . \quad (130)$$

Da in unserm Falle das Temperaturgefälle im Zylinder vor Anbringung der Kondensation, entsprechend den Drücken $p = 7$ Atm. und $p_1 = 1,10$ Atm., $= 165^\circ - 103^\circ = 62^\circ$ war, während es nach Anbringung der Kondensation entsprechend den Drücken $p' = 6,10$ und $p_1' = 0,20$ Atm., $= 160^\circ - 60^\circ = 100^\circ$ ist, so wird der Dampfverlust bei Anbringung der Kondensation steigen, sagen wir z. B. auf $\alpha' = 0,75$, und dann beträgt die effektive Dampfersparnis noch

$$\eta = \frac{0,12}{1,75} = 0,068 = 7\%.$$

Bei Maschinen mit Vollfüllung, deren es aber auch nur wenige gibt, ist somit der Nutzen der Kondensation geringer, und mag er etwa noch den dritten Teil desjenigen bei Expansionsmaschinen mit veränderlicher Füllung betragen.

F. Durchrechnung einer Zentralkondensationsanlage.

Nachdem wir gelernt haben, die Größe einer Kondensation (bestimmt durch Kühlwasserbedarf und nötige Luftpumpenleistung) für ein bestimmtes Vakuum zu berechnen, ferner den Kraftverbrauch solcher Kondensation und deren Nutzen, kommt nun die weitere Hauptfrage nach der wirtschaftlich günstigsten Höhe des Vakuums. Diese Frage, deren Beantwortung von so vielen besonderen Umständen abhängt, läßt sich nicht analytisch oder allgemein behandeln; sie muß für jeden einzelnen Fall rechnerisch untersucht werden, und wollen wir hier eine Kondensationsanlage ganz durchrechnen. Daraus wird einerseits ersichtlich werden, auf welche Art und in welcher Reihenfolge man solche Rechnungen durchführen soll, um nicht eine, sondern gleich eine ganze Reihe von Kondensationen zu erhalten, aus der man dann die günstigste auswählen kann; andererseits werden sich aus solcher übersichtlichen Bearbeitung, wenn sie auch nur eine Anlage betrifft, doch wichtige Schlüsse ergeben über den allgemeinen Zusammenhang zwischen dem Aufwand an Mitteln für eine Kondensation und dem Nutzen derselben, d. h. über die Rente des für Erstellung der Kondensation aufgewandten Kapitals.

Als Beispiel behandeln wir den Fall, daß für eine Gruppe bestehender, nicht kondensierter Maschinen eines Hüttenwerkes, einer elektrischen Zentrale usw. nachträglich eine Zentralkondensation angelegt werden soll. Genau die gleiche Rechnung kann für Neuanlagen von Dampfmaschinen, die von vornherein mit Kondensation versehen werden sollen, durchgeführt werden, indem man deren Dampfverbrauch zuerst ohne und dann mit Kondensation berechnet.

Die Rechnung wird folgendem Gedankengang folgen:

Zuerst berechnen wir den Nutzen, wenn wir die jetzige Auspuffspannung ($p_1 = 1,15$ bis $1,10$ Atm.) durch Anbringung von Kondensation ermäßigen auf

$$p_1' = \quad 0,60 \quad 0,50 \quad 0,40 \quad \dots \quad 0,10 \quad 0 \text{ Atm. abs.}$$

Hierauf berechnen wir die Mittel — Kühlwasserbedarf, Luftpumpengröße usw. — um diese verminderten Gegendrücke in den Maschinen herzustellen, und erhalten so eine Reihe von Kondensationen von wachsender Größe.

Dann berechnen wir den Kraftbedarf für jede dieser Kondensationsgrößen, woraus sich die Betriebskosten ergeben; ebenso

lassen wir uns für jede einen Kostenanschlag geben, wonach wir die Amortisationskosten der verschiedenen Kondensationsgrößen bestimmen können.

Betriebs- plus Amortisationskosten ziehen wir vom früher ermittelten Bruttonutzen ab und finden so den Nettonutzen der verschiedenen Kondensationsgrößen, aus denen wir die uns passende auswählen; haben wir genügend Geldmittel, so wählen wir die Anlage, die den größten Nutzen ergibt; sind die Geldmittel beschränkt, so wählen wir eine kleinere, billigere Anlage, die einen immerhin noch schönen Nutzen gibt; jedenfalls ist man auf diese Weise in die angenehme Lage versetzt, mit voller Erkenntnis der Sache seine Wahl treffen zu können.

Es seien nun sieben Maschinen mit variabler Expansion gegeben, für die eine Zentralkondensation erstellt werden soll; so muß nach obigem Rechnungsplane zuerst der Bruttonutzen der Kondensation für jede einzelne Maschine ermittelt werden. Damit wir durch siebenmalige Wiederholung derselben Rechnung, nur mit anderen Zahlen, den Leser nicht ermüden, wollen wir annehmen, es seien unter den sieben Maschinen einige unter sich gleich, und mögen die gleichen Maschinen auch unter gleichen Umständen arbeiten. Es mögen also die sieben Maschinen aus z. B. drei gleichen Compoundmaschinen (Gruppe A) und vier gleichen Einzylindermaschinen (Gruppe B) bestehen, dann haben wir die Nutzenberechnung für jede dieser Gruppen, also nur zweimal auszuführen.

Maschinengruppe A.

Die drei Compoundmaschinen mögen folgende Verhältnisse haben :

Durchmesser des Niederdruckzylinders = 1100 mm

also Kolbenfläche $F = 9500 \text{ qcm}$

Kolbengeschwindigkeit pro Sekunde . . . = 3,60 m

also pro Minute $u = 60 \cdot 3,60 = 216 \text{ m}$

Admissionsdruck $p = 10 \text{ Atm. abs.}$

also nach Dampftabelle II. $\gamma = 5,27 \text{ kg/cbm}$

Jetzige Auspuffspannung $p_1 = 1,10 \text{ Atm. abs.}$

Ferner sei, bezogen auf das (rankinisierte) Gesamtdiagramm, der Füllungsgrad bei normaler Arbeitsleistung $\varepsilon_i = 0,13$

Ausnahmsweise und für kurze Zeiten könne er aber steigen auf $\varepsilon_{i \max.} = 0,18$

Der Kompressionsweg vor Anbringung der Kondensation sei $c_i = 0,24$

Der schädliche Raum $m_i = 0,03$

Damit erhalten wir den in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierten schädlichen Raum nach Gl. (106)

$$m_r = m_i - (c_i + m_i) \frac{p_1}{p} = 0,03 (0,24 + 0,03) \frac{1,10}{10} \\ = 0,03 - 0,03 = 0$$

und damit nach Gl. (105 a) den Nutzdampfverbrauch pro Minute bei normaler Belastung der Maschine

$$D_n = \frac{8}{10000} F \cdot u (m_r + \varepsilon_i) \\ = \frac{5,27}{10000} \cdot 9500 \cdot 216 (0 + 0,13) = 140 \text{ kg}$$

und bei der Maximalbelastung der Maschine

$$D_{n \text{ max.}} = \frac{5,27}{10000} \cdot 9500 \cdot 216 (0 + 0,18) = 194 \text{ kg}$$

Beträgt der Dampfverlust bei diesen Compoundmaschinen ohne Kondensation 35 % vom Nutzdampf (also $\alpha = 0,35$), so ist der ursprüngliche effektive Dampfverbrauch der drei Maschinen zusammen

$$D = 3 (1 + \alpha) D_n = 3 \cdot 1,35 \cdot 140 = 566 \text{ Kg pro Minute} \\ D_{\text{max.}} = 3 (1 + \alpha) D_{n \text{ max.}} = 3 \cdot 1,35 \cdot 194 = 784 \text{ ,, ,, ,,}$$

und beträgt der Dampfverbrauch von solchen Compoundmaschinen bei Auspuff ins Freie pro PS_i und Stunde etwa 9,80 kg, so leisten diese drei Maschinen bei normaler Belastung etwa

$$\frac{60 \cdot 566}{9,80} = \infty 3500 \text{ PS}_i.$$

Für die Berechnung des Nutzens der Kondensation ist natürlich nur der normale Dampfverbrauch bei mittlerer Belastung der Maschinen zugrunde zu legen und nicht der nur selten eintretende Maximalverbrauch, weil man sich sonst einen viel zu großen Nutzen herausrechnen würde. Dagegen muß die Kondensation selber, d. h. deren Kühlwassermenge, so bemessen werden, daß sie auch noch die Maximaldampfmenge kondensieren kann; dies ist der Grund, warum wir oben auch noch den Maximaldampfverbrauch angegeben haben. Wir werden am rechten Orte darauf zurückkommen.

Unsere Compoundmaschinen mögen Ventilsteuerung haben, bei der man den Kompressionsweg leicht vergrößern kann, und stelle man die Steuerung nach Anbringung der Kondensation so ein, daß $c_i' = 0,55$ wird.

Zur Berechnung des Nutzens der Kondensation schreiben wir nun in folgender Tabelle I, Zeile 1 die neuen Gegendampfspannungen p_1' an, die wir durch Anbringung von Kondensation erhalten wollen.

Für diese Werte von p_1' und mit den übrigen gegebenen Werten von p , p_1 , ε_i , c_i und c_i' erhalten wir die neuen Hinterdampfspannungskoeffizienten K' nach Gl. (104)

$$K' = K - \frac{K_g p_1 - K_g' p_1}{p}$$

für $m_i = 0,03$ und $\varepsilon_i = 0,13$ wird nach graph. Tabelle Fig. 32 $K = 0,425$
 „ $m_i = 0,03$ „ $c_i = 0,24$ „ „ „ „ „ „ $34 K_g = 1,35$
 „ $m_i = 0,03$ „ $c_i = 0,55$ „ „ „ „ „ „ $34 K_g' = 2,16$

da noch $p_1 = 1,10$ Atm. und $p = 10$ Atm, so wird

$$K' = 0,425 - \frac{1,35 \cdot 1,10 - 2,16 \cdot p_1'}{10} = 0,276 + 0,216 \cdot p_1'$$

I. Berechnung des Bruttonutzens bei Maschinengruppe A.

	Vorderdampfdruck $p_1' =$	0,60	0,50	0,40	0,30	0,20	0,10	0 Atm. abs.
1.								
2.	$K' = 0,276 + 0,216 p_1' =$	0,405	0,384	0,362	0,341	0,319	0,298	0,276
3.	Also neuer Füllungsgrad $\epsilon' =$	0,118	0,108	0,097	0,088	0,077	0,067	0,057
4.	$m_r' = 0,03 - 0,058 p_1' =$	-0,005	+ 0,001	0,007	0,013	0,018	0,024	0,030
5.	Nutzdampfersparnis $\varrho = 1 - \frac{m_r' + \epsilon'}{0,13} =$	0,13	0,16	0,20	0,23	0,27	0,30	0,33
6.	Effekt. Dampfersp. n. Gl. (112) $= \frac{\varrho}{1,35} =$	0,097	0,118	0,148	0,170	0,200	0,222	0,244
7.	Fehlenglied $F = 0,13 \{ \varrho (3 - p_1') + p_1' - 1 \} =$	-0,012	-0,016	-0,010	-0,010	-0,006	-0,004	-0,001
8.	Effekt. Dampfersp. $\eta = \frac{\varrho}{1,35} + F =$	0,085	0,102	0,138	0,160	0,194	0,218	0,243
9.	Jährliche Kohlenersparnis $\eta \cdot 2420 =$	206	247	334	387	469	527	Doppellader
10.	Jährlicher Bruttonutzen $\eta \cdot 2420 \cdot 140 =$	28 800.—	34 600.—	46 800.—	54 200.—	65 700.—	73 800.—	Mark
11.	Zu kondens. Dampf $D' = (1 - \eta) 566 =$	518	508	488	476	457	442	kg pro Min.

Nach dieser Gleichung sind in Zeile 2 der Tabelle I die neuen Hinterdampfspannungskoeffizienten berechnet für die in Zeile 1 an geschriebenen neuen Vorderdampfspannungen.

Zu diesen Werten K' wieder in graph. Tabelle Fig. 32 die zugehörigen Werte von ε_i' gesucht, erhalten wir in Zeile 3 der Tabelle I die neuen Füllungsgrade ε_i' , welche bei den verschiedenen Vorderdampfspannungen (oder den verschiedenen „Vakuen“) gerade die gleiche Arbeitsleistung der Maschinen geben, welche letztere ohne Kondensation, also bei der ursprünglichen Auspuffspannung $p_1 = 1,10$ Atm. und dem ursprünglichen Füllungsgrade $\varepsilon_i = 0,13$ gegeben hatten.

In Zeile 4 der Tabelle schreiben wir die Größe des in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierten schädlichen Raumes m_r' nach Gl. (109) an, nämlich

$$m_r' = m_i - (c_i' + m_i) \frac{p_1'}{p} = 0,03 - (0,55 + 0,03) \cdot \frac{p_1'}{10} \\ = 0,03 - 0,058 \cdot p_1'.$$

In Zeile 5 schreiben wir nach Gl. (110) die durch die Kondensation bewirkte Ersparnis an Nutzdampf, bezogen auf den ursprünglichen Nutzdampfverbrauch, an:

$$\varrho = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon_i'}{m_r + \varepsilon_i} = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon_i'}{0 + 0,13}$$

In Zeile 6 schreiben wir den angenäherten Wert der effektiven Dampfersparnis

$$\frac{\rho}{1 + a} = \frac{\rho}{1,35}$$

nach Gl. (112) an; dann in Zeile 7 nach der genauen Gl. (112a) das Fehlerglied

$$F = \frac{a}{2(1+a)} \{ \rho(3 - p_1') + p_1' - 1 \} \\ = \frac{0,35}{2 \cdot 1,35} \cdot \{ \rho(3 - p_1') + p_1' - 1 \} = 0,13 \{ \rho(3 - p_1') + p_1' - 1 \}$$

womit in Zeile 8 durch Addition der Werte der Zeilen 6 und 7 der genaue Wert der Dampfersparnis sich ergibt zu

$$\eta = \frac{\rho}{1,35} + F;$$

da F hier durchweg negativ ist, wird es von $\frac{\rho}{1,35}$ abgezogen.

Ebenso groß wie die effektive Dampfersparnis ist auch die effektive Kohlenersparnis, bezogen auf den ursprünglichen Kohlenverbrauch. Angenommen, die verwendeten Kohlen ergäben in der Kesselanlage eine achtfache Verdampfung (d. h. 1 kg Kohle verdampfe 8 kg Wasser), so brauchte es bei dem ursprünglichen Dampfverbrauch von $D = 566$ kg pro Minute $\frac{566}{8} = 70,75$ kg Kohle pro Minute oder $= 60 \cdot 70,75 = 4250$ pro Stunde. Sind die Maschinen (bei Tag- und Nachtschichten) pro Tag

19 Stunden in Betrieb und im Jahre 300 Tage, so hat der ursprüngliche jährliche Kohlenverbrauch vor Errichtung der Kondensation betragen

$$19 \cdot 300 \cdot 4250 = 24\,200\,000 \text{ kg} = 2420 \text{ Doppellader } \dot{\text{a}} \text{ } 10\,000 \text{ kg.}$$

Die effektive jährliche Kohlenersparnis beträgt also η 2420 Doppellader, welche Werte in Zeile 9 der Tabelle I angeschrieben sind.

Und ist am betreffenden Orte der heutige Preis eines Doppelladers Kohlen = 140,— M., so ergibt sich der jährliche Bruttonutzen der Kondensation zu $\eta \cdot 2420 \cdot 140$ M., s. Zeile 10 der Tabelle.

In Zeile 11 haben wir dann noch den nach Abzug des durch die Kondensation ersparten Dampfes ηD übrig bleibenden Dampf

$$D' = (1 - \eta) D = (1 - \eta) \cdot 566$$

hingeschrieben, der pro Minute zu kondensieren bleibt.

Maschinengruppe B.

Die vier Einzylindermaschinen mögen folgende Verhältnisse aufweisen:

Zylinderdurchmesser	= 680 mm	also Kolbenfläche F =	3630 qcm
Kolbengeschw. pro Sek. =	3,30 m	also pro Minute	$60 \cdot 3,3 = 198$ m
Admissionsdruck	$p = 6$ Atm. abs. also	$\gamma = 3,26$ kg/cbm	
Jetzige Auspuffspannung ohne Kondensation	$p_1 = 1,15$ Atm. abs.		
Jetziger Füllungsgrad bei gewöhnl. Leistung d. Maschinen ϵ =	0,30		
Maximaler Füllungsgrad	$\epsilon_{max.} = 0,45$		
Kompressionsweg (vor und nach Anbringung der Kondensation gleich)	$c = 0,18$		
Schädlicher Raum	$m = 0,07$.		

Damit erhalten wir den in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierten schädlichen Raum nach Gl. (106)

$$m_r = m - (c + m) \frac{p_1}{p} = 0,07 - (0,18 + 0,07) \frac{1,15}{6} = 0,022$$

und damit nach Gl. (105a) den normalen Nutzdampfverbrauch pro Minute

$$D_n = \frac{\gamma}{10000} F u (m_r + \epsilon) = \frac{3,26}{10000} \cdot 3630 \cdot 198 (0,022 + 0,300) = 75 \text{ kg}$$

und bei Maximalbelastung der Maschine

$$D_n \text{ max.} = \frac{3,26}{10000} \cdot 3630 \cdot 198 (0,022 + 0,450) = 110 \text{ kg.}$$

Beträgt bei diesen Einzylindermaschinen der Dampfverlust 55 % vom Nutzdampf (also $\alpha = 0,55$), so ist der ursprüngliche effektive Dampfverbrauch der vier Maschinen der Gruppe B

$$\begin{aligned} D &= 4 (1 + \alpha) D_n = 4 \cdot 1,55 \cdot 75 = 465 \text{ kg pro Minute} \\ D_{max.} &= 4 (1 + \alpha) D_n \text{ max.} = 4 \cdot 1,55 \cdot 110 = 680 \text{ kg „ „} \end{aligned}$$

Und brauchen solche Einzylinderauspuffmaschinen etwa 13,5 kg Dampf pro PS_i und Stunde, so leisten sie bei normalen Betrieben eine Arbeit von $\frac{60 \cdot 465}{13,5} = 2040$ PS_i.

Im g a n z e n hat also unsere Kondensation $3500 + 2040 = \infty 5500$ PS_i zu kondensieren.

Zur Berechnung des Nutzens der Kondensation schreiben wir wieder in folgender Tabelle II Zeile 1 die neuen Gegendampfspannungen p_1' an, die die anzubringende Kondensation herstellen soll.

Für diese Werte von p_1' , sowie mit den übrigen gegebenen Werten von p , p_1 , m , ε und c erhalten wir den neuen Hinterdampfspannungskoeffizienten K' nach Gl. (103)

$$K' = K - \frac{p_1 - p_1'}{p} \cdot K_g$$

für $m = 0,07$ und $\varepsilon = 0,30$ wird nach graph. Tabelle Fig. 31 $K = 0,69$
 „ $m = 0,07$ „ $c = 0,18$ „ „ „ „ „ „ 34 $K_g = 1,14$
 und mit $p = 6$ Atm., $p_1 = 1,15$ Atm. abs. wird:

$$K' = 0,69 - \frac{1,15 - p_1'}{6} 1,14 = 0,47 + 0,19 p_1';$$

das gibt in Zeile 2 der Tabelle II die neuen Hinterdampfspannungskoeffizienten K' .

Zu diesen Werten K' finden wir wieder rückwärts aus der graphischen Tabelle Fig. 32 die in Zeile 3 angeschriebenen neuen Füllungsgrade ε' .

Ferner schreiben wir in Zeile 4 die Größe des in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierten schädlichen Raumes für die verschiedenen Gegendampfdrücke p_1 nach Gl. (108) an

$$m_r' = m - (c + m) \frac{p_1'}{p} = 0,07 - (0,18 + 0,07) \frac{p_1'}{6} = 0,07 - 0,042 \cdot p_1'$$

In Zeile 5 ergibt sich nach Gl. (110) die Ersparnis an Nutzdampf

$$\varrho = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon'}{m_r + \varepsilon} = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon'}{0,022 + 0,300} = 1 - \frac{m_r' + \varepsilon'}{0,322}$$

In Zeile 6 schreiben wir den angenäherten Wert der effektiven Dampfersparnis

$$\frac{\varrho}{1 + \alpha} = \frac{\varrho}{1 + 0,55}$$

nach Gl. (112) an; dann Zeile 7 nach der genauen Gl. (112a) das Fehlerglied

$$F = \frac{\alpha}{2(1 + \alpha)} \{ \varrho(3 - p_1') + p_1 - 1 \} = 0,177 \{ \varrho(3 - p_1') + p_1' - 1 \},$$

womit in Zeile 8 durch Addition der Zeilen 6 und 7 der richtige Wert der effektiven Dampfersparnis

$$\eta = \frac{\varrho}{1,55} + F$$

sich ergibt.

Ebenso groß ist auch die effektive Kohlenersparnis. Werden auch hier wieder Kohlen mit achtfacher Verdampfung verfeuert, so brauchen unsere Maschinen B ohne Kondensation pro Minute $\frac{D}{8} = \frac{465}{8} = 58,1$ kg

II. Berechnung des Bruttonutzens bei Maschinengruppe B.

	Vorderdampfdruck $p_1' =$	0,60	0,50	0,40	0,30	0,20	0,10	0 Atm. abs.
1.								
2.	$K' = 0,47 + 0,19 p_1' =$	0,584	0,57	0,55	0,53	0,51	0,49	0,47
3.	Also neuer Füllungsgrad $\epsilon' =$	0,21	0,196	0,183	0,169	0,155	0,144	0,132
4.	$m_r' = 0,07 - 0,042 p_1' =$	0,045	0,049	0,053	0,057	0,062	0,066	0,070
5.	Nutzdampfersparnis $q = 1 - \frac{m_r' + \epsilon'}{0,322} =$	0,21	0,240	0,268	0,300	0,326	0,348	0,373
6.	Effekt. Dampfersp. n. Gl. (112) $= \frac{q}{1,55} =$	0,135	0,155	0,173	0,193	0,210	0,224	0,240
7.	Fehlerglied $F = 0,177 \{ q (3 - p_1') + p_1' - 1 \} =$	+ 0,018	+ 0,018	+ 0,017	+ 0,020	+ 0,020	+ 0,020	+ 0,021
8.	Effekt. Dampfersp. $\eta = \frac{q}{1,55} + F =$	0,153	0,173	0,190	0,213	0,230	0,244	0,261
9.	Jährliche Kohlenersparnis $\eta \cdot 2120 =$	324	366	402	450	487	516	Doppellader
10.	Jährlicher Bruttonutzen $= \eta \cdot 2120 \cdot 140 =$	45300.—	51300.—	56200.—	63000.—	68100.—	72300.—	Mark
11.	Zu kondens. Dampf $D' = (1 - \eta) 465 =$	394	384	377	366	358	352	kg pro Min.

oder pro Stunde = $60 \cdot 58,1 = 3480$ kg Kohlen; und arbeiten diese Maschinen pro Tag 21 Stunden und im Jahre 290 Tage, so betrug deren ursprünglicher Kohlenverbrauch ohne Kondensation

$$21 \cdot 290 \cdot 3480 = 21\,200\,000 \text{ kg} = 2120 \text{ Waggon} \text{ à } 10\,000 \text{ kg.}$$

Die effektive Kohlenersparnis beträgt also $\eta \cdot 2120$ Doppellader pro Jahr, s. Zeile 9.

Bei dem Kohlenpreise von Mk. 140 pro Doppellader ergibt sich damit die jährliche Bruttoersparnis durch Kondensation in Zeile 10 zu $140 \cdot \eta \cdot 2120$ Mk.

In Zeile 11 haben wir wieder den übrig gebliebenen Dampf $D' = (1 - \eta) D = (1 - \eta) \cdot 465$ hingeschrieben, der nach Anbringung der Kondensation noch zu kondensieren bleibt. —

Die in Zeilen 8 der beiden vorstehenden Tabellen berechneten effektiven Brutto-Ersparnisse, an denen man einen sonst an Ergebnissen „theoretischer Rechnung“ beliebigen Abstrich nicht zu machen hat, indem alle tatsächlich auftretenden Umstände bei der Rechnung auch Berücksichtigung gefunden haben: jene Brutto-Ersparnisse treten ein, mag nun der Gegendruck in den kondensierten Maschinen durch irgendwelche Art von Kondensation auf die vorausgesetzten Größen p_1' vermindert worden sein, also gleichgültig, ob durch Oberflächen- oder Mischkondensation, ob nach Gegenstrom oder nach Parallelstrom, ob an jede Maschine ein besonderer Kondensator angehängt wird, oder ob für alle Maschinen zusammen eine Zentralkondensation erstellt wird; (und ebenso wäre es auch gleichgültig, ob die Compoundmaschinen der Gruppe A auf festem Lande oder auf einem Seedampfer arbeiten.) — Der Netto-Nutzen der Kondensation dagegen, den man nach Abzug der Betriebs- und Amortisationskosten vom Bruttonutzen erhält, wird für die verschiedenen Kondensationsarten verschieden sein, indem die eine mehr Betriebskraft und mehr Anlagekosten erfordert als die andere.

Im Schaubild Fig. 43 haben wir die prozentualen Brutto-Ersparnisse für die beiden Maschinengruppen als Ordinaten zu den zugehörigen Vorderdampfdrücken p_1' als Abszissen aufgetragen: man sieht, wie mit abnehmendem Vorderdampfdruck p_1' , oder wachsendem Vakuum der Bruttonutzen — und zwar sehr nahe umgekehrt proportional $p_1'^{-1}$ —

1) Der Umstand, daß die Funktion η innert der in der Praxis vorkommenden Grenzen (p_1' zwischen 0,5 und 0) in bezug auf die Variable p_1' geradlinig verläuft (s. Fig. 43), gibt den empirischen Beweis dafür, daß unsere früheren wichtigen Gleichungen (116) und (117) nicht nur für unendlich kleine, oder sagen wir sehr kleine Änderungen dp_1' von vielleicht nur $1/2$ bis 1 cm Änderung der Vakuumanzeige gelten, sondern auch für größere Vakuumänderungen von $dp_1' = 5-10-20$ cm, wenn diese nur innert der Grenzen von $p_1' = 0$ bis etwa $p_1' = 0,50-0,60$ liegen. — Der analytische Beweis hierfür hätte erbracht werden müssen durch Ableitung des zweiten Differentialquotienten $\frac{d^2 \eta}{(dp_1')^2}$ und den Nachweis, daß dessen Wert zwischen den Grenzen $p_1' = 0$ bis $p_1' = 0,50$ nahezu konstant bleibe, was aber — wegen Mitänderung von ϵ' und m_r' mit p_1' in Gl. (116) — auf komplizierte Formeln und weitläufige Untersuchungen geführt hätte.

zunimmt; bei dem praktisch höchst erreichbaren Vakuum, als welches etwa ein solches von $p_1' = 0,10$ Atm. abs. angesehen werden kann, beträgt der Bruttonutzen 22 bzw. 24 %, im Mittel also 23 %. Aber auch schon bei ganz geringen Vakuen ergibt sich schon ein ganz ansehnlicher Nutzen; wenn wir den Vorderdampfdruck p_1 durch Kondensation auch nur z. B. auf $p_1' = 0,40$ Atm. ermäßigen, erhalten wir schon eine Bruttoersparnis von 19 bzw. 14 %, im Mittel also von 16,5 %; es ist aber klar, daß es zur Herstellung des hohen Vakuums von $p_1' = 0,10$ eines

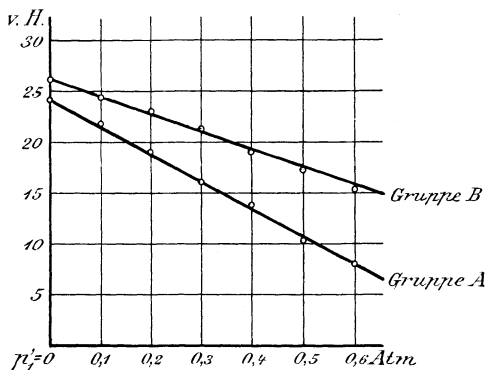


Fig. 43.

unverhältnismäßig viel größeren, teureren und mehr Kraft brauchenden

Kondensationsapparates bedarf als zur Herstellung des niedrigen Vakuums von $p_1' = 0,40$ Atm., welches aber auch schon einen schönen Nutzen gewährt. Daraus schließen wir jetzt schon — worauf wir noch eingehend zurückkommen werden — daß nicht das „höchste Vakuum“ das wirtschaftlich vorteilhafteste sein kann, sondern daß letzteres in einer gewissen

jeweilen zu ermittelnden mäßigen Höhe liegen muß. Daß man diesen Satz noch zu wenig beachtet und im Gegenteil immer das „höchste“ Vakuum anstrebt, mag seinen Grund darin haben, daß die Kondensationsmaschinen liefernden Fabriken ihre Dampfverbrauchsgarantien auf die „indizierte Leistung“ beziehen, unter dieser jedoch nur diejenige der Dampfzylinder selber verstehen, während doch die Kondensatorpumpen ebenfalls indiziert und ihr indizierter Verbrauch von der Leistung der Dampfzylinder abgezogen werden sollte. Tut man das nicht, so ist allerdings das höchste Vakuum scheinbar auch das vorteilhafteste, weil die indizierte Leistung der Dampfzylinder damit die höchste wird, aber auf Kosten des Kohlenverbrauches, indem der übergroße Kondensator zu seinem Betriebe wieder zu viel von jener indizierten Arbeit aufzehrt. Wie falsch es ist, bei Kondensationsmaschinen von der indizierten Leistung der Dampfzylinder nicht diejenige der Pumpen abzuziehen, geht auch klar daraus hervor, daß man dann gar keinen richtigen Vergleich gewinnt zwischen dem Dampfverbrauch einer Kondensations- und demjenigen einer Auspuffmaschine, indem man ja gar nicht beide mit dem gleichen Maßstabe gemessen hat! In neuerer Zeit, wo man viele Dampfmaschinen zu direkter Ankuppelung an Dynamomaschinen baut, in welchem Falle man unmittelbar die Nutzleistung der Dampfmaschine — nicht deren indizierte — aus der elektrischen Leistung der Dynamomaschine genau bestimmen kann, wird bei solchen Maschinen die Garantie des Dampfverbrauches auch

in bezug auf diese Nutzleistung verlangt, und dann hat das Paradien mit „höchstem Vakuum“ für die liefernde Maschinenfabrik keinen Wert mehr. Indem man die an solchen Maschinen für elektrische Betriebe über die vorteilhafteste Höhe des Vakuums gemachten Erfahrungen auch für Maschinen für andere Betriebe gelten läßt, wird der Satz, daß das höchste Vakuum immer wirtschaftlich zu teuer erkauft sei, zu allgemeinerer Würdigung gelangen.

Nachdem wir aus den Tabellen I und II gesehen, welchen Brutto-Nutzen (Brutto-Kohlensparnis) man erhält, wenn man durch Anbringung irgend einer Art von Kondensation den vorherigen Gegendruck des Abdampfes von $p_1 = 1,10$ bis $1,15$ Atm. herabmindert auf $p_1' = 0,60, 0,50, \dots, 0,10$ Atm., müssen wir nun die hierzu nötige Kondensation berechnen, besonders also die Kühlwassermenge und Luftpumpengröße, deren es bedarf, um eben den Vorderdampfdruck so zu mindern.

Für jede beliebige Kondensationsart, die man wählen mag, Oberflächen- oder Mischkondensation, nach Parallel- oder Gegenstrom, auch für gewöhnliche Einzelkondensatoren mit Naßluftpumpe findet man die Formeln und Beispiele dazu in den Kapiteln A und B dieser Schrift. Wir führen nun unser Beispiel weiter unter der Annahme, man errichte für unsere sieben Maschinen eine Zentralkondensation, und zwar unter Mischung des Dampfes mit dem Wasser, und wählen hierfür eine „Weissche Gegenstrom-Kondensation“ nach Fig. 14. Für diese haben wir also Kühlwassermenge und Luftpumpengröße zu bestimmen und tun dies wieder für eine Reihe verschiedener Kühlwassertemperaturen, um auch in dieser Hinsicht wieder einen weiten Überblick über die Verhältnisse zu gewinnen.

Zwecks solcher tabellarischen Berechnung schreiben wir in der folgenden Tabelle III — nachdem wir der Übersicht halber in Zeile 1 nochmals die neuen Vorderdampfdrücke p_1' und in Zeile 2 den summarischen Bruttonutzen bei Maschinengruppen A und B aus Tabellen I und II angesetzt haben — in Zeile 3 die verschiedenen Kondensatordrücke p_0 an unter der die Rechnungsergebnisse sichernden Voraussetzung, diese Drücke dürfen nur $0,8 p_1'$ betragen, d. h. es gehen 20 % des Vakuums auf dem Wege vom Kondensator bis in die Dampfzylinder hinein verloren.

Vollständig bis auf die Temperaturen t' gesättigten Wasserdampfes, die diesen Kondensatordrücken p_0 entsprechen (welche Temperaturen man aus der Dampftabelle I hinten entnimmt), kann sich das Wasser bei Gegenstromkondensation erwärmen, und erhalten wir so in Zeile 4 die Temperaturen t' des ablaufenden heißen Wassers.

In Zeile 5 schreiben wir dann noch die summarische Dampfmenge D' für die beiden Maschinengruppen aus Tabelle I und II an, die nach Anbringung der Kondensation zu kondensieren übrig bleibt.

Mit den Temperaturen t' des ablaufenden heißen Wassers aus Zeile 4 und den verschiedenen Kühlwassertemperaturen t_0 ergeben sich

III. Berechnung der eigentlichen Kondensation.

	Neuer Vorderdampfdruck $p_1' =$	0,60	0,50	0,40	0,30	0,20	0,10	Atm. abs.
1.	74100.—	84900.—	103000.—	117200.—	133800.—	146100.—	Mark pro Jahr	
2.	Bruttonutzen =							
3.	Kondensatordruck $p_0 = 0,8 p_1'$	0,48	0,40	0,32	0,24	0,16	0,08	Atm. abs.
4.	Heißwassertemperatur t'	81	76	71	64	56	42°	Celsius
5.	Zu kondens. Dampf D'	912	892	865	842	815	794	kg pro Minute
6.	$t_0 = 10^0$	8	8,6	9,4	10,5	12,4	17,8	kg Wasser pro 1 kg Dampf
7.		7,3	7,7	8,1	8,9	10,1	14,1	cbm pro Minute
8.		11,3	13,7	17,3	23,8	37,4	86,6	„ „ „
9.	$t_0 = 20^0$	9,35	10,2	11	13	15,8	26	kg Wasser pro 1 kg Dampf
10.		8,5	9,1	9,5	10,9	12,8	20,6	cbm pro Minute
11.		11,8	14,4	18,5	25,7	42,8	113	„ „ „
12.	$t_0 = 30^0$	11,2	12,4	13,9	16,8	21,9	47,5	kg Wasser pro 1 kg Dampf
13.		10,2	11	12	14,2	17,9	37,7	cbm pro Minute
14.		12,6	15,7	20,5	29,5	54,2	230	„ „ „
15.	$t_0 = 40^0$	13,9	15,8	18,4	23,8	35,6	285	kg Wasser pro 1 kg Dampf
16.		12,7	14,1	15,9	20	29	—	cbm pro Minute
17.		14,1	18,1	23,6	38	90	—	„ „ „
18.	$t_0 = 50^0$	18,4	21,9	27,2	40,7	95	—	kg Wasser pro 1 kg Dampf
19.		16,8	18,6	23,5	34,4	—	—	cbm pro Minute
20.		17,2	23,4	34,6	66	—	—	„ „ „
21.	$t_0 = 60^0$	27,1	35,6	52,3	142	—	—	kg Wasser pro 1 kg Dampf
22.		24,7	31,7	45,3	—	—	—	cbm pro Minute
23.		24,6	39,4	80	—	—	—	„ „ „

Für Kühlwassertemperaturen $t_0 =$

in den Zeilen 6, 9, 12, 15, 18 und 21 die Werte des jeweiligen notwendigen Kühlwasserverhältnisses n nach Gl. (3) S. 11

$$n = \frac{570}{t' - t_0}$$

und hiermit in je der darauf folgenden Zeile die anzuwendenden Kühlwassermengen

$$W = n \cdot D' \text{ kg oder } \frac{W}{1000} = \frac{n \cdot D'}{1000} \text{ cbm pro Minute.}$$

Um die nötige minutliche Luftpumpenleistung nach Gl. (22) Seite 38

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0 + a}}$$

zu finden, müssen wir vor allem die pro Minute eintretende Luftmenge L (in Kubikmetern und von Atmosphärenspannung) nach Gl. (29) oder (30) S. 38 — hier bequemer nach Gl. (29) — berechnen oder richtiger „schätzen“:

$$L = \frac{\lambda W}{1000} + \mu \frac{D'}{1000}$$

wobei der Absorptionskoeffizient nach Gl. (26) S. 38

$$\lambda = 0,02$$

ist, so daß

$$L = 0,02 \frac{W}{1000} + \mu \frac{D'}{1000}$$

Nach Zeile 5 unserer Tabelle III ist die zu kondensierende Dampfmenge D' je nach dem Vakuum verschieden, und zwar abnehmend mit steigendem Vakuum; also würde nach obiger Gleichung bei höherem Vakuum durch die undichten Stellen in die gleiche Abdampfleitung und durch die Stopfbüchsen in die gleichen Maschinen weniger Luft eindringen als bei niedrigerem Vakuum, während nach den Ausführungen S. 25 diese Luftmenge doch konstant ist. Daß man die durch undichte Stellen eindringende Luft aber — S. 26 — proportional dem Dampfverbrauch setzte, hatte nicht den Sinn, daß die Luftmenge bei den gleichen Maschinen größer oder kleiner, je nach deren momentanem Dampfverbrauch werde, sondern nur daß sie bei größeren Maschinen (die ja im allgemeinen dann auch mehr Dampf brauchen) größer werde. Für die gleichen Maschinen aber ist ein mittlerer Dampfverbrauch einzusetzen, der für unsern Fall aus Zeile 5 der Tabelle III sich zu etwa $D'_{\text{mittel}} = 850 \text{ kg}$ ergibt. Damit wird

$$L = 0,02 \frac{W}{1000} + 0,850 \cdot \mu$$

Den Undichtheitskoeffizienten μ wollen wir nach Gl. (37a) bzw. (38a) S. 35 annehmen, welche Gleichungen ihrer Form nach noch zutreffender

sein werden als die ursprünglichen Gl. (37) bzw. (38) Wir nehmen dann an, unsere Maschinen stehen in einem Hüttenwerke, also in einem größeren Betriebe, wonach Formel (37a) anzuwenden wäre

$$\mu = 1,50 + 0,005 Z + 0,30 N.$$

Die Anzahl der Maschinen ist hier $N = 7$; die Gesamtlänge des Abdampfrohrnetzes sei $Z = 450$ m; damit kommt

$$\mu = 1,50 + 2,25 + 2,10 = 5,85$$

Also die pro Minute in den Kondensator kommende Luft

$$L = 0,02 \frac{W}{1000} + 0,85 \cdot 5,85 = 0,02 \frac{W}{1000} + 5 \text{ cbm.}$$

Also z. B. bei $p_0 = 0,16$ Atm. und $t_0 = 30^\circ$, wo nach unserer Tabelle III Zeile 13 $\frac{W}{1000} = 17,9$ cbm ist, kommt

$$L = 0,02 \cdot 17,9 + 5 = 0,36 + 5 = 5,36 \text{ cbm.}$$

Hiermit muß die Luftpumpenleistung werden

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0+a}} = \frac{0,02 \frac{W}{1000} + 5}{p_0 - d_{t_0+a}}$$

Indem man den Temperaturunterschied α nach Gl. (17) S. 38 schätzt, erhält man z. B. für $t_0 = 30^\circ$ und $p_0 = 0,16$ Atm., also $t' = 64^\circ$

$$\alpha = 4 + 0,1 (t' - t_0) = 4 + 0,1 (64 - 30) = \approx 7^\circ$$

und damit nach der Dampftabelle I hinten den Partialdruck des Dampfes in dem von der Luftpumpe angesogenen Gemenge von Luft und Dampf

$$d_{t_0+a} = d_{37^\circ} = 0,061 \text{ Atm.}$$

Also die Luftpumpenleistung für $p_0 = 0,16$ Atm. und $t_0 = 30^\circ$

$$v_0 = \frac{L}{p_0 - d_{t_0+a}} = \frac{5,36}{0,16 - 0,061} = \frac{5,36}{0,099} = 54,2 \text{ cbm pro Minute;}$$

so sind die sämtlichen Luftpumpengrößen v_0 in den Zeilen 8, 11, 14, 17, 20 und 23 der Tabelle III berechnet, und ist damit diese Tabelle fertig.

Diese lehrreiche Tabelle zeigt uns z. B., daß, wenn wir Kühlwasser von $10-20^\circ$, also natürliches Kühlwasser haben, und damit den höchst erreichbaren Brutto-Jahresnutzen von Mk. 146 000, den man bei einem Vakuum von $p_0 = 0,08$ Atm. erhält, erreichen wollen, wir bei $t_0 = 10^\circ$ eine minutliche Kühlwassermenge von 14,1 cbm und eine Luftpumpe von 87 cbm Minutenleistung in Benutzung nehmen müssen; und bei $t_0 = 20^\circ$ eine Kühlwassermenge von 21 cbm bei einer Luftpumpenleistung von 113 cbm pro Minute. Begnügen wir uns dagegen mit einem Bruttonutzen von ≈ 134 000 M., den man bei einem Vakuum von $p_0 = 0,16$ Atm. erhält, so brauchte man bei jenen Kühlwassertemperaturen nur $10-13$ cbm Kühlwasser bei Luftpumpengrößen von nur $37-43$ cbm Leistung pro Minute zu nehmen.

Hat man es mit einer Kondensationsanlage mit Rückkühlung des Wassers zu tun, wobei die Temperatur t_0 desselben $30-50^\circ$ betragen

und zuweilen noch höher steigen kann, so sieht man aus der Tabelle III, daß man damit das höchste Vakuum und damit die höchsten Bruttoersparnisse überhaupt gar nicht mehr erreichen kann, und um so weniger, je wärmer das Kühlwasser ist. Ferner sieht man auch, wie gewaltig Kühlmwassermenge und Luftpumpengröße mit dem geforderten Nutzen ansteigen, so daß es immer geraten erscheint, nicht den höchst möglichen Nutzen zu verlangen, sondern sich mit einem mittleren, dafür leichter erreichbaren zu begnügen. In dieser Beziehung spricht das Schaubild

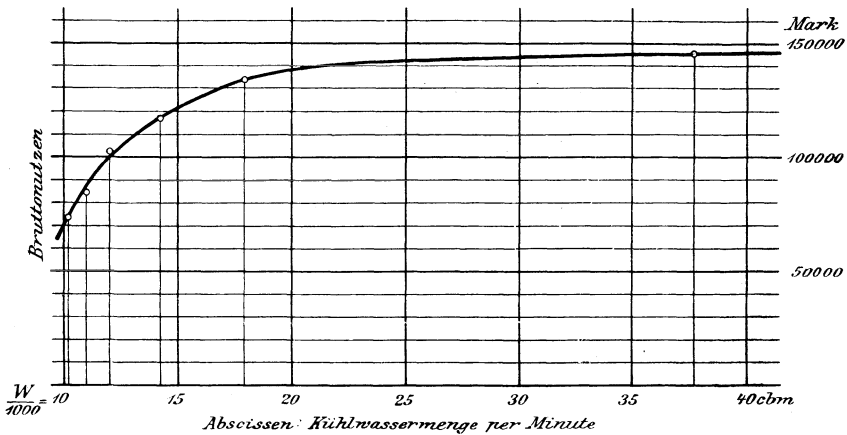


Fig. 44. Jährlicher Bruttonutzen bezogen auf Kühlmwassermenge bei $t_0 = 30^\circ$.

Fig. 44, in dem wir die Bruttonutzen laut Tabelle III als Ordinaten zu den nötigen Kühlmwassermengen als Abszissen, und zwar für $t_0 = 30^\circ$ (also $\frac{W}{1000}$ nach Zeile 13) aufgetragen haben, eine deutliche Sprache: es ist unmöglich, daß jemand nach Anschauung dieses Bildes noch den höchst möglichen Nutzen von 146 000 M. bei einem zwar noch erreichbaren Vakuum von $p_0 = 0,08$ Atm. verlangen kann, wozu — ganz abgesehen von der überaus großen Luftpumpe von $v_0 = 230$ cbm — man die gewaltige Wassermenge von $\infty 38$ cbm pro Minute in Zirkulation setzen müßte, was große Wasserpumpen, Kondensatorkörper, Wasserleitungen und große Ausdehnung des Kühlwerkes — um pro Minute 38 cbm Wasser von 42° auf 30° herunterzukühlen — verlangen würde, während man bei einer Wassermenge von 12—18 cbm pro Minute und ganz bescheidenen Luftpumpengrößen schon Bruttonutzen von 100 000 M. bis 135 000 M. erhalten kann, entsprechend Vakuen von $p_0 = 0,32 - 0,16$ Atm. abs.

Nun berechnen wir noch die Abzüge am Bruttonutzen 1. für Eigenkraftbedarf der Kondensation, 2. wegen geringerer Vorwärmung des Speisewassers nach Anbringung der Kondensation und 3. für Amortisation des Anlagekapitals derselben,

um wenigstens in einem Falle klar zu sehen, in welcher Höhe des Vakuums der wirtschaftliche Nutzen am höchsten sei. Wir wollen dabei annehmen, unsere Kondensation arbeite mit Rückkühlung des Wassers, und den Fall durchrechnen, daß die Kühlanlage das Wasser im Jahresmittel auf

$$t_0 = 30^\circ$$

abkühle (so daß wir also mit den Werten der Zeilen 13 und 14 in Tabelle III zu rechnen haben).

a) Eigenkraftbedarf der Kondensation.

Es sind drei Pumpen zu betreiben: 1. die Kühlwasserpumpe, die das gekühlte Wasser von der Kühlanlage in den Kondensator schafft; 2. die Heißwasserpumpe, welche das aus dem Kondensator ablaufende heiße Wasser auf die Kühlanlage pumpt (oder — bei Körtingschen Streudüsen z. B. — unter entsprechenden Druck versetzt); 3. die trockene Luftpumpe. Zur tabellarischen Berechnung des Kraftverbrauches schreiben wir in Zeile 1 der folgenden Tabelle IV wieder die verschiedenen Kondensatordrücke p_0 aus Tabelle III an.

1. Kühlwasserpumpe:

Diese Pumpe hat pro Minute eine Kühlwassermenge von W kg oder l , die aus Zeile 13 der Tabelle III zu entnehmen ist, um eine Höhe $h_0 = H + b + l - h$ (siehe Fig. 14, S. 60) zu heben, ihre Arbeit ist somit

$$E_w = \frac{W \cdot (H + b + l - h)}{60 \cdot 75} \text{ Sekundenpferde.}$$

Da wir hier eine Kondensation mit künstlich gekühltem Wasser haben, steht es uns frei, den Wasserspiegel des gekühlten Wassers gerade auf die Höhe $z-z$ des Heißwasserspiegels unter dem Kondensator zu legen, womit $H = 0$ wird. Ferner liege die Unterkante des Kondensatorkörpers um $b = 10$ m über dem Heißwasserspiegel. Die Saughöhe des Kondensators beträgt $h = 10(1 - p_0)$ m. Damit wird die Arbeit der Kühlwasserpumpe:

$$E_w = \frac{W \{10 + l - 10(1 - p_0)\}}{60 \cdot 75} = \frac{W \cdot (l + 10 p_0)}{4500}$$

Die Konstruktionshöhe l des Kondensatorkörpers (s. Fig. 14) entnehmen wir unsern Konstruktionszeichnungen ($l = 3,20$ m für $W = 10\,000$ l, dann wachsend mit W , so daß $l = 4,80$ m für $W = 25\,000$ l wird). So sind die Werte der Zeile 2, Tabelle IV, gefunden worden.

2. Heißwasser-(Gradierwerks-)Pumpe:

Diese soll immer etwa 10—20 % mehr Wasser schöpfen als in der gleichen Zeit in den Kondensator gepumpt wird, weil sie auch noch das Kondenswasser mit dem Kühlwasser auf das Kühlwerk zu fördern hat, welches freilich weniger als 10—20 % vom Kühlwasser beträgt; den kleinen Überschuß läßt man durch ein Überlaufrohr vom Kühl-

wasserbassin in das Heißwasserbassin unter dem Kondensator zurück laufen. Die minutliche Wassermenge ist also im Mittel = $1,15 W$, wo W wieder aus Zeile 13, Tabelle III, zu entnehmen ist. Die Höhe, um die diese Wassermenge zu heben ist, sei 10 m; dann ist die Arbeit der Gradierwerkspumpe in Sekundenpferden

$$E_{gr} = \frac{1,15 W \cdot 10}{4500}$$

wonach die Werte der Zeile 3, Tabelle IV, berechnet worden sind.

3. Luftpumpe:

Diese hat pro Minute v_0 cbm (aus Zeile 14, Tabelle III) vom Drucke p_0 Atm. anzusaugen und in die freie Luft, wo $p = 1$ Atm. ist, hinaus zu schaffen, was nach Gleichung (77) eine sekundliche Arbeit erfordert von

$$E = \frac{10000 v_0 p_0}{4500} \cdot \log \frac{1}{p_0} = v_0 \cdot 2,22 p_0 \log \frac{1}{p_0}.$$

Die Werte $2,22 p_0 \log \frac{1}{p_0}$ liest man aus der graphischen Tabelle Fig. 26 ab, multipliziert selbe mit den entsprechenden Werten von v_0 und erhält so die Werte der Zeile 4, Tabelle IV.

Durch Addition der Werte der Zeilen 2, 3 und 4 erhält man in Zeile 5 die theoretische Arbeit zum Betrieb sämtlicher Pumpen der Kondensation

$$E = E_w + E_{gr.} + E_l \text{ Sek.-Pferde.}$$

Indem man für Reibungs- und sonstige Widerstände des Wassers in den Pumpen und Rohrleitungen und für Erhitzung der Luft in der Luftpumpe usw. — welche Widerstände man in jedem einzelnen Fall berechnen kann — 60 % zur theoretischen Arbeit zuschlägt — also recht reichlich — erhält man in Zeile 6, Tabelle IV, die effektive Arbeit $1,60 E$ zum Betrieb der Kondensation.

Sei der indizierte Wirkungsgrad der Dampfmaschinen, welche die Pumpen der Kondensation treiben, etwa = 0,85, so ergibt sich der indizierte Kraftbedarf der Kondensation in Zeile 7 zu

$$\frac{1,60 E}{0,85}$$

Seite 154 haben wir die gesamte kondensierte Maschinenkraft zu 5500 PS_i bestimmt. Vergleicht man hiermit den Eigenkraftbedarf der Kondensation, so findet man in Zeile 8, Tabelle IV, wieviel Prozente der kondensierten Maschinenkraft die Kondensation selber (inkl. der Wasserrückkühlung) zu ihrem Betriebe braucht.

Die beiden Dampfmaschinen zum Betriebe der Kondensatorpumpen, nämlich die eine, die sämtliche Wasserpumpen treibt, und deren Tourenzahl und Leistung konstant bleibt, und die andere, die nur die Luftpumpe treibt, und deren Tourenzahl mittels Leistungsregulator verstellt werden kann, entsprechend der veränderlichen Leistung v_0 : diese Dampfmaschinen werden natürlich auch an die Zentralkondensation

IV. Eigenkraftbedarf der Kondensation bei $t_0 = 30^\circ$.

	Kondensatordruck $p_0 =$	0,48	0,40	0,32	0,24	0,16	0,08	Atm. abs.
1.								
2.	Kühlwasserpumpe $E_w = \frac{W \cdot h_0}{4500} =$	17,9	17,9	17,6	18,9	22,2	58,5	PS theoretisch
3.	Heißwasserp. $E_{gr} = \frac{1,15 \cdot W \cdot 10}{4500} =$	25,8	28,2	30,7	36,3	45,7	96,5	" "
4.	Luftpumpe $E_l = 2,22 \cdot v_0 \cdot p_0 \cdot \log \frac{1}{p_0} =$	9,8	12,9	16,6	22,2	34,2	103,5	" "
5.	$E = E_w + E_{gr} + E_l =$	53,5	59,0	64,9	77,4	102,1	258,5	PS theoretisch
6.	$1,60 \cdot E =$	86	95	104	124	163	413	PS _e effektiv
7.	$\frac{1,60 \cdot E}{0,85} =$	101	112	122	146	192	486	PS _i indiziert
8.	Eigenkraftbedarf =	1,84	2,04	2,22	2,66	3,50	8,84	Proz. d. kond. Kraft
9.	Kohlen = $\frac{1,60 \cdot E}{0,85} \cdot 1,035 =$	104,5	116	126	151	198	503	Doppellader pro Jahr
10.	Kohlenwert =	14650,—	16250,—	17650,—	21200,—	27800,—	70500,—	Mark pro Jahr

angeschlossen, und möge deren Dampfverbrauch pro PS_i und Stunde etwa 11,5 kg betragen, so ist der Dampfverbrauch zum Betriebe der Kondensation pro Stunde = $\frac{1,60 E}{0,85} \cdot 11,5$, wobei die indizierte Arbeit $\frac{1,60 E}{0,85}$ aus Zeile 7, Tabelle IV zu entnehmen. Arbeitet die Kondensation Tag und Nacht durch, d. h. pro Tag 24 Stunden ¹⁾, während die kondensierten Maschinen 19 bzw. 21 Stunden arbeiten, so ist der Dampfverbrauch der Kondensation pro Tag

$$= \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 11,5 \cdot 24 = \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 276$$

also im Jahr zu 300 Arbeitstagen

$$= \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 276 \cdot 300 = \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 82800 \text{ kg Dampf pro Jahr};$$

und da die Kessel 8 fache Verdampfung haben, so ist der Kohlenverbrauch für die Kondensation

$$\begin{aligned} \frac{1,60 E}{0,85} \cdot \frac{82800}{8} &= \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 10350 \text{ kg Kohle} \\ &= \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 1,035 \text{ Doppellader à } 10000 \text{ kg pro Jahr}; \end{aligned}$$

das gibt die Werte der Zeile 9, Tabelle IV.

Da der Preis der Kohle zu 140 M. pro Doppellader angenommen ist, so beträgt die jährliche Ausgabe für Kohlen zum Betriebe der Kondensation

$$= \frac{1,60 E}{0,85} \cdot 1,035 \cdot 140 \text{ M.},$$

Zeile 10, Tabelle IV.

b) Mehrausgabe wegen geringerer Vorwärmung des Speisewassers.

Vor Errichtung der Kondensation hatte der Abdampf der Auspuffmaschinen eine Temperatur von etwas über 100°, und man könnte mit ihm, indem man ihn durch geeignete Vorwärmeapparate leitete, das Speisewasser, sagen wir auf $t = 95^\circ$, vorwärmen. Nach Anbringung der Kondensation hat der Abdampf nur noch die in Zeile 4, Tabelle III, angeschriebene Temperatur t' ; indem man den Dampf wieder vor Ein-

¹⁾ Hier — wie noch mehrerenorts — rechnen wir der Sicherheit halber zu ungünstig; in Wirklichkeit wird man während der Ruhepausen nur die Luftpumpe weiterarbeiten lassen, um das Vakuum jederzeit bereit zu halten, die Wasserpumpen wird man aber abstellen oder nur ganz langsam weitergehen lassen.

tritt in den Kondensator durch geeignete Vorwärmer leitet ¹⁾ — die sich in diesem Falle wie Oberflächenkondensatoren verhalten, und deren Kühl- oder hier vielmehr Wärmefläche nach Gl. (53) zu berechnen ist — kann man das Speisewasser wieder vorwärmen bis auf eine Temperatur nahe an t' , sagen wir bis auf $t' - 5^{\circ}$. Während man also vor Anbringung der Kondensation das Speisewasser auf 95° vorwärmen konnte, kann man es nachher nur noch auf $t' - 5$ vorwärmen, also um

$$95 - (t' - 5) = 100 - t'$$

Grad weniger; also müssen nachher jedem Kilogramm Speisewasser im Kessel $(100 - t')$ WE (Wärmeeinheiten) mehr zugeführt werden als vorher ²⁾. Da die minutliche Speisewassermenge D' kg beträgt (Zeile 5, Tabelle III), so ist die im Kessel mehr zuzuführende Wärmemenge pro Minute

$$(100 - t') \cdot D'$$

was die Werte der Zeile 2 der folgenden Tabelle V liefert.

Aus unserer Annahme, daß die Kessel mit 8 facher Verdampfung arbeiten, also 1 kg Kohle, 8 kg Wasser von 95° zu Dampf von im Mittel (aus den Kesselbatterien für Maschinengruppen A und B) $\frac{10 + 6}{2} = 8$ Atm. abs., entsprechend einer Temperatur von 171° verwandelt, folgt, daß 1 kg Kohle

$$8 \cdot \{ (606,5 + 0,305 \cdot 171) - 95 \} = 8 \cdot 563,7 = 4500 \text{ WE}$$

nützlich an die Kessel abgibt.

¹⁾ Bei Anbringung von solchen Vorwärmern ist zweierlei zu beachten:

1. darf durch sie der Querschnitt für den durchgehenden Dampf nicht verengt werden, damit das vom Kondensator rückwärts in die Dampfzylinder sich fortpflanzen sollende Vakuum nicht beeinträchtigt werde;
2. ist für prompte Ableitung des sich im Vorwärmer bildenden Kondenswassers zu sorgen: kann man den Vorwärmer zum Kondensatorkörper hinauf — s. Fig. 14 — verlegen, so kann man das Kondenswasser einfach auch durch ein unten unter Wasser ausmündendes, mindestens 10 m hohes Fallrohr selbsttätig abführen; muß aber der Vorwärmer tiefer gelegt werden, so ist eine besondere, tief zu legende kleine Pumpe zum Herausschaffen des Kondenswassers vorzusehen.

²⁾ In Wirklichkeit macht sich die Sache viel günstiger: wo sieben große Maschinen an eine Kondensation angeschlossen werden, ist immer noch die eine oder andere Maschine da, die aus irgendeinem Grunde nicht an die Kondensation angeschlossen wird. Dann nimmt man den heißen Abdampf eben dieser Maschine zum vollständigen Vorwärmen des Speisewassers. Und da man hierzu nicht viel Dampf braucht — nach S. 11 gibt jedes Kilogramm ca. 570 WE ab —, wird man hiermit auch nach Erstellung der Kondensation noch eine ebenso gute oder nur wenig geringere Vorwärmung des Speisewassers erzielen als wie vorher, so daß die großen Summen, die wir in Tabelle V für besondere Nachwärmung des Speisewassers im Kessel berechnen und nachher vom Bruttonutzen in Abzug bringen, in Wirklichkeit ganz oder zum größten Teil wegfallen. Im Text oben lassen wir aber diesen günstigen praktischen Umstand außer acht und führen unsere Rechnung streng durch, als ob unsere sieben Maschinen nur auf sich selber angewiesen wären.

Übrigens sieht man aus den Zahlen der Tabelle V, welch großen Effekt gute Speisewasservorwärmung bewirkt; man tut daher gut, manchmal rein nur zu diesem Zwecke eine oder mehrere Maschinen vom Anschlusse an eine Zentralkondensation auszuschließen.

V. Geringere Vorwärmung des Speisewassers.

1. Kondensatordruck $p_0 =$	0,48	0,40	0,32	0,24	0,16	0,08	Atm. abs.
2. Wärmemenge $D' (100 - t') =$	17 350	21 200	25 100	30 300	35 800	47 000	WE p. Min.
3. Mehrkohlenbedarf $\frac{D' (100 - t')}{4500} =$	3,85	4,71	5,57	6,73	7,95	10,4	kg „ „
4. Mehrkohlenbedarf $35,4 \frac{D' (100 - t')}{4500} =$	137	167	197	238	281	368	Doppellader pro Jahr
5. Geldaufwand hierfür =	19200.-	23400.-	27600.-	33400.-	39400.-	51600.-	Mark p. Jahr

Somit braucht es für die mehr zuzuführende Wärmemenge der Zeile 2

$$\frac{D' (100 - t')}{4500} \text{ kg Kohlen pro Minute,}$$

welche Werte in Zeile 3 der Tabelle V angeschrieben sind ¹⁾.

Da die kondensierten Maschinen pro Tag im Mittel

$$\frac{19 + 21}{2} = 20 \text{ Stunden,}$$

und pro Jahr im Mittel

$$\frac{290 + 300}{2} = 295 \text{ Tage}$$

arbeiten, wird also jener Mehrkohlenverbrauch wegen geringerer Vorwärmung des Speisewassers

$$\begin{aligned} 60 \cdot 20 \cdot 295 \cdot \frac{D' (100 - t')}{4500} &= 354\,000 \frac{D' (100 - t')}{4500} \text{ kg pro Jahr} \\ &= 35,4 \frac{D' (100 - t')}{4500} \text{ Doppellader pro Jahr,} \end{aligned}$$

was die Zeile 4, Tabelle V, gibt.

Bei dem Preise von 140 M. pro Doppellader gibt das die in Zeile 5 berechnete Mehrausgabe für Kohlen

$$140 \cdot 35,4 \frac{D' (100 - t')}{4500} \text{ M. pro Jahr.}$$

¹⁾ Wenn die Dampfkessel vor Anbringung der Kondensation eine bestimmte Verdampfungsziffer aufweisen, so werden sie nach Erstellung der Kondensation, wo sie um 15–20 % weniger Dampf zu erzeugen haben, eine größere Verdampfung aufweisen, und wird zudem im Dampfe weniger Wasser mitgerissen, derselbe also trockener sein; aus beiden Gründen wird wiederum etwas an Kohle gespart; es ist ja bekannt, wie wohltätig eine Entlastung auf den Kesselbetrieb wirkt. Indem wir oben von diesem sich nicht wohl ziffernmäßig ausdrücken lassenden Umstand abgesehen haben, wird unsere Nutzenberechnung auch hier wieder zu ungünstig, also wiederum um so sicherer.

c) Amortisation des Anlagekapitals (bei $t_0 = 30^\circ$) und
Wartung der Kondensation.

Um die ungefähren Erstellungskosten der Kondensationsanlage kennen zu lernen, haben wir uns von einer solche Kondensations ausführenden Maschinenfabrik für vier verschiedene Größen (von zusammengehörenden Werten von W und v_0 aus Zeilen 13 und 14 der Tabelle III) die Totalpreise zusammenstellen lassen, die alles zur Anlage Gehörende enthalten, nämlich: Kondensatorkörper mit den Fallrohren und eisernem Gerüstturm dazu, eine Luft- und zwei Wasser-

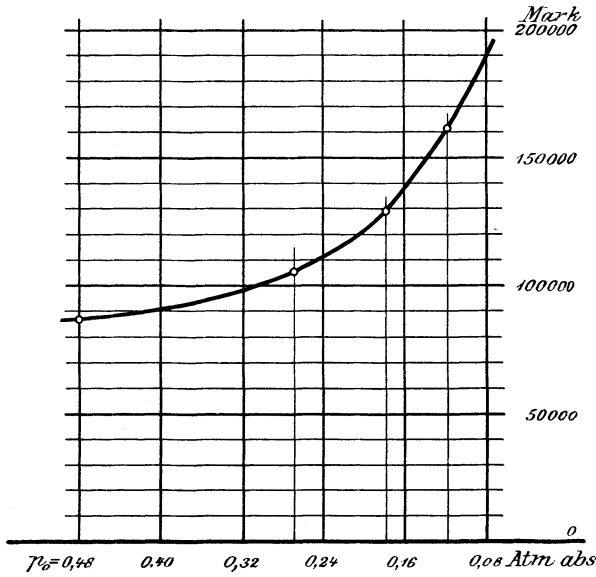


Fig. 45. Erstellungskosten.

pumpen, je eine Dampfmaschine zum Antrieb der erstern und der beiden letzteren, alles einschließlich Aufstellung; ferner eine komplette Wasserrückkühlanlage, die $\frac{W}{1000}$ cbm Wasser pro Minute (Zeile 13, Tabelle III) von t' (Zeile 4, Tabelle III) im Jahresmittel auf $t_0 = 30^\circ$ herunterkühlt; ebenso ist in den Preisen das vorausgesetzte Abdampfrohrnetz von 450 m Länge und auch 100 m Wasserrohrleitung von und zu der Kühlanlage, überhaupt alles, was zur vollständigen Kondensationsanlage gehört, inbegriffen. Nur der Preis bzw. der Zins für das für die Rückkühlanlage benötigte Grundstück, sowie ein etwa besonders benötigter Schuppen für Unterbringung der Pumpanlagen für die Kondensation ist darin nicht enthalten.

Diese vier Preise der vier verschiedenen Kondensationsgrößen haben wir als Ordinaten zu den Abszissen des Kondensatordruckes p_0 aufgetragen, den man mit jenen Kondensationsanlagen vermöge deren Größen von Luftpumpe (v_0) und Kühlwassermenge (W) nach

Tabelle III erhalten kann. Durch diese so erhaltenen vier Punkte haben wir eine verbindende Kurve gelegt, Fig. 45, welche nun annähernd das Anlagekapital einer Kondensationsanlage für jedes beliebige gewünschte Vakuum angibt. Aus dieser Preiskurve, Fig. 45, die selbstverständlich nur für die Anlage unseres Beispiels und bei den für dieses vorausgesetzten — ziemlich ungünstigen — Umständen gilt, ergeben sich die in folgender Tabelle VI Zeile 2 angeschriebenen Erstellungskosten K der verschiedenen Größen der Kondensationsanlage. Wenn danach ein Vakuum von z. B. $p_0 = 0,16$ Atm. abs. verlangt würde, würde die ganze Anlage etwa 137 000 M. kosten; begnügt man sich dagegen mit einem Vakuum von $p_0 = 0,40$ Atm. abs., so würde eine dieses Vakuum leistende Anlage schon für 91 000 M zu erstellen sein.

Soll nun die Anlage in n Jahren zurückbezahlt — amortisiert — sein, so ist vom Bruttogewinn, den dieselbe der Kohlenkassa einbringt, jährlich ein Betrag von

$$R_n = \frac{K \cdot p^n (p - 1)}{p^n - 1} \dots \dots \dots (131)$$

zu entnehmen und an die Kasse zurückzugeben, die s. Z. vorschußweise die Erstellung der Kondensation bezahlt hat. In obiger, der Zinseszins- und Rentenrechnung entnommenen Formel bedeutet p den „Zinsfaktor“, und ist $p = 1,05$, wenn wir einen Zinsfuß von 5 % annehmen. Soll dann die Anlage in z. B. $n = 8$ Jahren amortisiert sein, so ergibt obige Formel mit $p = 1,05$ und $n = 8$ die jährlichen Amortisationsquoten

$$R_8 = \frac{K}{6,45}$$

die in Zeile 3, Tabelle VI, angeschrieben sind.

Eine besondere Wartung braucht solche Kondensation nicht; die kann der nächste Maschinist oder Schmierer mit besorgen. Für dessen Mitwirkung, für Putz- und Schmiermaterial usw. setzen wir in Zeile 4, Tabelle VI, nochmals 10 % des Amortisationsbetrages an (wollte jemand hierfür lieber 20 % rechnen, so würden die Schlußresultate dadurch wenig beeinflusst).

VI. Amortisation und Unterhalt.

1. Kondensatordruck $p_0 =$	0,48	0,40	0,32	0,24	0,16	0,08	Atm.
2. Anlagekapital $K =$	88000.—	91000.—	98000.—	110000.—	137000.—	190000.—	Mark
3. Amortisationsquote $R_n = \frac{R}{6,45} =$	13600.—	14100.—	15200.—	17100.—	21200.—	29400.—	Mark p. Jahr
4. Schmierung usw. 0,1 R =	1360.—	1410.—	1520.—	1710.—	2120.—	2940.—	„
5. Amortisation und Unterhalt . . .	14960.—	15510.—	16720.—	18810.—	23320.—	32340.—	Mark p. Jahr

Durch Addition von 3 und 4 finden wir in Zeile 5, Tabelle VI, den jährlich für Verzinsung und Amortisation des Anlagekapitals sowie für Unterhalt auszugebenden Betrag.

Nachdem wir so sämtliche Abzüge am Bruttonutzen berechnet haben, können wir in Schlußtablelle VII schließlich den Nettotonutzen der Kondensation darstellen.

VII. Zusammenstellung der Resultate; Nettotonutzen.

1. Kondensatordruck $p_0 =$	0,48	0,40	0,32	0,24	0,16	0,08	Atm.
2. Anlagekapital . .	88000.—	91000.—	98000.—	110000.—	137000.—	190000.—	Mark
3. Bruttonutzen . .	74100.—	84900.—	103000.—	117200.—	133800.—	146100.—	Mark p. Jahr
4. ab: Eigenkraftver- brauch	14650.—	16250.—	17650.—	21200.—	27800.—	70500.—	Mark p. Jahr
5. „ Nachwärmung des Speise- wassers	19200.—	23400.—	27600.—	33400.—	38400.—	51600.—	„
6. „ Amortis. und Unterhalt . . .	14960.—	15510.—	16720.—	18810.—	23320.—	32340.—	„
7. „ Spesen 4, 5 und 6	48810.—	55160.—	61970.—	73410.—	90520.—	154440.—	Mark p. Jahr
8. Nettotonutzen 3—7 =	25290.—	29740.—	41030.—	43790.—	43280.—	—8340.—	Mark p. Jahr
9. Das Anlagekapital verzinst sich also zu	29	32	42	40	32	—	% pro Jahr

In Zeile 2 haben wir nochmals die Erstellungskosten der Kondensation angeschrieben, wenn sie im Kondensator das in Zeile 1 angegebene Vakuum erzeugen soll, und in Zeile 3 den früher berechneten Bruttonutzen dieser Anlagen; dann in Zeile 7 die summarischen Abzüge für Eigenkraftverbrauch, Wenigervorwärmung des Speisewassers und für Amortisation und Unterhalt. Damit finden wir endlich in Zeile 8 den Nettotonutzen der verschiedenen großen Anlagen. Durch Vergleich dieses Nettotonuzens mit dem jeweiligen Anlagekapital findet sich noch in Zeile 9 der Prozentsatz, zu dem das Anlagekapital sich über den landesüblichen Zinsfuß hinaus verzinst. — Im Schaubild Fig. 46 haben wir alle diese Werte (mit Ausnahme der letzteren) zu lebendiger Anschauung gebracht.

Bei dieser (Gegenstrom-, Misch-) Zentralkondensation mit Wasser-rückkühlung (im Mittel auf $t_0 = 30^\circ$) und unter den angegebenen Umständen liegt also das wirtschaftlich günstigste Vakuum, der höchst erreichbare absolute Jahresnutzen, bei einem Kondensatordruck von etwa $p_0 = 0,24$ Atm. (= 58 cm), also einem Vorderdampfdruck $p_1' = \frac{p_0}{8,0} = 0,30$ Atm. (= 53 cm).

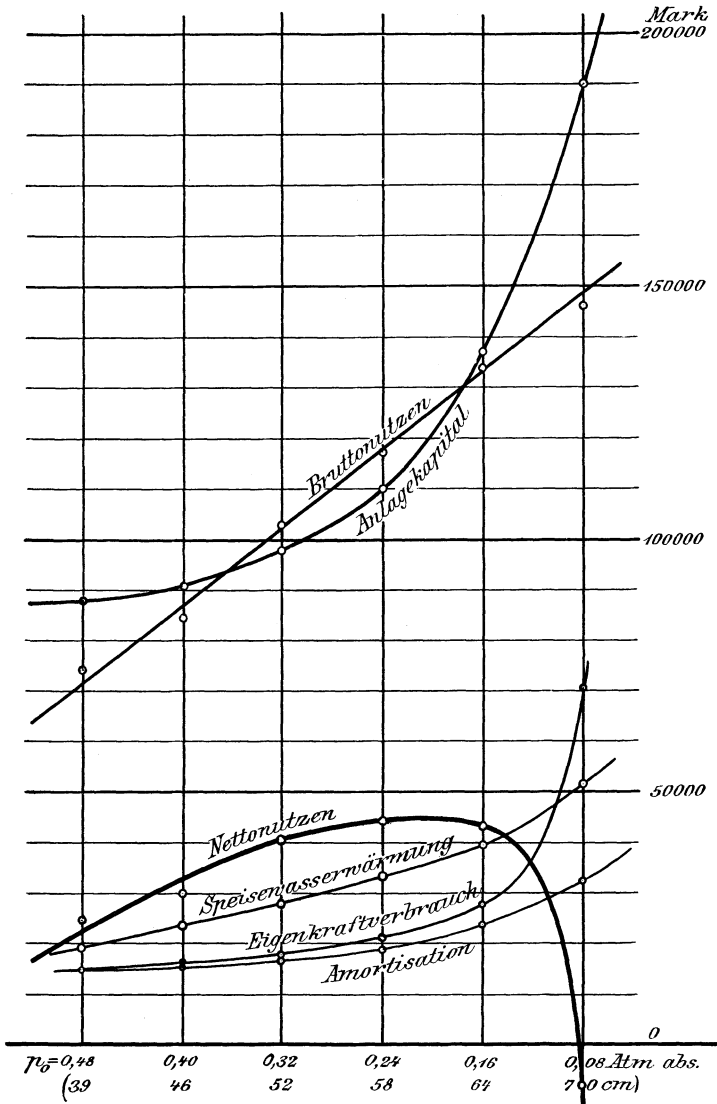


Fig. 46. Erstellungskosten, Brutto- und Nettonutzen einer Zentralkondensation mit Wasserrückkühlung und einem Abdampfrohrnetz von zusammen 450 m Länge, für sieben Maschinen von zusammen 5500 PSi.

Hätten wir natürliches Kühlwasser gehabt, so wäre der Bruttonutzen derselbe geblieben — dieser hängt, wie wir gesehen haben, nur von der Höhe des Vakuums, der Art der kondensierten Maschinen, deren Füllungsgrad, dem Dampfdruck usw. ab, nicht aber von der Art der Kondensation —; dagegen hätte sich das Anlagekapital um die Kühl-

anlage und die Heißwasserpumpe, und der Eigenkraftbedarf sich um den Betrieb der letzteren vermindert; ferner wäre das natürliche Kühlwasser kühler gewesen als das künstlich gekühlte; also hätte man auch weniger Wasser gebraucht, womit wieder Anlagekapital und Eigenkraftbedarf sich vermindert hätten. Dagegen wäre die Ausgabe für Nachwärmung des Speisewassers etwas größer geworden. Im Schaubild Fig. 46 hätte sich also der Abzug für Eigenkraftverbrauch bedeutend, derjenige für Amortisation etwas vermindert, wogegen der Abzug für Speisewasserwärmung sich wieder etwas vermehrt hätte. Der Nettounutzen wäre seiner absoluten Größe nach erhöht worden, sein Maximum aber wieder in der Nähe von $p_0 = 0,24$ Atm. geblieben.

Hätte man schließlich — wiederum im Falle natürlichen Kühlwassers — jede der sieben Maschinen mit einem Einzelkondensator (Naßluftpumpe und also Parallelstrom) versehen, so wären die Werte der Zeile 4, Tabelle VII „Eigenkraftverbrauch“ insofern kleiner geworden, als wegen der nun kurzen Abdampfleitungen viel weniger äußere Luft in den Kondensator eingedrungen wäre, die wieder hinausgeschafft werden muß; er wäre aber wieder größer geworden, weil Parallelstrom erheblich mehr Wasser gebraucht. Ungefähr wäre der Eigenkraftverbrauch derselbe geblieben wie im letzten Falle (Zentralkondensation mit natürlichem Kühlwasser). Der Abzug für Nachwärmung des Speisewassers wäre etwas größer geworden, da bei Parallelstrom die Temperatur t' des Mischwassers kleiner bleibt. Was die Anlagekosten betrifft, so ist es sicher, daß die sieben Einzelkondensatoren weniger gekostet hätten als eine Zentralkondensation (ohne Kühlwerk), wenn man nur die maschinelle Erstellung der Kondensatoren, d. h. der Naßluftpumpen selber ins Auge faßt. Rechnet man aber auch noch die Erstellung von sieben Brunnen hinzu oder ein Pumpwerk, das das Wasser von einem Zentralbrunnen aus den einzelnen Kondensatoren zuführt, weil dieselben es mit Sicherheit auf größere Entfernungen nicht ansaugen können; rechnet man ferner noch hinzu die Kanalisationen usw. für Abfuhr des warmen Wassers, so wird die Differenz in den Anlagekosten für sieben solche Einzelkondensatoren oder für eine Zentralkondensation nicht mehr sehr erheblich sein ¹⁾, die Amortisationskosten würden sich also bei Einzelkondensatoren nur unbedeutend vermindern. Eine genaue Nutzenberechnung — wie sie hier für eine Zentralkondensation durchgeführt wurde — würde auch bei Einzelkondensatoren

¹⁾ Der Vorteil von Zentralkondensationen gegenüber Einzelkondensatoren liegt nicht hauptsächlich darin, daß erstere — wenigstens bei großen Anlagen — billiger zu erstellen sind, sondern in der Betriebsicherheit, die sie gewähren. Man weiß ja, wie oft eine Maschine nur deswegen zum Stilleliegen kommt, weil an dem mit ihr gekuppelten Kondensator etwas in Unordnung gekommen ist. Bei einer Zentralkondensation, die ganz für sich besteht, kann man aber die Pumpen usw. in aller Freiheit — ohne gezwungene Rücksichtnahme auf andere Verhältnisse — so zweckmäßig anlegen, daß Störungen der Kondensation — wenn sie nur nach gutem Prinzip und richtig ausgeführt ist — nur selten eintreten. Dann werden auch die Hauptmaschinen viel einfacher, übersichtlicher und zugänglicher und damit eben betriebssicherer, wenn sie nicht durch einen angebauten Einzelkondensator beeengt werden. Ebenso wird deren Bedienung einfacher.

für diese sieben Maschinen das wirtschaftlich günstige Vakuum zwischen $p_0 = 0,24$ bis etwa höchstens $p_0 = 0,16$ Atm. (= 58 — 65 cm) liegend ergeben.

Die kondensierten Maschinen mögen welcher Art immer sein, auch die Kondensation mag welcher Art immer sein (Oberflächen- oder Mischkondensation, nach Parallel- oder Gegenstrom, Einzelkondensatoren oder Zentralkondensation), wenn man die Kondensation für eine Stufenleiter verschieden hoher Vakua durchrechnet und die Resultate wie in Fig. 46 aufzeichnet, so wird man immer ein dieser Figur ähnliches Bild erhalten:

Der Bruttonutzen wird eine nach rechts ansteigende Gerade geben. Das Anlagekapital gibt eine nach unten konvexe Kurve, die mit steigendem Vakuum stark ansteigt; also bildet auch die Linie für den jährlichen Amortisationsbetrag eine nach rechts ansteigende, nach unten konvexe Kurve. Ebenso die Linien für Eigenkraftbedarf und für Speisewassernachwärmung. Also bildet die Summe der Abzüge vom Bruttonutzen eine nach unten konvexe, rechts steil ansteigende Kurve; also muß die Kurve des Nettoutzens eine nach oben konvexe sein und immer ein Maximum aufweisen. Die Abszisse dieses Maximums, d. h. das wirtschaftlich günstige Vakuum, wird nicht stark variieren, und würde eine umständliche Untersuchung aller Fälle vermutlich das Resultat ergeben, daß das günstigste Vakuum immer und für alle Fälle etwa innerhalb der Grenzen $p_0 = 0,25$ bis $p_0 = 0,15$ Atm. (oder zwischen 57 bis 65 cm Vakuummeteranzeige) liegt.

Zurückkommend auf die Weiterführung unseres speziellen Falles stehen wir nun vor der Frage: welche der berechneten Kondensationsgrößen sollen wir zur Ausführung wählen?

Aus der letzten Zeile unserer Haupttabelle VII sehen wir, daß jede der berechneten Kondensationsgrößen — mit Ausnahme der letzten für $p_0 = 0,08$ Atm. — eine gute Kapitalanlage ergibt. Vom rein kaufmännischen Standpunkt aus würden wir ein Vakuum von $p_0 = 0,32$ (Vorderdampfdruck $p_1' = 0,40$ Atm. abs.) wählen, das wir mit einer Kondensation erhalten würden, die — Zeilen 13 und 14 der Tabelle III — eine Kühlwassermenge von $W = 12$ cbm und eine Luftpumpenleistung von $v_0 = 20,5$ cbm pro Minute erfordern

— Das Vakuum ist immer schon vor Anlassen der Maschine vorhanden, was sehr wertvoll bei Maschinen mit intermittierendem Betriebe, wie Konvertergebläsen, Walzenzugmaschinen, Fördermaschinen usw., deren leichtes Anlaufen, auch unter Belastung, dadurch gesichert ist. — Gibt eine Reihe von Maschinen mit wechselndem Dampfverbrauch ihren Abdampf in einen (Zentral-) Kondensator, so werden die Schwankungen in der zu kondensierenden Dampfmenge geringer. — Errichtet man für eine Reihe von Maschinen — wie man dies bei elektrischen Zentralen tut — zwei Kondensationen, so hat man eine einfache und sichere Reserve, während man zu diesem Zwecke kaum jede Maschine mit zwei Einzelkondensatoren versehen würde usw. usw.

würde; diese Kondensationsgröße würde nach Tabelle VII ein Anlagekapital von 98 000 M. erheischen, das sich — über die üblichen 5 % hinaus — mit jährlich 42 % verzinsen würde. Dieser Kondensationsgröße könnten wir auch vom technischen Standpunkt aus beistimmen, wenn der Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen völlig konstant wäre (und wenn man auch sicher wüßte, daß später nie der Fall eintreten könnte, daß man etwa noch eine weitere Maschine an die erstellte Kondensation anschließen möchte). Nun ist aber voraussetzungsgemäß der Dampfverbrauch nicht konstant, sondern bei der Maschinengruppe A kann er von dem normalen $D = 566$ kg pro Minute zeitweise auf ein Maximum von $D_{max.} = 784$ kg und bei der Maschinengruppe B vom normalen $D = 465$ auf $D_{max.} = 680$ kg steigen. Trifft es sich nun zufällig, daß im gleichen Augenblicke sämtliche sieben kondensierte Maschinen ihre Maximalbeanspruchung erleiden, so kann — wenn auch nur für kurze Zeit — der Dampfverbrauch — ohne Kondensation — auf

$$D_{max.} = 784 + 680 = 1464 \text{ kg}$$

pro Minute ansteigen, und auch diese Dampfmenge muß noch kondensiert werden, und zwar auch noch im Sommer, wenn das auf dem Kühlwerk gekühlte Wasser am wärmsten ist; d. h. es ist die Forderung zu stellen:

Die Temperatur t' des ablaufenden heißen Wassers muß auch bei dem Maximaldampfverbrauch $D_{max.}$ und der Sommertemperatur $t_{0,max.}$ des gekühlten Wassers noch unter 100° bleiben.

Dies nicht deswegen, weil sonst ein Fallenlassen des Wassers eintreten würde; das geschieht bei der hier vorausgesetzten Kondensation nach Fig. 14 nie, weil ihr das Wasser zwangsweise zugepumpt wird. Hingegen tritt ein anderer Umstand ein, wenn der Dampf in solcher Kondensation nicht mehr vollständig kondensiert, sei es nun, daß zu wenig Wasser oder zu viel Dampf kommt; es treten im Fallrohr heftige Schläge auf, indem in einem Augenblick, in dem vielleicht wieder etwas weniger Dampf kommt, wieder vollständige Kondensation stattfindet, und das Wasser im Fallrohr vom dampfförmigen, also elastischen Zustand, in flüssigen, also unelastischen übergeht, und umgekehrt. (Kommt gar kein Wasser oben in den Kondensator, so geht der Dampf ohne irgendeine Störung unten zum Fallrohr hinaus.)

Würden wir nun die Kondensation mit nur $\frac{W}{1000} = 12$ cbm pro Minute wählen, so hätten wir (indem wir der Sicherheit halber von vornherein annehmen, der Nutzen der Kondensation sei = 0, d. h. der ursprüngliche Dampfverbrauch würde bei ungünstigen Umständen durch die Kondensation nicht vermindert) das Kühlwasserverhältnis

$$n_{min.} = \frac{W}{D_{max.}} = \frac{12000}{1464} = 8,2.$$

Damit käme nach Gl. (6) die Temperatur des ablaufenden heißen Wassers

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{8,2} + t_0 = 70^\circ + t_0.$$

Würde die Sommertemperatur des gekühlten Wassers auch nur auf $t_0 = 40^\circ$ steigen, so würde

$$t' = 110^\circ$$

es fände also keine Kondensation mehr statt, d. h. die gewählte Kondensationsgröße mit $\frac{W}{1000} = 12$ cbm Wasser ist für die Zeiten des Maximaldampfverbrauches zu klein.

Wir wählen daher aus unserer Tabelle VII eine größere Kondensation, und zwar die Nummer, die ein Vakuum von

$$p_0 = 0,16 \text{ Atm. (oder } p_1' = \frac{0,16}{0,8} = 0,20 \text{ Atm.)}$$

gibt, wozu nach Tabelle III Zeilen 13 und 14 ein Kühlwasserquantum von $\frac{W}{1000} = 17,9 = \sim 18$ cbm und eine Luftpumpenleistung von $v_0 = 54,2$ cbm erforderlich sind.

Hiermit wird das Kühlwasserverhältnis

$$n_{min.} = \frac{W}{D_{max.}} = \frac{18000}{1464} = 12,3$$

also

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = 46 + t_0.$$

Würde die Sommertemperatur des gekühlten Wassers auf $t_0 = 40^\circ$ oder selbst auf $t_0 = 50^\circ$ steigen, so würde $t' = 86^\circ$ bzw. 96° , also im ungünstigsten Falle immer noch unter 100° bleiben, so daß diese Kondensationsgröße (minutliche Kühlwassermenge $\frac{W}{1000} = 18$ cbm und minutliche Luftpumpenansaugeleistung $v_0 = \sim 54$ cbm) mit Sicherheit ausreicht ¹⁾.

Damit erhalten wir nach Tabelle III bei normalem Dampfverbrauch, und wenn sich das Wasser auf dem Kühlwerk im Jahresmittel auf $t_0 = 30^\circ$ abkühlt, ein Vakuum von $p_0 = 0,16$ Atm. (= 64 cm), und kostet die ganze Kondensationsanlage inkl. allem, was dazu gehört,

¹⁾ Sie wird umso mehr mit Sicherheit ausreichen, als den Temperaturen $t' = 86^\circ$ bzw. 96° nach der Dampftabelle I hinten schon Vakuen von 0,592 bzw. 0,865 Atm. abs. entsprechen, bei denen sich schon ein Nutzen der Kondensation geltend macht, wodurch der ursprüngliche Maximaldampfverbrauch schon etwas vermindert, also $n_{min.}$ größer und damit t' kleiner wird. Man könnte diesen Verhältnissen rechnerisch nachgeben. Es empfiehlt sich aber, einfach zu prüfen, ob das gewählte Kühlwasserquantum ausreicht für den ursprünglichen Maximaldampfverbrauch; wenn ja, so ist es dann umso mehr ausreichend für den durch Kondensation reduzierten Maximaldampfverbrauch.

laut Tabelle VII $\sim 134\,000$ M. und bringt einen Jahresnutzen von $\sim 43\,000$ M, so daß sich also das Anlagekapital zu 32 % verzinst.

Hätte man sich in der Wirkung des Wasserkühlwerkes — des einzigen a priori nicht sicher bestimmbareren Faktors — verrechnet, würde selbes das Wasser im Jahresmittel nicht auf $t_0 = 30^\circ$, sondern nur auf $t_0 = 40^\circ$ kühlen, so würde man nach Tabelle III, Zeile 16 mit $\frac{W}{1000} = 18$ cbm ein Vakuum von etwa $p_0 = 0,28$ Atm. erhalten, wofür das Schaubild Fig. 46 einen jährlichen Bruttonutzen von 110 000 M zeigt. Die Totalabzüge, die vom Bruttonutzen bei unserer Kondensation zu machen sind, betragen laut Zeile 7, Tabelle VII $\sim 90\,000$ M., so daß sich dann immer noch ein Jahresnutzen von 20 000 M ergeben würde, oder das Anlagekapital der Kondensation (134 000 M.) sich immer noch mit 15 % über den landesüblichen Zins hinaus verzinste. In solchem Falle — nämlich wenn die a priori nicht genau bestimmbarere Wirkung der Kühlanlage hinter der gewünschten zurückgeblieben ist — wird man sich übrigens keineswegs mit dem kleiner gewordenen Nutzen begnügen, sondern man wird die Kühlanlage entsprechend erweitern (also ein Stück anbauen, wenn sie aus einem Gradierwerk, mehr Streudüsen anfügen, wenn sie aus einem Bassin mit Körtingschen Streudüsen besteht usw.), und ist bei Errichtung jeder Kühlanlage von vornherein die Möglichkeit solcher späteren Erweiterung vorzusehen.

G. Abdampfleitung.

Das im Kondensator erzeugte Vakuum möglichst unverkürzt bis an die Maschinen heranzuleiten, ist Aufgabe der weit genug zu wählenden Abdampfleitung; und es von dort wiederum möglichst unverkürzt in die Dampfzylinder hineinzubringen, Aufgabe einer richtig anzuordnenden Steuerung.

Damit der Dampf sich von den Maschinen nach dem Kondensator zu bewege, muß der Druck am Anfang der Abdampfleitung, also eben bei den Maschinen, größer sein als am Ende dieser Leitung bei der Einmündung in den Kondensator, d. h. es muß ein gewisser Druckunterschied, ein Spannungsverlust, oder ein Verlust an Vakuum stattfinden. Der ganze Spannungsverlust zerfällt in zwei Teile: a) zur Erzeugung der Dampfgeschwindigkeit in der Abdampfleitung, b) zur Überwindung der Widerstände in jenem Rohre.

Zur Erzeugung einer Dampfgeschwindigkeit v (Meter pro Sekunde) braucht es einen Druckunterschied gleich am Anfang der Leitung von

$$Z_1 = \gamma \cdot \frac{v^2}{2g} \text{ in kg/qm} = \frac{\gamma}{10^4} \cdot \frac{v^2}{2g} \text{ in kg/qcm} \dots (132)$$

(siehe z. B. Grashof, Theoret. Masch.-Lehre, Bd. I, S. 552, Gl. 7), wobei γ = Gewicht eines Kubikmeters Dampfes von der betr. Spannung ist und aus der Dampftabelle I hinten entnommen werden kann. Die Spannung solchen Abdampfes pflegt selten 0,25 Atm. zu übersteigen, wofür $\gamma = 0,16$ kg/cbm beträgt; ferner pflegt — wie wir noch sehen werden — die Geschwindigkeit solchen Abdampfes in den Rohren um $v = 100$ m herum zu liegen; mit diesen Zahlen erhält man aus Gl. (132) einen durchschnittlichen Wert des Spannungsverlustes zur Erzeugung der Abdampfgeschwindigkeit: $Z_1 = \frac{0,16}{10^4} \cdot \frac{100^2}{2 \cdot 9,81} = 0,00815$ Atm. = $76 \cdot 0,00815 = 0,62$ cm Quecksilber. Nach den Übersichtsformeln (123) bzw. (124) S. 143 ergibt eine solche Vakuumverschlechterung von 0,62 cm einen Mehrdampfverbrauch:

bei Einzylindermaschinen und einem Dampfdruck von z. B. $p = 7$ Atm.

$$d\eta = Z_1 \cdot \frac{0,017}{p} = 0,62 \cdot \frac{0,017}{7} = 0,0015 = 0,15\%$$

und bei Mehrfachexpansionsmaschinen und einem Dampfdruck von z. B. $p = 11$ Atm.

$$d\eta = Z_1 \cdot \frac{0,035}{p} = 0,62 \cdot \frac{0,035}{11} = 0,002 = 0,20\%$$

Das ist so verschwindend wenig, daß wir von dem Spannungsverlust zur Erzeugung der Abdampfgeschwindigkeit vollständig absehen.

Was die Widerstände des bewegten Abdampfes in der Rohrleitung betrifft, so liegt bei längeren Leitungen, wenn diese frei sind von unzuweckmäßigen scharfen Krümmungen, von Verengungen u. dgl., der Hauptwiderstand, der einen Spannungsabfall bewirkt, in der Reibung, und können in diesem die übrigen kleinern Widerstände eingerechnet gedacht werden. Wie bei Wasser, Luft und Gasen kann man auch bei Wasserdampf für den Reibungswiderstand die Formel oder das Gesetz

$$Z = a \cdot \gamma \cdot \frac{l}{d} \cdot v^2 \dots \dots \dots (133)$$

zugrunde legen, wobei a eine Beobachtungskonstante, l die Länge und d die Weite der Leitung in Metern, v die Dampfgeschwindigkeit in m/Sek. und γ wieder das Gewicht von 1 cbm Abdampf von der betr. mittleren Spannung ist.

Für Dampfzuleitungen, also dichten Dampf, für mäßige Dampfgeschwindigkeiten von etwa $v = 20$ m und für engere Rohre (etwa 140 mm Weite) haben die Professoren Fischer und Gutermuth den Koeffizienten a bestimmt zu

$$a = \frac{15}{10^4} \text{ bzw. } = \frac{15}{10^8} \dots \dots \dots (134)$$

je nachdem man Z in kg/qm oder in kg/qcm, also in Atmosphären erhalten will.

Für Abdampfleitungen, also dünnen Dampf, mit großen Geschwindigkeiten ($v = 80$ — 160 m) und weiten Rohren (bis 1,5— 2 m) ist der Koeffizient a aber noch nicht bestimmt worden, und ist es bis dahin noch ganz unsicher, ob der Fischer-Gutermuthsche Wert dieses Koeffizienten auch für solche Abdampfleitungen gilt. (Einige spärliche Beobachtungen, die aber nicht derart angestellt wurden, daß daraus der Koeffizient a hätte berechnet werden können, lassen vermuten, daß dieser Koeffizient für dünnen Abdampf größer sei.)

Hätte man diesen Koeffizienten für Abdampf, so hätte man zur Bestimmung des Rohrdurchmessers einer Abdampfleitung (ganz wie zu der einer Dampfzuleitung) für ein gegebenes Dampfgewicht und gegebenen Kondensatordruck zuerst das Dampfvolumen pro Sekunde auszurechnen, dann irgend einen Durchmesser d der Leitung anzunehmen, für diesen Durchmesser die Geschwindigkeit v zu berechnen, alle diese Werte von v , l , d und γ in Gl. (133) einzusetzen, um zu sehen, ob der dabei eintretende Spannungsverlust Z innerhalb zulässiger Grenzen bliebe. Wäre das nicht der Fall, so müßte ein größerer Durchmesser angenommen werden, um ein kleineres v und damit auch ein kleineres Z zu erhalten. Durch solch mühsame sukzessive Näherungsrechnungen — die von Rohrstrang zu Rohrstrang, von Abzweigung zu Abzweigung wiederholt werden müßten — würde man schließlich die

Weiten sämtlicher Abdampfrohren so erhalten, daß der Gesamtspannungsverlust zwischen Maschinen und Kondensator ein gewisses Maß (z. B. $Z = 0,07 \text{ Atm.} = \sim 5 \text{ cm Hg}$) nicht übersteige.

Da man jenen Koeffizienten a für dünnen Abdampf aber noch nicht kennt, bleibt uns zurzeit nichts anderes übrig, als zur Bestimmung der Abdampfrohrenweiten eine empirische Näherungsformel abzuleiten, deren Bau den Regeln der Hydraulik möglichst folgt, und deren Koeffizienten so gewählt werden, daß die Resultate der Formel mit guten, bewährten Ausführungen übereinstimmen. Eine solche Näherungsformel erhalten wir auf folgende Weise:

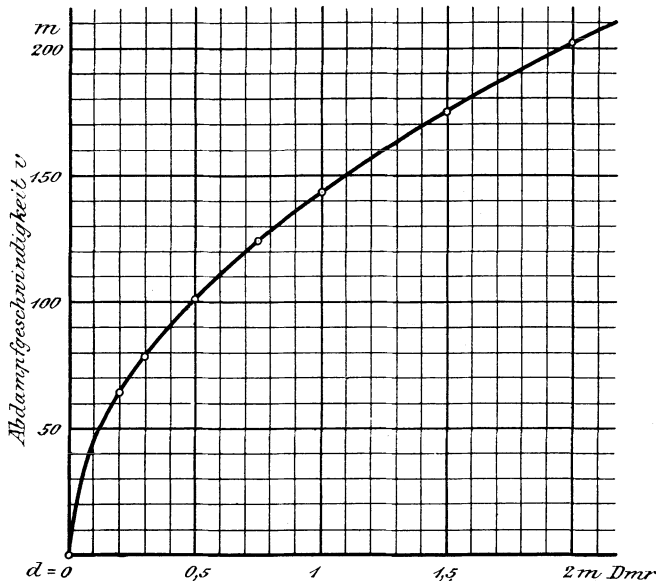


Fig. 47. Zulässige Dampfgeschwindigkeit v in kurzen Abdampfleitungen ($l=0$).

Wenn man aus Erfahrung weiß, daß man bei einer gewissen Abdampfmenge, einer gewissen mittleren Abdampfspannung, einer gewissen Abdampfrohlänge l , einem gewissen Rohrdurchmesser d_1 und also auch einer gewissen Dampfgeschwindigkeit v_1 einen gewissen kleinen, unschädlichen Druckverlust Z_1 erlitten hat, und diese Größen in Gl. (133) einsetzt, so kommt

$$Z_1 = a \cdot \gamma \cdot \frac{l}{d_1} \cdot v_1^2$$

Will man nun bei ungefähr der gleichen mittleren Dampfspannung für eine andere Dampfmenge, also bei anderem d und v , aber bei gleicher Rohrlänge l , den gleichen Druckverlust Z_1 zulassen, so hat man nur den Wert von Z aus Gl. (133) gleich dem obigen Z_1 zu setzen und erhält so

$$\gamma \cdot \frac{l}{d} \cdot v^2 = \gamma \cdot \frac{l}{d_1} \cdot v_1^2$$

woraus

$$v = \frac{v_1}{\sqrt[3]{d_1}} \cdot \sqrt[3]{d} \dots \dots \dots (135)$$

Nun weiß man, daß bei solchen Abdampfleitungen von etwa $d_1 = 0,40$ m Weite und bei kurzer Länge von l , etwa 10—20—30 m, wie sie bei Verdampfapparaten von Zuckerfabriken vorkommen, die Dampfgeschwindigkeit v_1 etwa 90 m betragen darf, ohne daß ein merklicher Druckverlust sich zeigt. Setzt man diese Werte von v_1 und d_1 in Gl. (135) ein, so erhält man die zulässigen Geschwindigkeiten v für bestimmte Rohrweiten d aus

$$v = \frac{90}{\sqrt[3]{0,4}} \cdot \sqrt[3]{d} = 143 \cdot \sqrt[3]{d} \dots \dots \dots (136)$$

wonach

für	$d = 0,2$	$0,3$	$0,5$	$0,75$	1	$1,5$	2 m
	$v = 64$	78	101	124	143	175	202 m

werden darf, aber nur bei kurzer Rohrleitung. Diese Werte sind in graphischer Tabelle Fig. 47 aufgetragen.

Bezeichnet man mit Δ das Volumen von 1 kg Abdampf von der mittleren Spannung im Abdampfrohrnetz, wobei Δ aus Dampftabelle I hinten zu entnehmen ist, so ist das pro Sekunde durch ein Abdampfrohr strömende Dampfvolumen

$$v \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} = \frac{\Delta \cdot D'}{60}$$

indem wir mit D' die minutliche Abdampfmenge bezeichnet haben. Hieraus wird

$$d^2 = \frac{4 \cdot \Delta \cdot D'}{\pi \cdot 60 \cdot v} = \frac{\Delta \cdot D'}{47,1 \cdot v}$$

und weil, als reziproke Werte, $\Delta = \frac{1}{\gamma}$ ist, so wird auch

$$d^2 = \frac{D'}{47,1 \cdot \gamma \cdot v} \dots \dots \dots (137)$$

und hierin den Wert für v aus Gl. (136) eingesetzt

$$d^2 = \frac{D'}{47,1 \cdot 143 \cdot \gamma \cdot \sqrt[3]{d}} = \frac{D'}{6720 \cdot \gamma \cdot \sqrt[3]{d}}$$

oder

$$d^{5/2} = \frac{D'}{6720 \cdot \gamma}$$

Im letzten Kapitel haben wir gesehen, daß die Spannung des Abdampfes, der Kondensatordruck, immer innerhalb der Grenzen 0,25—0,15 Atm. liegt (bzw. daß es keinen Wert hat, noch unter diesen

Druck herunterzugehen), so daß laut Dampftabelle das spezifische Gewicht des Abdampfes zwischen 0,10 und 0,16 liegt, also im Mittel $\gamma_{mittel} = 0,13$ gesetzt werden kann. Damit kommt für solchen Abdampf

$$d^{5/2} = \frac{D'}{6720 \cdot 0,13} = \frac{D'}{873} \quad 1)$$

oder

$$d = \frac{(D')^{0,4}}{15} \dots \dots \dots (138)$$

Diese Formel gibt

für $D' =$	0	10	50	100	200	500	1000	2000 kg p. M.
$d =$	0	0,17	0,32	0,42	0,555	0,80	1,05	1,39 m

und sind diese Werte in umstehender graphischer Tabelle Fig. 48 aufgetragen, und gelten selbe für kurze Leitungen 2).

1) Setzt man aus der allgemein gültigen Gl. (133) den Wert von

$$v = \sqrt{\frac{Z \cdot d}{a \cdot \gamma \cdot l}}$$

in die ebenfalls allgemein gültige Gl. (137) ein, so kommt

$$d^2 = \frac{D' \sqrt{a \cdot \gamma \cdot l}}{47,1 \cdot \gamma \cdot \sqrt{Z \cdot d}} = b \cdot \frac{D' \sqrt{l}}{\sqrt{Z \cdot \gamma \cdot d}}$$

wenn man die Konstante $\frac{\sqrt{a}}{47,1}$ = einer neuen Konstanten b setzt. Daraus erhält man die weitere allgemein gültige Gleichung

$$d^{5/2} = b \cdot D' \left(\frac{l}{Z \cdot \gamma}\right)^{1/2} \text{ oder } d = (b)^{0,4} \cdot (D')^{0,4} \cdot \sqrt[5]{\frac{l}{Z \cdot \gamma}} \dots (137a)$$

Also ist der Rohrdurchmesser der 5. Wurzel aus der Länge l und dem reziproken Werte der Dampfdichte γ proportional; also bewirken relativ große Änderungen von l und γ nur relativ kleine Änderungen von d ; also ist es ganz gerechtfertigt, wenn wir für γ , das sich ja sowieso nur in engen Grenzen ändert, oben einen Mittelwert annehmen.

Ist d der Rohrdurchmesser, um ein gewisses Dampfgewicht D' bei einer Dampfdichte γ durch die Leitung von l m Länge bei einem Druckverlust von Z Atm. zu schicken, so findet sich der Rohrdurchmesser d_1 , um das gleiche Dampfgewicht, aber bei anderer Dampfdichte γ_1 durch die gleich lange Rohrleitung und bei gleichem Druckverlust Z zu schicken, aus

$$\frac{d_1}{d} = \sqrt[5]{\frac{\gamma}{\gamma_1}}$$

Wäre also $\gamma = 0,13$ und $\gamma_1 = 0,10$ (so daß γ dem Mittelwert im Text oben und γ_1 dem einen Grenzwert von γ entspräche), so käme:

$$d_1 = \sqrt[5]{\frac{0,13}{0,10}} \cdot d = \sqrt[5]{1,3} \cdot d = 1,05 d.$$

Den Fehler, den wir in der Näherungsformel für den Rohrdurchmesser d dadurch begehen, daß wir für die Dichte des Abdampfes nicht ihren wirklichen veränderlichen Wert, sondern nur einen Mittelwert einsetzen, beträgt also im ungünstigsten Falle nur 5 % der Rohrweite d .

2) Nach dieser graphischen Tabelle Fig. 48 sollte auch die Weite der Abdampfstutzen sämtlicher Dampfzylinder, die ihren Dampf in einen

Für die Lichtweiten langer Leitungen, die wir mit d_l bezeichnen wollen, versehen wir die rechte Seite der Gl. (138) mit einem Faktor $(1 + m \cdot l)$, so daß

$$d_l = (1 + m l) \frac{(D')^{0,4}}{15} = (1 + m l) \cdot d \dots (139)$$

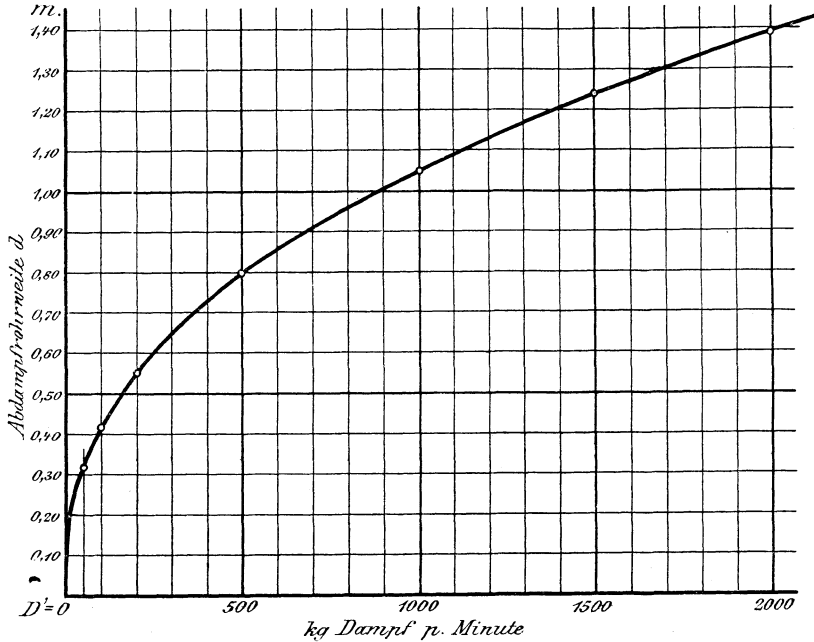


Fig. 48. Weite der Abdampfleitungen für ($l = 0$).

und bestimmen die Konstante m aus den Verhältnissen einiger guter Ausführungen:

Bei einer Leitungslänge von	$l =$	126	184	230 m
und einer minutlichen Dampfmenge von	$D' =$	767	733	1600 kg
betrug die ausgeführte Rohrweite	$d_l =$	1,10	1,25	1,70 m

Kondensator abgeben, bemessen werden. Häufig findet man sie mit viel geringerem Durchmesser ausgeführt, indem man sie in irgend ein Verhältnis zu dem „Hubvolumen“ gesetzt hat; das ist aber grundsätzlich nicht richtig: Abdampfstutzen, jedenfalls aber Abdampfleitung, sollen sich nach dem durchgehenden Dampf volumen richten, so daß die mittlere Dampfgeschwindigkeit nicht zu groß wird. Freilich wird diese Geschwindigkeit in den engen Dampfkanälen im Zylinder noch viel größer. Diese Kanäle sind aber kurz, und der Weg, den der Dampf aus dem Zylinder bis in die Mündung des Abdampfstutzens zurückzulegen hat, beträgt selbst bei der allergrößten Maschine kaum 1,50 m. Auf solch kurzem Wege läßt sich der abgehende Dampf schon eine gewisse Einschnürung gefallen, ohne zu starke Drosselung zu erleiden; anders ist es aber bei längeren Abdampfleitungen, ja selbst schon bei der doch kurzen Leitung zu angekuppelten Einzelkondensatoren.

während die nach Gl. (138) für „kurze“ Leitungen berechnete oder aus Fig. 48 einfach abgelesene Rohrweite betragen hätte

$$d = \left| \begin{array}{c|c|c} 0,94 & 0,92 & 1,27 \text{ m} \end{array} \right.$$

Setzt man diese Werte von d_l , l und d in Formel (139) ein, so findet man die Konstante

$$m = \left| \begin{array}{c|c|c} 0,0014 & 0,0020 & 0,0015; \end{array} \right.$$

also im Mittel

$$m = \frac{0,0049}{3} = \approx \frac{1}{600}.$$

Wählt man somit die Lichtweite einer Abdampfleitung von der Länge l nach der Formel

$$d_l = \left(1 + \frac{l}{600} \right) \cdot d \quad \dots \quad (140)$$

wobei d nach Formel (138) zu berechnen, oder einfacher aus der graphischen Tabelle Fig. 48 abzulesen ist, so findet sich diese Rohrweite in Übereinstimmung mit bewährten Ausführungen, und wird man zwischen Kondensator und kondensierten Maschinen nur wenige Zentimeter Vakuumverlust haben.

Dabei ist unter l , sofern es sich um eine Zentral-kondensation handelt, nicht nur die Länge des gerade betrachteten Zweigstranges verstanden, sondern für jeden Rohrstrang die Länge des Weges, den der Dampf von der entferntesten Maschine, die noch an den betreffenden Rohrstrang angeschlossen ist, bis zum Kondensator zurückzulegen hat. So ist für Berechnung des Sammelrohrstranges $C D$ Fig. 49 die Länge

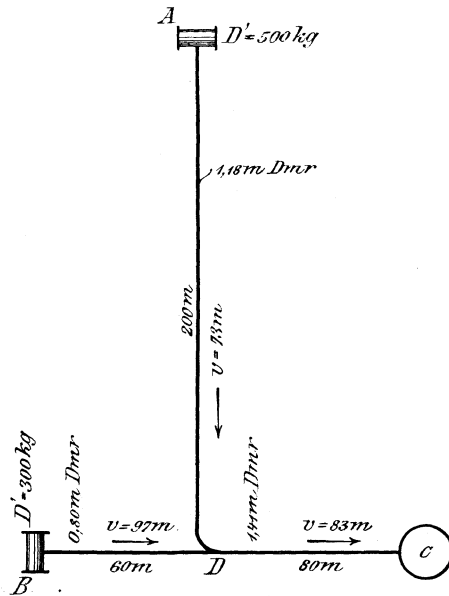


Fig. 49. Abdampfleitung von den Maschinen A und B nach dem Kondensator C.

$$l = CD + DA = 280 \text{ m,}$$

ebenso für die Berechnung des Zweigrohres AD die Länge $l = AD + DC = 280 \text{ m}$, dagegen für die Berechnung des Zweigrohres BD die Länge $l = BD + DC = 140 \text{ m}$ in Formel (140) einzusetzen. Damit wird die Erweiterung der Rohre in allen Rohrsträngen eines Abdampfrohrnetzes ungefähr proportional der absoluten Länge des Dampfweges,

den jedes Dampfteilchen von seiner betreffenden Maschine bis zum Kondensator zurückzulegen hat.

Beispiel.

Die Maschine *A* Fig. 49 sende durch das Zweigrohr *AD* von 200 m Länge und durch das Sammelrohr *DC* von 80 m Länge pro Minute $D' = 500$ kg Dampf zum Kondensator *C*, und die Maschine *B* durch das 60 m lange Zweigrohr *BD* und das gleiche Sammelrohr pro Minute $D' = 300$ kg Dampf; welche Weite erhalten die drei Rohrstränge?

Sammelrohr *CD*:

Pro Minute durchgehender Abdampf $D' = 500 + 300 = 800$ kg; damit würde nach graphischer Tabelle Fig. 48, wenn die Leitung kurz wäre, die Rohrweite $d = 0,96$ m. Der weiteste Weg, den dieses Rohr passierender Dampf zurückzulegen hat, ist aber $l = AD + DC = 200 + 80 = 280$ m. Also ist nach Gl. (140) dem Rohr eine Lichtweite zu geben von

$$d_l = \left(1 + \frac{280}{600}\right) \cdot 0,96 = 1,47 \cdot 0,96 = 1,41 \text{ m.}$$

Zweigrohr *AD*:

$$D' = 500 \text{ kg also nach Fig. 48 } d = 0,80 \text{ m}$$

$$l = 200 + 80 = 280 \text{ m}$$

also
$$d_l = \left(1 + \frac{280}{600}\right) \cdot 0,80 = 1,47 \cdot 0,80 = 1,18 \text{ m.}$$

Zweigrohr *BD*:

$$D' = 300 \text{ kg, also nach Fig. 48 } d = 0,65 \text{ m}$$

$$l = 60 + 80 = 140 \text{ m}$$

also
$$d_l = \left(1 + \frac{140}{600}\right) \cdot 0,65 = 1,23 \cdot 0,65 = 0,80 \text{ m.}$$

Sei nun der Kondensatordruck z. B. $p_0 = 0,15$ Atm., also das spezifische Volumen $\Delta = 9,65$ cbm/kg, so ist das Dampfvolument Q pro'' durch die drei Rohrstränge:

	<i>CD</i>	<i>DA</i>	<i>DB</i>
$Q = \frac{\Delta D'}{60}$	= 129	80,5	48,5 cbm

also bei der Querschnittfläche $F = \frac{\pi d_l^2}{4}$

= 1,56	1,10	0,50 qm
--------	------	---------

die Geschwindigkeit $v = \frac{Q}{F}$

= 83	73	97 m
------	----	------

Diese Geschwindigkeiten v sind zur Übersicht auch in Fig. 49 eingeschrieben.

Endlich haben wir noch an Hand der Gl. (133) mit dem Gutmuthschen Koeffizienten $\alpha = \frac{15}{10^8}$ und der für $p_0 = 0,15$ Atm. bestehenden Dampfdichte $\gamma = 0,10$ kg/cbm den Spannungsverlust

$$Z = \alpha \cdot \gamma \cdot \frac{l}{d_l} \cdot v^2 = \frac{15}{10^8} \cdot 0,10 \cdot \frac{l}{d} \cdot v^2 = \frac{15}{10^8} \cdot \frac{l}{d_l} \cdot v^2 \text{ Atm.}$$

für die drei einzelnen Rohrstrecken ausgerechnet (wobei hier nun für l nur die Länge eines jeden einzelnen Rohrstranges für sich einzusetzen ist) und so gefunden:

Spannungsverlust in der Rohrstrecke CD : $Z = 0,006$ Atm. = $0,5$ cm Hg.

„ „ „ „ DA : $Z = 0,0135$ „ = $1,0$ „ „

„ „ „ „ DB : $Z = 0,0106$ „ = $0,8$ „ „

Also Vakuumverlust der Maschine A bis Kondensator $Z = 0,5 + 1 = 1,5$ cm

„ „ „ „ B „ „ $Z = 0,5 + 0,8 = 1,3$ „

also unter sich nicht erheblich verschieden, aber beide erheblich zu klein, indem unter den vorausgesetzten Umständen der Spannungsverlust doch wenigstens einige Zentimeter beträgt. Daraus sehen wir wieder, daß der für dichten Dampf geltende Gutmuthsche Koeffizient α für dünnen Dampf erheblich zu klein sein muß.

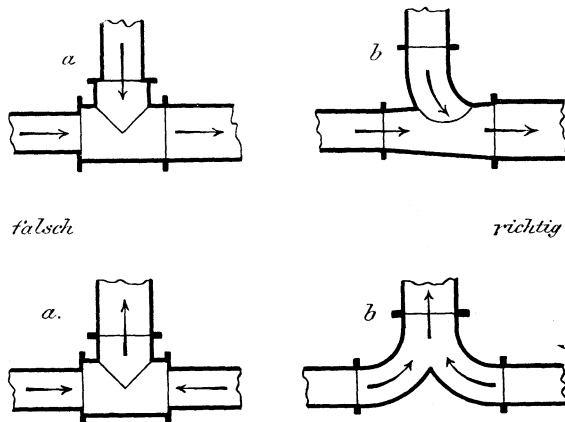


Fig. 50.

Bei sehr langen Rohrleitungen wird man mit deren Lichtweite — der Erstellungskosten wegen — etwas unter den aus der empirischen Formel (140) hervorgehenden Werten (nie aber unter den Werten der Formel (138)) bleiben, was dann einen etwas größeren Vakuumverlust zur Folge hat; wie wir aber in den beiden vorhergehenden Kapiteln gesehen haben, drückt eine kleine Verminderung des Vakuums (von 5—10 cm Hg. = 0,07 — 0,13 Atm.) den Nutzen der Kondensation nur unbedeutend herunter.

Schließlich ist als Hauptsache für die Ausführung der Abdampfleitungen noch zu bemerken, daß die Zusammenführung verschiedener Dampfströme stets tangential geschehen soll, daß also Rohranschlüsse Fig. 50 nie nach den Formen a geformt werden dürfen, sondern stets nach den Formen b auszuführen sind.

H. Die Steuerung bei Kondensationsmaschinen.

In bezug auf die Dampfeintrittsseite besteht in der Aufgabe der Steuerung bei Auspuff- oder bei Kondensationsmaschinen kein Unterschied; dagegen hat die Steuerung auf der Austrittsseite bei allen Zylindern, die ihren Dampf in einen Kondensator ausstoßen, schwierigere Bedingungen zu erfüllen hinsichtlich raschen Abströmens des Abdampfes und hinsichtlich genügender Kompression.

a) Steuerung in Bezug auf die Abströmung des Abdampfes.

Indem man nur in den Hoch- und Mitteldruckzylindern von Mehrfachexpansionsmaschinen den Dampf vollständig expandieren läßt — bis in die Spitze des Diagrammes hinaus — bei allen anderen Zylindern, also insbesondere auch bei denen, die ihren Dampf in einen Kondensator ausstoßen, dagegen nur unvollständig expandiert, um nicht gar zu große Zylinder zu erhalten, findet sich im Moment des Eröffnens des Dampfaustrittes, oder am Ende der Expansion, hinter dem Kolben Dampf von einer Spannung w , die größer ist als die schließliche mittlere Spannung p_1' am Anfang des Abdampfrohrs, s. Fig. 51. Es findet also beim Dampfaustritt ein Spannungsabfall statt. Damit nun das vom Kondensator unter Aufwand beträchtlicher Mittel erzeugte und durch die Abdampfleitung bis an die Dampfzylinder herangeleitete Vakuum auch voll und ganz in dieselben hineingelange, und zwar von Anfang des rückkehrendes Hubes an, soll jener Spannungsabfall schon vor dem Hubwechsel sich vollziehen, so daß der zurückkehrende Kolben vor sich schon vom toten Punkte an nur noch Dampf von der Abdampfspannung p_1' findet, den er nun vor sich her nach Maßgabe der zuerst zunehmenden, dann wieder abnehmenden Kolbengeschwindigkeit hinauschiebt, und sind die Dampfkanäle immer weit genug, daß das ohne jede merkbare Drosselung geschehen kann.

Damit sich jener Spannungsabfall schon vor Hubende vollziehen kann, so daß er beim Durchlaufen des Totpunktes durch die Kurbel oder doch gleich nachher beendet sei, ist nötig:

1. daß die Eröffnung des Dampfaustrittes um ein angemessenes Stück v_a vor Hubende beginnt („Vorausströmung“). Das allein genügt aber noch nicht, sondern man soll noch dafür sorgen, daß — wenn nur die Steuerung das zuläßt —
2. der Dampfaustritt möglichst rasch auf seine volle Weite, und zwar ebenfalls noch ein Stück vor Erreichung des Tot-

punktes durch die Kurbel gebracht werde, so daß der gespannte Dampf bis zur Erreichung des Hubendes durch den Kolben Zeit und Gelegenheit hat, durch den voll eröffneten Ausgang auf die mittlere Auspuffspannung p_1' im Abdampfrohr herunter zu expandieren.

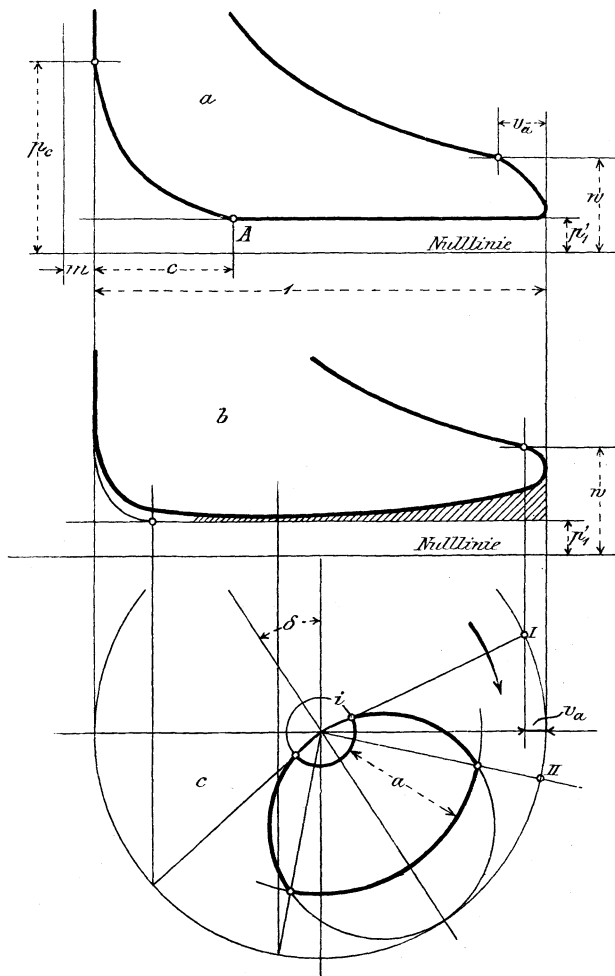


Fig. 51.

Bei Steuerungen mit getrennten Einlaß- und Auslaßorganen, die auch unabhängig voneinander verstellbar werden können, wie z. B. bei den besseren Ventilsteuerungen, sind diese Bedingungen leicht zu erfüllen: man braucht bloß die Vorausströmung v_a so lange zu vergrößern, bis man bei normaler Belastung der Maschine eben ein vorderes Diagrammende wie Fig. 51a erhält; dabei büßt man oben am Diagramm-

ende ein kleines Stückchen Arbeitsfläche ein, gewinnt aber dafür unten ein größeres Stück, vgl. Fig. 51a mit 51b.

Bei gewöhnlicher Schiebersteuerung würde die Erfüllung obiger Forderungen für guten Dampfaustritt vor allem einen vergrößerten Schieberhub verlangen (womit auch der Voreilwinkel δ größer würde), wie man ihn zur Erreichung eines kleinern Füllungsgrades (durch größere äußere Überdeckung) bei Maschinen mit nur einem Schieber anwenden muß. Bei Maschinen mit Doppelschiebersteuerung, bei denen der Expansionschieber den Füllungsgrad beliebig klein einstellt, und man also dem Grundschieber nur den immer erwünschten kleinstmöglichen Normalhub gibt, sieht das Schieberdiagramm meistens aus wie Fig. 51c: die Eröffnung des Auslasses erfolgt nicht rasch, sondern schleichend; und die volle Eröffnung des Auslasses wird erst nach Durchlaufen des toten Punktes erreicht; der ausströmende Dampf kann also nicht schon vor Erreichung der Totpunktlage auf die mittlere Spannung p_1' im Abdampfrohr herunterexpandieren und vermag diese bei modernen, rasch laufenden Maschinen auch nachher meistens nicht mehr einzuholen, so daß man ein Indikatordiagramm wie Fig. 51b erhält, das einen oft recht beträchtlichen, in der Figur schraffierten Arbeitsverlust aufweist.

Diese Verhältnisse würden auch bei sog. Spalt- oder Gitterschiebern (auch Penn- und Borsigschiebern), die zwei Ein- und Austrittsspalten gleichzeitig öffnen, nur dann verbessert, wenn man zugleich auch deren Hub vergrößern würde. Da aber der Zweck solcher Gitterschieber eben in der Verringerung des Schieberhubes liegt, so mag man diesen Hub nicht wieder vergrößern, und ist das Schieberdiagramm eines solchen Gitterschiebers ganz identisch mit dem Fig. 51c, nur daß der Aufzeichnungsmaßstab ein anderer geworden: wenn der einfache Schieber den Austritt erst in der Kurbelstellung *II* ganz eröffnet, so tut das der gleichwertige Spaltschieber auch erst in derselben Kurbelstellung *II*, nur hat er nur einen halb so großen Hub als wie der einfache Schieber.

Aus dem Schieberdiagramm Fig. 51c ersieht man, daß man an einer gegebenen Schiebermaschine die Dampfabströmung vor und bei dem Hubwechsel freilich noch verbessern könnte: 1) durch Verkleinerung der innern Deckung i (Abarbeiten der betr. Schieberkanten) und 2) durch Vergrößerung des Voreilwinkels δ (Vorstellung des Grundexzenters), oder durch beide Mittel zusammen, indem durch diese beiden Mittel die Vorausströmung vergrößert würde. Eine Verkleinerung der innern Deckung hätte aber auf der andern Seite auch eine Verkleinerung der hier so wie so schon zu kleinen Kompression zur Folge; und den Voreilwinkel kann man auch kaum vergrößern, weil damit auf der andern Seite die Voreinströmung unzulässig groß würde, es sei denn, daß diese vorher zu klein angeordnet gewesen sei.

Also: Bei Maschinen mit gewöhnlicher Schiebersteuerung läßt sich der Dampfaustritt nicht verbessern, man muß ihn hinnehmen recht und schlecht wie er ist; bei Maschinen mit getrennten und voneinander unabhängig einstellbaren Dampfein- und -auslaßorganen (Ventil-, Corliß- usw. Steuerung) läßt sich hingegen durch genügende Vorstellung der

Vorausströmung wohl immer ein tadelloser Dampfaustritt erreichen; und bei Anschluß einer solchen, vorher nicht kondensierten Maschine an eine Kondensation soll man immer auch solche Vorstellung der Vorausströmung vornehmen, damit man das Vakuum auch rechtzeitig in die Zylinder hineinbekomme. Mit solchem Vorstellen der Vorausströmung ist dann im allgemeinen auch ein früherer Wiederabschluß des Dampfaustrittes verbunden; d. h. der Punkt *A* Fig. 51a verlegt sich mehr nach rechts, der Kompressionsweg *c* wird größer, womit auch der Kompressionsdruck p_c größer wird. Das ist aber bei Zylindern mit Anschluß an Kondensation eben erwünscht, wie wir sogleich sehen werden.

b) Steuerung in bezug auf Kompression.

Mit der Kompression bezweckt man:

1. Den Gang der Maschine sanfter zu machen, indem der Kompressionsgegendruck die Wucht der gegen Hubende immer mehr vordrängenden Massen der hin- und hergehenden Teile der Maschine soviel wie möglich auffangen soll, damit der Druck im Gestänge und auf Kurbelzapfen und -lager nicht übermäßig groß werde. In dieser Beziehung kann man bei Kondensationsmaschinen mit der Kompression nie zu hoch gehen, weil bei solchen Maschinen überhaupt immer nur ein bescheidener Endkompressionsdruck erhalten werden kann.

2. Den schädlichen Einfluß des schädlichen Raumes auf den Dampfverbrauch zu vermindern; dies wieder in zweierlei Hinsicht:

α) indem während und durch die Kompression die Temperatur des komprimierten Dampfes — der dabei nach Grashof im Mittel als trocken gesättigt werdend anzunehmen ist — zunimmt, entzieht der Dampf während seiner Kompression dem betr. Teil der Zylinderwandung und den Wandungen des schädlichen Raumes weniger Wärme, bzw. kann er im letzten Teile seiner Kompression, wenn die Temperatur hoch genug gestiegen ist, Wärme an diese Wandungen unter teilweiser eigener Kondensation zurückgeben. Was er so einerseits weniger Wärme den Wandungen entzogen, andererseits denselben u. U. zurückgegeben hat, braucht nachher nicht dem frischen Dampfe entnommen zu werden. Man kann dies die thermische Wirkung der Kompression nennen. Sie bewirkt eine Verminderung des infolge Wärmeaustausches zwischen Dampf und Zylinderwandung vorhandenen starken Dampfverlustes und wirkt um so günstiger, je früher die Kompression beginnt, und je höher sie getrieben wird.

β) Indem man den Inhalt der schädlichen Räume durch Kompression eines Teiles Dampf vom letzten Hube her mehr oder weniger auszufüllen trachtet, braucht man nachher für die Auffüllung der schädlichen Räume am Anfang des folgenden Hubes weniger frischen Kesseldampfes. Man kann das die

volumetrische Wirkung der Kompression nennen, die den Nutzdampfverbrauch vermindert. Je höher man die Kompression treibt, um so weniger Kesseldampfes bedarf es zur Nachfüllung der schädlichen Räume, — ja, wenn man bis zur Eintrittsspannung hinauf komprimiert, braucht es hierfür gar keines Kesseldampfes mehr, — aber um so kleiner wird auch die erhaltene indizierte Arbeitsfläche, indem die größere Kompression unten am Indikatordiagramm wieder ein größeres Stück abschneidet ¹⁾. Man kann also nicht ohne weiteres sagen — wie man das in bezug auf die Weichheit des Ganges und auf die thermische Wirkung der Kompression sagen durfte —, daß auch in bezug auf volumetrische Wirkung die höchste Kompression die beste sei, vielmehr wird hier zu untersuchen sein, bei welchem Kompressionsgrade eine bestimmte Nutzdampfmenge unter sonst gleichen Umständen die größtmögliche Arbeit gebe.

Die unter 1 und 2 α genannten Zwecke verlangen möglichst hohe Kompression; wir haben aber zuerst zu zeigen, welchen Kompressionsdruck man in Dampfzylindern mit Kondensation überhaupt erreichen kann; alsdann haben wir entsprechend dem unter 2 β genannten Zwecke der Kompression zu prüfen, ob man im Interesse der mit einer gegebenen Nutzdampfmenge erhältlichen größtmöglichen Arbeit nicht etwa doch noch unter dem sonst erreichbaren Kompressionsdruck bleiben soll?

Erreichbarer Kompressionsdruck in Zylindern mit Kondensation.

Wie man aus Fig. 37, S. 127, und Fig. 41, S. 144, sieht, nimmt die Kompression mit sinkender Gegendampfspannung stark ab; man erhält also bei einer Maschine mit Kondensation, also kleinem Gegendrucke, bei gleichem Kompressionswege c immer bedeutend kleinere Kompression als bei derselben Maschine, wenn sie mit Auspuff ins Freie arbeitet. Allgemein steht nach dem Mariotteschen Gesetze

¹⁾ Diese Betrachtung und die sich hieran knüpfen werdenden Rechnungen lassen die Niederdruckzylinder von Mehrfachexpansionsmaschinen unberührt; in bezug auf den Nutzdampfverbrauch spielt bei diesen Zylindern die Kompression keine Rolle; in dieser Beziehung kommt nur der schädliche Raum des Hochdruckzylinders in Betracht, und wird dessen Unschädlichmachung durch „vollständige“ Kompression noch gezeigt werden. „Beim Niederdruckzylinder hingegen — sagt Grashof in seiner Theoret. Maschinenlehre — verursacht der schädliche Raum nicht sowohl einen Mehrverbrauch an Dampf als vielmehr einen Spannungsfall, somit einen Arbeitsverlust, indem der Dampf, welcher aus dem kleinen Zylinder oder aus der Zwischenkammer, also aus einem Raume von im Vergleich zu dem Kessel nur kleiner Größe, zuströmt, eine sehr merkliche Spannungsabnahme erfahren kann, wenn der schädliche Raum des großen Zylinders von erheblicher Größe und mit Dampf von erheblich kleiner Spannung erfüllt ist. Hier ist es unbedingt ratsam, den nachteiligen Einfluß dieses schädlichen Raumes durch entsprechende Kompression des Vorderdampfes im Niederdruckzylinder zu beseitigen.“ Das heißt also: bei Niederdruckzylindern soll immer — wenn nur die Steuerung das zuläßt — bis völlig auf die Eintrittsspannung hinauf komprimiert werden.

der Kompressionsdruck p_c (Fig. 51a) mit dem relativen Kompressionswege c , dem relativen schädlichen Raume m und der Gegendampfspannung p'_1 in dem Zusammenhange

$$p'_1 (m + c) = p_c \cdot m$$

woraus

$$p_c = \frac{m + c}{m} \cdot p'_1 \cdot \dots \dots \dots (141)$$

Der Kompressionsenddruck ist also bei gleichbleibendem Kompressionswege (d. h. unverstellter Steuerung) einfach proportional dem Gegendampfdruck. Sinkt dieser letztere durch Anbringung von Kondensation z. B. von 1,10 Atm. auf 0,11 Atm., d. h. auf den zehnten Teil, und hatte dieser ohne Kondensation z. B. 4 Atm. betragen, so betrüge er mit Kondensation nur noch 0,4 Atm., und zwar ganz gleichgültig, wie groß die Eintrittsspannung p und der Füllungsgrad ϵ gewesen wäre, indem diese beiden Faktoren mit der Kompression gar nichts zu tun haben. Um nun aber auch bei kleinem Gegendruck p'_1 doch noch einen, unter allen Gesichtspunkten erwünschten größeren Kompressionsenddruck p_c zu erhalten, ist man genötigt — wenn die Steuerung das zuläßt — den Kompressionsweg c zu vergrößern, womit nach Gl. (141) auch der Kompressionsdruck p_c zunimmt. Nehmen wir als mittleren Gegendruck bei Kondensationsmaschinen $p'_1 = 0,20$ Atm. an, so ist nach Gl. (141)

$$p_c = 0,20 \cdot \frac{m + c}{m}.$$

Geben wir hierin dem Kompressionswege eine Reihe von Werten zwischen den möglichen Grenzen von $c = 0$ bis $c = 1$, so ergeben sich für schädliche Räume von $m = 0,03, 0,04, 0,07$ und $0,10$ die in graph. Tabelle Fig. 52 aufgetragenen Kompressionsdrücke p_c , die in bezug auf die Kompressionswege c gerade Linien sind. Neben den Kompressionsendrücken p_c sind in der Figur auch noch die zugehörigen Dampftemperaturen beigeschrieben, da diese hier auch eine Rolle, praktisch vielleicht die Hauptrolle spielen. Nach diesem Schaubilde kann man die Kompression um so höher erhalten, einen je größeren Kompressionsweg c die Steuerung einzustellen gestattet, und einen je kleineren schädlichen Raum sie bedingt.

1. Bei Doppelschiebersteuerung ($m = 0,07$), bei der ein besonderer Expansionsschieber mitwirkt, der Grundschieber also nur relativ kleine äußere Deckung erhält, um einen kurzen Schieberhub zu bekommen, pflegt der Kompressionsweg c höchstens 0,15 bis 0,20 zu werden; das gibt laut graph. Tabelle Fig. 52 einen Kompressionsenddruck von nur

$$p_c = 0,70 \text{ bis } 0,80 \text{ Atm.}$$

Bei Einzylinderkondensationsmaschinen sollte dieser Druck sowohl hinsichtlich Sanftheit des Ganges als thermischer Wirkung viel größer sein und ist auch hinsichtlich volumetrischer Wirkung — wie wir sehen

werden — zu klein. Bei Niederdruckzylindern von Compoundmaschinen, bei denen bis auf den Receiverdruck komprimiert werden soll, dieser aber zwischen 1,5 bis 2,5 Atm. zu liegen pflegt, bleibt der erhaltliche Kompressionsdruck auch noch unter dem gewünschten. Bei Kolbenschiebern, wo der schädliche Raum größer (etwa $m = 0,10$) ist, verschlechtern sich alle diese Verhältnisse noch mehr.

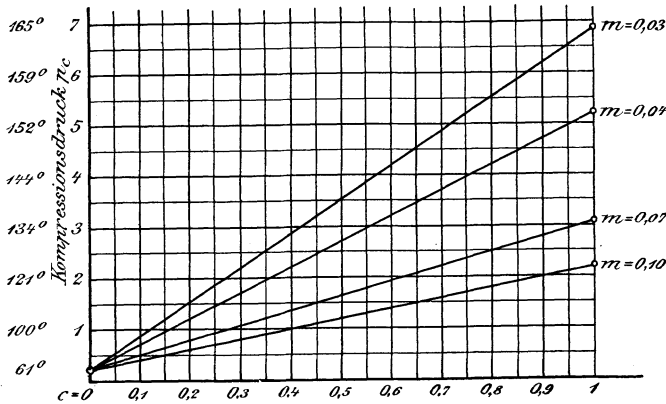


Fig. 52. Kompressionsenddruck p_c (bei $p'_1 = 0,20$ Atm.)

2. Bei einfacher Schiebersteuerung, wo ein Schieber Dampfverteilung und Expansion zusammen besorgt und deswegen auch größere äußere Deckung und größerer Schieberweg gegeben werden muß, steigt c bis auf etwa 0,25 bis 0,30 und damit der Kompressionsenddruck

bei Flachschiebern ($m = 0,07$) auf etwa $p_c = 0,90 - 1,10$ Atm.

bei Kolbenschiebern ($m = 0,10$) „ „ „ $p_c = 0,60 - 0,80$ „

Auch diese Drücke bleiben unter den gewünschten: gewöhnliche Schiebersteuerung eignet sich daher, auch aus diesem Gesichtspunkte betrachtet, schlecht für Zylinder mit Kondensation.

3. Ventilsteuerung ($m = 0,07$) stellt sich in dieser Hinsicht nur besser, wenn sie so eingerichtet ist, daß man nicht nur das Auslaßventil unabhängig vom Einlaßventil, sondern auch noch den Schluß des ersteren unabhängig von seinem Eröffnen einstellen kann. Alsdann könnte man im Maximum doch einen Kompressionsdruck von etwa $p_c = 3,10$ Atm. erhalten — der bei Einzylindermaschinen durchaus nicht zu hoch wäre —, wenn man den Kompressionsweg $c = 1$ machen, d. h. den Dampfaustritt beim eben erst beginnenden Rücklauf des Kolbens schon wieder absperren würde, was für die thermische Wirkung schon gut wäre, jedoch die volumetrische beeinträchtigen würde. Macht man bei solcher Steuerung — wie man das häufig findet — den Kompressionsweg c nur etwa 0,5 bis 0,6, so erhält man einen Kompressionsdruck von etwa $p_c = 1,70 - 1,90$ Atm. bei Einzylindermaschinen immer noch unter dem gewünschten, bei Niederdruckzylindern von Compoundmaschinen dagegen dem Receiverdruck sich

wenigstens nähernd. Bei solcher Ventilsteuerung dagegen, wo Öffnung und Schluß der Auslaßventile nicht unabhängig voneinander verstellbar sind, pflegt der Kompressionsweg auch zwischen $c = 0,15 - 0,25$ bis $0,30$ zu liegen, und hat dann diese Steuerung in dieser Hinsicht vor gewöhnlicher Schiebersteuerung nichts voraus.

4. Bei Corlißmaschinen könnte man den Kompressionsweg c dadurch beliebig einstellbar machen, daß man den Schluß der Auslaßschieber — wie den der Einlaßschieber — auch durch Abschnappen eines Auslösemechanismus — der hier aber nur „von Hand einstellbar“ zu sein brauchte — herbeiführen würde. Indem neuere Ausführungen von Corlißmaschinen schädliche Räume von etwa 4% aufweisen, könnte man bei Niederdruckzylindern den Receiverdruck schon bei mäßigen Kompressionswegen von $c = 0,25$ bis $0,45$ erreichen, und bei Einzylindermaschinen doch einen Enddruck von $p_e = 2,70 - 3,20$ Atm., wenn man $c = 0,5 - 0,6$ einstellen würde. Läßt man aber den Corlissauslaßschieber in zwangsläufiger Verbindung mit seinem Antriebsmechanismus, so kann man c nicht beliebig vergrößern — sonst würde der Austritt gar nie völlig geöffnet —, und beträgt dabei c auch etwa $0,15 - 0,30$ wie bei den anderen Steuerungen, so wird $p_e = 1 - 1,80$ Atm., bei Einzylindermaschinen also auch noch reichlich klein.

Nachdem wir gesehen, welche Kompressionsdrücke bei Kondensationsmaschinen überhaupt erhältlich sind, und daß diese im Interesse weichen Ganges und thermischer Wirkung möglichst hoch zu wählen sind, haben wir zu untersuchen, welche Kompression in volumetrischer Beziehung die beste sei? Das führt uns zu der Aufgabe:

Bei welcher Kompression und welcher Füllung gewinnt man in einem gegebenen Zylinder aus einer gegebenen Nutzdampfmenge bei gegebener Ein- und Austrittsspannung die größte Arbeit?

Diese Aufgabe läßt sich an Hand unserer früheren Gleichungen (95), (107) und (108) lösen, die wir unter neuer (der fortlaufenden) Numerierung hier wieder anschreiben. Es war nach Gl. (95) die theoretische Arbeit pro Hub in Meterkilogrammen:

$$E = Fs (K \cdot p - K_g \cdot p_1') \quad \dots \quad (142)$$

worin F die Kolbenfläche in Quadratcentimetern, s den Hub in Metern und p und p_1' Ein- und Austrittsspannung in kg/qcm oder in Atmosphären bedeuten, während nach Gl. (92) der Hinterdampfspannungskoeffizient

$$K = \varepsilon' + (\varepsilon' + m) \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} \quad \dots \quad (143)$$

und der Gegendampfspannungskoeffizient nach Gl. (94)

$$K_g = 1 - c + (c + m) \log \frac{c + m}{m} \quad \dots \quad (144)$$

ist. Ferner war nach Gl. (107) der Nutzdampfverbrauch in kg pro Hub

$$D_n' = \frac{\gamma}{10000} F s (m_r' + \varepsilon') \dots \dots \dots (145)$$

worin der in bezug auf den Dampfverbrauch reduzierte schädliche Raum nach Gl. (108)

$$m_r' = m - (c + m) \frac{p_1'}{p} \dots \dots \dots (146)$$

war.

Es soll also E aus (142) ein Maximum werden, wobei F, s, p und p_1' gegebene unveränderliche Größen, K_g und K als abhängig von c und ε' dagegen Veränderliche sind. Um dieses Maximum von E zu finden, differenzieren wir diese Größe nach den Veränderlichen und setzen das Differential = 0; d. h.

$$dE = F s (p \cdot dK - p_1' \cdot dK_g) = 0.$$

Da hierin $F s$ nicht = 0 ist, muß die Klammergröße = 0 werden, d. h. es muß sein:

$$p \cdot dK = p_1' \cdot dK_g \dots \dots \dots (147)$$

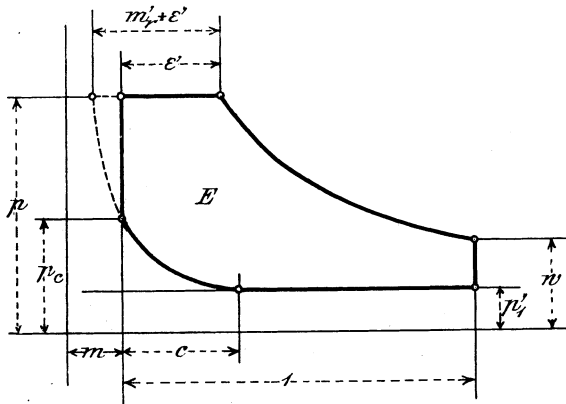


Fig. 53.

Durch Differenzieren der Gl. (143) nach der in ihr auftretenden Veränderlichen ε' und der Gl. (144) nach der in dieser vorkommenden Veränderlichen c erhalten wir die beiden Differentiale

$$dK = \left(\log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} \right) d\varepsilon' \quad \text{und} \quad dK_g = \left(\log \frac{c + m}{m} \right) dc.$$

Diese in Gl. (147) eingesetzt, ergibt sich

$$p \cdot \log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} \cdot d\varepsilon' = p_1' \log \frac{c + m}{m} \cdot dc \dots \dots (148)$$

Füllungsgrad ε' und Kompressionsweg c stehen hier dadurch im Zu-

sammenhang, daß laut unserer Aufgabe die Nutzdampfmenge D_n' der Gl. (145) eine gegebene sein soll, d. h. — vgl. hier Fig. 53 — daß die Summe $m'_r + \varepsilon'$ eine konstante Größe¹⁾, sagen wir = A sein soll, so daß der Füllungsgrad

$$\varepsilon' = A - m'_r$$

also nach Gl. (146)

$$\varepsilon' = A - m + (c + m) \frac{p_1'}{p} \dots \dots \dots (149)$$

wird.

Die Differentiation dieser Gleichung liefert

$$d\varepsilon' = \frac{p_1'}{p} \cdot dc$$

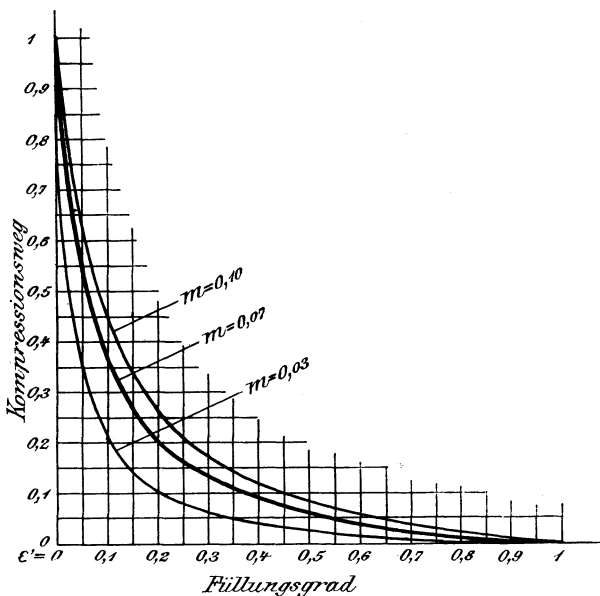


Fig. 54. Günstigste Kompression in bezug auf Nutzdampfverbrauch.

Setzt man diesen Wert von $d\varepsilon'$ in Gl. (148) ein und dividiert zugleich beide Seiten durch $p_1' \cdot dc$, so kommt

$$\log \frac{1 + m}{\varepsilon' + m} = \log \frac{c + m}{m}$$

¹⁾ Die Summe ($m'_r + \varepsilon'$) Fig. 53 könnte man treffend als „wirklicher Füllungsgrad“ bezeichnen, der direkt der Nutzdampfmenge pro Hub entspricht; ε' wäre dann der sichtbare Teil des wirklichen Füllungsgrades — der indizierte Füllungsgrad —, der im Indikator diagramm unmittelbar erscheint, und m'_r der unsichtbare Teil desselben, der erst durch — konstruierte oder berechnete — Fortsetzung der Kompressionskurve bis zur Admissionslinie hinauf ersichtlich wird. Unsere Aufgabe bestünde demnach darin, bei gegebenem wirklichen Füllungsgrade die größtmögliche

Sind aber die Logarithmen zweier Größen einander gleich, so sind diese Größen unter sich einander auch gleich, d. h. wir erhalten einfach

$$\frac{1 + m}{\epsilon' + m} = \frac{c + m}{m} \dots \dots \dots (150)$$

als den gesuchten günstigsten Zusammenhang zwischen Füllungsgrad ϵ' und Kompressionsweg c . Hieraus berechnen wir letzteren als Funktion von ϵ'

$$c = m \cdot \frac{1 - \epsilon'}{m + \epsilon'} \dots \dots \dots (151)$$

Nach dieser Gleichung ist die folgende Tabelle für verschiedene Größen der schädlichen Räume m und für eine Reihe von Füllungsgraden ϵ' berechnet und danach auch die graphische Tabelle Fig. 54 aufgetragen.

Tabelle der in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigsten Kompressionswege c bei Einzylindermaschinen mit und ohne Kondensation und bei Hoch- u. Mitteldruckzylindern von Mehrfachexpansionsmaschinen.

$\epsilon' =$	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,50	1
$m = 0,03; c = 0,03 \frac{1 - \epsilon'}{0,03 + \epsilon'} =$	1	0,356	0,208	0,142	0,104	0,064	0,028	0
$m = 0,07; c = 0,07 \frac{1 - \epsilon'}{0,07 + \epsilon'} =$	1	0,555	0,370	0,271	0,208	0,132	0,061	0
$m = 0,10; c = 0,10 \frac{1 - \epsilon'}{0,10 + \epsilon'} =$	1	0,634	0,450	0,340	0,267	0,175	0,083	0

Ist also z. B. bei einer Ventilsteuerung mit $m = 0,07$ der Füllungsgrad $\epsilon' = 0,15$, so ist der in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigste Kompressionsweg $c = 0,271$ des Hubes, und zwar gleichgültig ob bei Maschinen mit oder ohne Kondensation, ob bei hoher oder niedriger Dampfeintrittsspannung.

Wir können die Formel (150) noch anders schreiben, um deren Bedeutung besser zu erkennen:

Arbeit zu erhalten. Verschiebt sich der wirkliche Füllungsgrad Fig. 53 nach rechts, so nimmt der sichtbare, der indizierte, zu und der unsichtbare um ebensoviel ab, bis letzterer schließlich = 0 und der wirkliche Füllungsgrad = dem sichtbaren oder dem indizierten wird, wobei dann die Kompression gerade bis auf die Eintrittsspannung steigt unter entsprechender Vergrößerung des Kompressionsweges c . Der Nutzdampfverbrauch bleibt dabei immer derselbe, dagegen ändert sich die erhaltene Arbeitsfläche E .

Nach dem Mariotteschen Gesetze ($p \cdot v = \text{Konst.}$) lesen wir aus Fig. 53 ab:

$$w \cdot (1 + m) = p \cdot (\varepsilon' + m)$$

also

$$\frac{1 + m}{\varepsilon' + m} = \frac{p}{w}$$

und ebenso ist aus Gl. (141)

$$\frac{c + m}{m} = \frac{p_c}{p_1'}$$

Diese Werte in Gl. (150) eingesetzt, ergibt sich das merkwürdig einfache und hier wohl zuerst gefundene Gesetz

$$\frac{p_c}{p_1'} = \frac{p}{w} \dots \dots \dots (152)$$

das heißt:

Der in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigste Kompressionsenddruck verhält sich zur Austrittsspannung wie die Eintrittsspannung zur Expansionsendspannung.

Das gibt auch eine einfache Konstruktion dieses Kompressionsdruckes, wenn Eintrittsspannung p , also in Fig. 55 der Punkt A , und

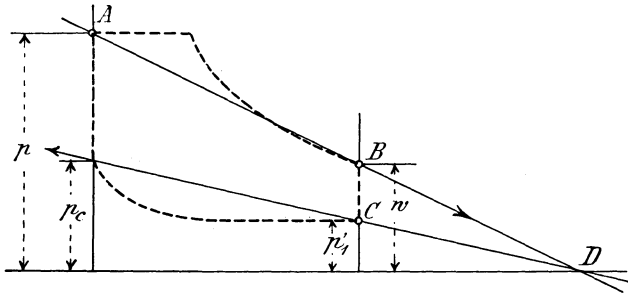


Fig. 55.

Expansionsspannung, also Punkt B , und Austrittsspannung p_1' , also Punkt C , gegeben sind: Man ziehe durch A und B eine Gerade bis zum Schnitte D mit der Null-Linie; dann schneidet eine zweite Gerade, von diesem Punkte D aus durch C gelegt, auf der Anfangsordinate des Diagrammes den günstigsten Kompressionsdruck p_c ab.

Ist die Expansionsspannung $w =$ der Eintrittsspannung p , d. h. hat man keine Expansion, so wird der günstigste Kompressionsdruck nach (152)

$$p_c = p_1',$$

d. h. = der Austrittsspannung; oder, was dasselbe besagt, ist die Füllung $\varepsilon' = 1$, so ist laut Tabelle S. 198 der günstigste Kompressionsweg

$$c = 0.$$

Beides bedeutet:

Bei Maschinen mit Vollfüllung ist die in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigste Kompression = Null; bei solchen Maschinen würde durch Kompression kein Nutzdampf erspart werden.

Fällt umgekehrt die Expansionsspannung bis völlig auf die Austrittsspannung herunter, hat man also vollständige Expansion, wobei die Expansionslinie bis in die Spitze des Diagrammes hinaus verläuft, d. h. ist $w = p_1'$, so gibt das Gesetz (152)

$$p_c = p$$

das heißt:

Bei Maschinen mit vollständiger Expansion soll man im Interesse kleinsten Nutzdampfverbrauches bis völlig auf die Eintrittsspannung hinauf komprimieren.

Als dann wird der Einfluß des schädlichen Raumes auf den Nutzdampfverbrauch vollständig beseitigt, indem bei solchen Maschinen die aufgewendete Kompressionsarbeit in der Expansionsarbeit des folgenden Hubes — abgesehen von der Reibung — voll und ganz wiedergewonnen wird. Der schädliche Raum ist dann zu Beginn des neuen Hubes schon mit Restdampf vom vorhergehenden Hube, und zwar von voller Eintrittsspannung p , vollgefüllt, und die aus dem Kessel einströmende Nutzdampfmenge beträgt nur noch

$$D_n' = \frac{\gamma}{10\,000} F s \epsilon.$$

Indem man in den Hoch- und Mitteldruckzylindern von Mehrfachexpansionsmaschinen nun tatsächlich vollständig expandiert, oder dies wenigstens anstrebt, um keinen Spannungsabfall zu erhalten, empfiehlt es sich immer, bei diesen die Kompression bis, oder doch bis nahe zu der Eintrittsspannung zu treiben, besonders da solche hohe Kompression sowohl im Interesse weichen Ganges der Maschine als auch günstiger thermischer Wirkung liegt. Will man dabei beispielsweise einen Kompressionsenddruck von $p - 1$ Atm. erreichen, also aus praktischen Gründen mit der Kompression um etwa 1 Atm. unter der Eintrittsspannung bleiben, so ist ein Kompressionsweg nötig von

$$c = m \left(\frac{p - 1}{p_r} - 1 \right) \dots \dots \dots (153)$$

welche Gl. sich aus (141) ergibt, indem man dort $p_c = p - 1$ und $p_1' = p_r$ setzt und c ausrechnet. Wäre z. B. bei einer Compoundmaschine der relative schädliche Raum des Hochdruckzylinders $m = 0,07$, die Eintrittsspannung $p = 9$ Atm. und der Receiverdruck $p_r = 2$ Atm., so müßte der Kompressionsweg betragen

$$c = 0,07 \left(\frac{9 - 1}{2} - 1 \right) = 0,21;$$

also durchaus nicht unbequem groß und selbst mit Schiebersteuerung leicht erreichbar.

Liegt aber die Expansionsspannung w irgendwo zwischen p und p_1' , hat man also unvollständige Expansion, so ist nach Gl. (151) oder der nach ihr berechneten Tabelle S. 198 der für den Nutzdampfverbrauch günstigste Kompressionsweg c zu bestimmen. Da laut Fußnote S. 192 Niederdruckzylinder von dieser Bestimmung ausgeschlossen sind, indem bei solchen immer und unter allen Umständen „vollkommene“ Kompression angestrebt werden soll, haben wir nur noch die Einzylinder-Kondensationsmaschinen zu betrachten. Indem bei diesen die Füllung etwa zwischen $\epsilon' = 0,10$ bis $0,20$ zu liegen pflegt, ergibt die Tabelle S. 198 als günstigsten Kompressionsweg in bezug auf Nutzdampfverbrauch oder auf „volumetrische Wirkung“:

bei $m = 0,03$ (Corliß)	einen Kompressionsweg von $c = 0,10—0,21$
„ $m = 0,07$ (Ventil und Schieber)	„ „ „ $c = 0,21—0,37$
„ $m = 0,10$ (Kolbenschieber)	„ „ „ $c = 0,27—0,45$

also in allen Fällen eine nur mäßige Kompression, während die Rücksicht auf Weichheit des Ganges, besonders aber auf gute thermische Wirkung, im Gegenteil möglichst hohe Kompression (bis zu $c = 1$) verlangt, wenn die Steuerungsart solche nur zuläßt. Beste volumetrische und beste thermische Wirkung der Kompression lassen sich also nicht zusammen erreichen, vielmehr muß in bezug auf die eine oder die andere die Forderung nach dem Besten heruntergeschraubt werden. Indem beim heutigen Stand der Dampfmaschinenlehre die thermische Wirkung der Kompression nur geschätzt, nicht berechnet werden kann, das letztere aber mittels unserer Formeln für die volumetrische Wirkung der Fall ist, wollen wir hier für einen mittleren konkreten Fall zuerst zeigen, welche Einbuße an volumetrischer Wirkung (Nutzdampf pro erhaltene Arbeit oder umgekehrt) dann eintritt, wenn man eine andere als die in dieser Beziehung günstigste Kompression gibt. Oder: Während uns die Gl. (151) nur die bestimmte Abszisse c des Kompressionsweges gibt, bei welcher die erhaltene Arbeit E bei gegebener Nutzdampfmenge ein Maximum wird, wollen wir für einen mittleren Fall den ganzen Verlauf der Funktion E für alle möglichen Werte von c zwischen 0 und 1 berechnen.

Als solch mittlerer Fall sei bei einer Einzylinder-Kondensationsmaschine

$$m = 0,07; p = 7 \text{ Atm.}; p_1' = 0,20 \text{ Atm. und } A = m_7' + \epsilon' = 0,21,$$

d. h. es mögen bei jedem Hube 21 % des Hubvolumens $F s$ an Nutzdampf in den Zylinder treten.

Frage: Welche Arbeit E oder welchen mittleren Kolbenüberdruck $\frac{E}{F \cdot s}$ erhält man in diesem Zylinder, wenn man den Kompressionsweg c alle möglichen Werte von $c = 0$ bis $c = 1$ durchlaufen läßt?

Nach Gl. (142) wird mit obigen Werten der mittlere Kolbenüberdruck

$$\frac{E}{F s} = 7 K - 0,20 K_g$$

und der sichtbare Teil des Füllungsgrades, der indizierte Füllungsgrad nach (149)

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= A - m + (c + m) \frac{p_1'}{p} = 0,21 - 0,07 (c + 0,07) \frac{0,20}{7} \\ &= 0,142 + 0,0286 \cdot c. \end{aligned}$$

Mit dieser Gleichung rechnen wir für eine Reihe von Werten des Kompressionsweges c in Zeile (2) der folgenden Tabelle die indizierten Füllungsgrade ε' aus; schreiben dann in Zeile (3) nach der graphischen Tabelle Fig. 32 die zugehörigen Spannungskoeffizienten K , in Zeile (4) die Werte $Kp = 7K$, in Zeile (5) nach graphischer Tabelle Fig. 34 die Gegendampfspannungskoeffizienten K_g für die verschiedenen Kompressionswege c der Zeile (1), und in Zeile (6) die Werte $K_g \cdot p_1' = 0,20 K_g$ an. Durch Subtraktion der Werte dieser Zeile (6) von denen der Zeile (4) erhalten wir in Zeile (7) die Werte von $\frac{E}{F s} = Kp - K_g \cdot p_1'$ und sehen, daß in unserm Falle dieser wirksame Kolbenüberdruck ein Maximum wird für den Kompressionsweg $c = 0,27$, entsprechend dem sichtbaren Füllungsgrad $\varepsilon' = 0,15$ (ganz in Übereinstimmung mit Tabelle S. 198). Bezeichnet man die bei dieser Kompression erhaltene Maximalarbeit mit 1, so geben die in Zeile (8) angeschriebenen Verhältniszahlen die verhältnismäßige Arbeit an, die man bei der gleichen Nutzdampfmenge bei andern Kompressionsgraden erhält. In Zeile (9) sind dann noch die verschiedenen Kompressionsdrücke p_c (nach Gl. 141) und in Zeile (10) die diesen Drücken entsprechenden Dampftemperaturen t_c angeschrieben.

1. Kompressionsweg $c =$	0	0,15	0,27	0,5	0,7	1
2. $\varepsilon' = 0,142 + 0,0286 \cdot c =$	0,142	0,146	0,150	0,156	0,162	0,171
3. $K =$	0,485	0,492	0,498	0,509	0,519	0,534
4. $Kp = 7K =$	3,395	3,444	3,486	3,563	3,633	3,728Atm.
5. $K_g =$	1	1,102	1,250	1,690	2,140	2,920
6. $K_g p_1' = 0,2 K_g =$	0,200	0,220	0,250	0,338	0,428	0,584Atm.
7. $E: F s = Kp - K_g p_1' =$	3,195	3,224	3,236	3,225	3,205	3,154Atm.
8. das verhält sich wie . . .	0,987	0,996	1	0,997	0,990	0,975
9. $p_c = 0,20 + 2,86 \cdot c =$	0,20	0,63	0,97	1,63	2,20	3,06 Atm.
10. $t_c =$	61°	87°	99°	114°	124°	134° Cels.

In Fig. 56 sind die verhältnismäßigen Arbeitsleistungen der Zeile (8) in bezug auf die Kompressionswege aufgetragen.

Aus dieser lehrreichen Tabelle sehen wir:

Während der Kompressionsweg c seine möglichen Werte von 0 an bis 1 durchläuft, der Kompressionsenddruck p_c von 0,20 Atm. — gar keine Kompression — bis auf 3,06 Atm. — höchstmögliche Kompression — steigt, und dementsprechend die Endtemperatur des komprimierten Dampfes von 61° auf 134° anwächst, und der sichtbare Teil des Füllungsgrades ϵ' von 14 % auf 17 % steigt, erhält man mit der gleichen Nutzdampfmenge einen wirksamen Kolbenüberdruck mit 3,195 Atm. beginnend, dann anwachsend bis zu 3,236 Atm., welcher Maximaldruck bei dem günstigsten Kompressionsweg $c = 0,27$ und dem günstigsten Kompressionsdruck $p_c = 0,97$ Atm. erreicht wird, worauf der wirksame Kolbenüberdruck wieder abnimmt bis auf 3,154 Atm.

Das Bemerkenswerteste ist nun, daß, wenn man mit der Kompression von der günstigsten abweicht, und zwar selbst bis zur untern bzw. obern möglichen Grenze hin, daß man dann (Zeile 8 der Tabelle oder Fig. 56) mit der gleichen Nutzdampfmenge und in dem gleichen Zylinder eine nur 1,3 bzw. 2,5 % kleinere Leistung als die größtmögliche erhält; das sind Zahlen — besonders die für die obere Grenze — die das trügerische „Gefühl“ ganz anders hätte vermuten lassen! Umgekehrt braucht man nur 1,3 bzw. 2,5 % mehr Nutzdampf zur Erhaltung der gleichen Maximalarbeit, wenn man mit der Kompression von der günstigsten bis zur untern bzw. obern Grenze abweicht.

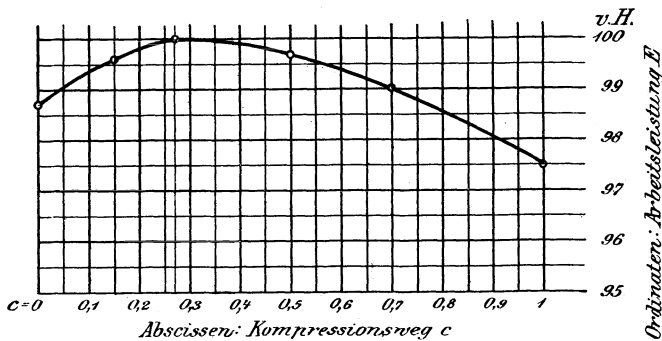


Fig. 56. Arbeit einer gegebenen Nutzdampfmenge (wirkl. Füllung = 21 %) in einem gegeb. Zylinder bei $p = 7$ Atm. und $p' = 0,20$ Atm. und $m = 0,07$ bei verschiedener Kompression.

Während Fig. 54 uns ganz allgemein die in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigste Kompression für verschiedene Füllungsgrade gibt, erkennen wir aus Fig. 56, welche Einbuße an Nutzdampfverbrauch man bei Einzylinder-Kondensationsmaschinen unter mittleren Verhältnissen durch Abweichen von jener günstigsten Kompression erleidet.

Bei Schiebersteuerung, wo der Kompressionsweg c immer zwischen 0,10 und 0,30 liegt und gar nicht anders gemacht werden

kann, schließt dieser den günstigsten ($c = 0,27$) ein, und bedingt eine Abweichung bis an die untere Grenze ($c = 0,10$) einen Verlust an Nutzdampfverbrauch von nur etwa 0,6 %. In dieser Beziehung ist also Schiebersteuerung für Einzylinder-Kondensationsmaschinen passend.

Bei Ventilsteuerung mit unabhängig von den Einlaßventilen gesteuerten Auslaßventilen kann der in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigste Kompressionsweg ($c = \sim 0,27$) auch jederzeit leicht eingestellt werden. Und bei solchen Ventilsteuerungen, bei denen auch noch Öffnung und Schluß der Austrittsventile von einander unabhängig eingestellt werden können, findet man häufig einen etwas größeren Kompressionsweg von $c = 0,5 - 0,6$ angewendet, wobei man nach Fig. 56 einen kleinen Verlust an Nutzdampf von 0,3 bis 0,6 % erleidet, dagegen doch etwas größere Kompression erhält.—Und nun kommt die Hauptfrage:

Würde man nicht besser mit der Kompression noch weiter gehen, ja bis zur möglichen Grenze ($c = 1$ oder doch etwa $= 0,9$), um noch mehr Sanftheit des Ganges zu erzielen, und ganz besonders um die günstige thermische Wirkung der Kompression zu steigern?

Wieviel man einerseits dadurch verlieren würde, ist aus unserer Entwicklung bekannt: es sind nach Fig. 56 2,5 % Mehrverbrauch an Nutzdampf; wieviel man aber dabei andererseits durch bessere thermische Wirkung am effektiven Dampfverbrauch sparen würde, läßt sich nicht ziffernmäßig berechnen; jedoch können wir auf folgende Weise zu einer Vorstellung von dem zu erwartenden Gewinne gelangen:

In Fig. 57 ist das Dampfdruckdiagramm für unsere typische Einzylinder-Kondensationsmaschine aufgezeichnet, und zwar ausgezogen für den in bezug auf Nutzdampfverbrauch günstigsten Kompressionsweg $c = 0,27$ und punktiert für den größtmöglichen Kompressionsweg $c = 1$. Für beide Diagramme ist die Nutzdampfmenge dieselbe, indem für beide die „wirkliche Füllung“ $= 0,21$ ist; dagegen hat letzteres 2,5 % weniger Arbeitsfläche; zur Erzeugung gleicher Arbeitsfläche braucht man also bei höchstmöglicher Kompression 2,5 % mehr Nutzdampf.

Wir haben nun bei den Diagrammen Fig. 57 auch noch die bei den verschiedenen Dampfdrücken sich einstellenden Dampftemperaturen beigezeichnet (bei überhitztem Dampfe würde bloß die oberste und vielleicht auch noch die zweite Zahl höher ausfallen; weiter abwärts wäre der Dampf jedoch unbedingt wieder gesättigt und hätte die angezeichneten Temperaturen). — Indem aber Dampftemperaturen und Dampfdrücke durchaus nicht einander proportional sind, gewährt Fig. 57 kein anschauliches Bild des Temperaturverlaufes im Zylinder während eines vollen Hin- und Rückganges des Kolbens. Ein solches Bild erhält man aber, wenn man statt der Dampfdrücke die diesen entsprechenden Dampftemperaturen als Ordinaten zu den Kolbenwegen als Abszissen aufträgt, wie das in Fig. 58 geschehen. (Den unteren Teil der Figur mit der Linie $A-D$ lasse man vorläufig unbeachtet.) Dies Temperaturdiagramm zeigt, daß beim Hingang des Kolbens die Temperatur

des Dampfes im Innern des Zylinders nur unbedeutend verschieden ist für die beiden Fälle: günstigste Kompression in bezug auf Nutzdampfverbrauch und höchstmögliche Kompression; daß dagegen beim Rückgange des Kolbens die Dampftemperaturen in beiden Fällen außerordentlich verschieden sind. Während bei sog. „günstigster“ Kompression die Temperatur des Dampfes vor dem Kolben während ungefähr zwei Drittel des Kolbenweges auf der Austrittstemperatur von 61°

Fig. 57.

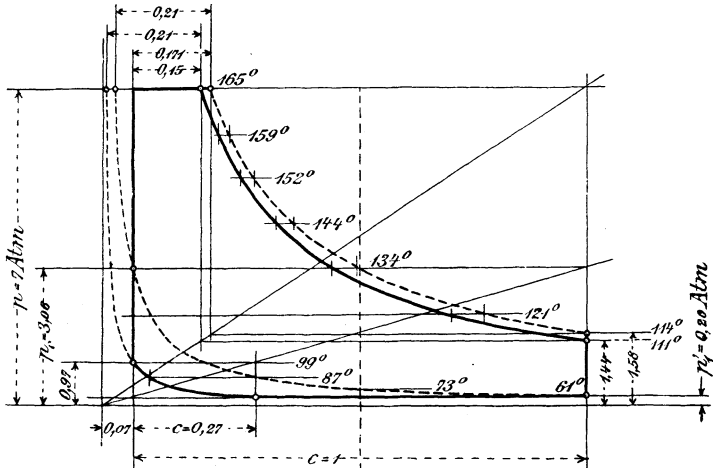
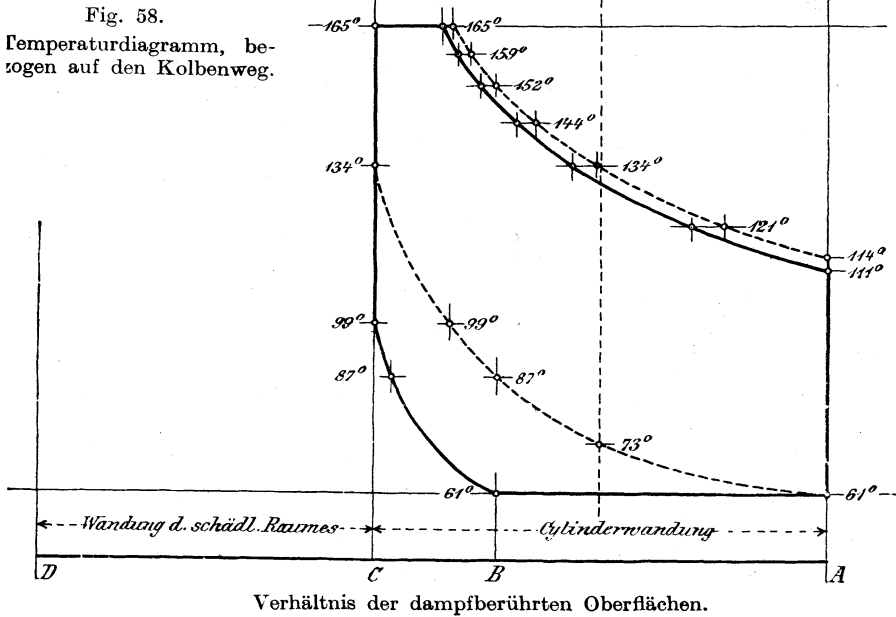


Fig. 58.
Temperaturdiagramm, bezogen auf den Kolbenweg.



bleibt und erst im letzten Drittel des Kolbenweges infolge der dann erst einsetzenden Kompression bis auf 99° ansteigt, so beginnt bei „höchster“ Kompression die Dampftemperatur schon von Anfang an zu steigen, kommt in Hubmitte schon auf 73° und steigt bis Hubende bis auf 134° , bleibt also nur 31° unter der Eintrittstemperatur (statt 66° bei „günstigster“ Kompression). Daß dadurch die abkühlende Wirkung des Dampfes auf die Zylinderwandungen während des Kolbenrückganges erheblich herabgezogen wird, leuchtet ein, und ganz besonders, wenn man noch daran denkt, daß die Dampftemperatur sich nicht nur im eigentlichen Zylinderraum vor dem Kolben geltend macht, sondern sich auch in die schädlichen Räume hinein erstreckt. Und da es für diese

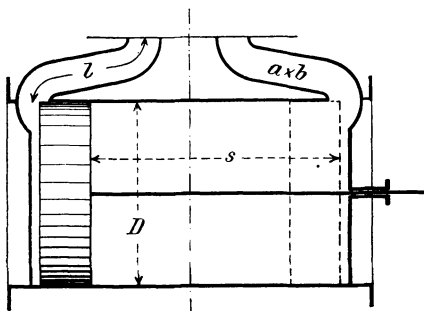


Fig. 59.

Betrachtungen ganz wesentlich ist, sich klar zu machen, wie groß die dampfberührte Oberfläche der schädlichen Räume sei, die eben auch — und zwar in erster Linie — an der thermischen Wechselwirkung zwischen Wandungen und Dampf teilnimmt, so wollen wir hier diese Oberfläche der schädlichen Räume für eine Schiebermaschine und eine Ventilmaschine berechnen und ins Verhältnis zur eigentlichen

Zylinderwandung setzen.

Sei bei einer Schiebermaschine, Fig. 59, $a b$ der Querschnitt und l die Länge der Zylinderkanäle, so hat die Wandung eines Kanals die Fläche $2(a + b) \cdot l$. Ist im Mittel die Kanalhöhe b etwa $= 0,7 D$ und die Kanalweite a etwa $= \frac{b}{7}$, also $= 0,1 D$, und die Kanallänge l ungefähr $= \frac{s}{2}$, so wird die Wandfläche eines Kanals ungefähr $2(0,1 D + 0,7 D) \cdot \frac{s}{2} = 0,8 D s$. Ist im Mittel der Hub etwa $s = 1,5 D$, so wird die Kanalwandung $= 0,8 D \cdot 1,5 D = 1,2 D^2$. Hierzu noch eine Deckel- und eine Pleuelstange $\frac{2 \pi D^2}{4} = 1,6 D^2$ gibt zusammen Oberfläche des schädlichen Raumes $O_{sch} = 2,8 D^2$.

Steht der Pleuelstange am anderen Hubende, so kommt zur dampfberührten Fläche noch die Zylinderwand $\pi D s$ hinzu; ist wieder im Mittel $s = 1,5 D$, so beträgt diese Zylinderfläche $O_{zyl} = 1,5 \pi D^2 = 4,7 D^2$.

Es beträgt also bei Schiebermaschinen ungefähr

$$\frac{O_{sch}}{O_{zyl}} = \frac{\text{Oberfl. d. schäd. Räume}}{\text{Zylinderwandung}} = \frac{2,8 D^2}{4,7 D^2} = 0,6.$$

Bei Ventilsteuerung sind zwar die Kanäle kürzer, dafür sind es aber deren je zwei ¹⁾; die Doppelsitzventile und ihre Gehäuse haben auch große Oberfläche, so daß obiges Verhältnis hier noch größer wird. Eine Nachrechnung an einer ausgeführten Ventilmachine ($D = 575$ mm, $s = 860$ mm) hat ergeben

$$\frac{O_{sch}}{O_{zyl}} = \frac{\text{Oberfl. d. schädli. Räume}}{\text{Zylinderwandung}} = \frac{1,186 \text{ qm}}{1,550 \text{ qm}} = 0,765.$$

Dabei sind die hier auch vorgefundenen, so schädlich mitwirkenden Oberflächen der Spielräume zwischen Zylinderwand und dem sackförmig weit in den Zylinder hineinragenden Deckel nicht einmal mitgerechnet, da diese durch denkende Konstrukteure vermieden werden.

Dies Verhältnis von 0,765 wollen wir für unseren Fall Fig. 58 annehmen. Denkt man sich im unteren Teile der Figur durch die Strecke AC die Oberfläche der eigentlichen Zylinderwandung dargestellt, so hat man diese Strecke um 0,765 AC bis zu D zu verlängern, um in der Strecke CD die Oberfläche des schädlichen Raumes entsprechend darzustellen. Ist nun der Kolben in A , so steht vor ihm Dampf von 61° , der die ganze Fläche von $A-D$ berührt und auf sie kühlend einwirkt. Bewegt sich nun der Kolben von A gegen C hin, so nimmt die dampfberührte Oberfläche ab und entspricht, wenn der Kolben nach B gekommen, noch der Strecke BD . Während auf dem ganzen Kolbenwege $A-B$ bei „günstigster Kompression“ die Dampftemperatur auf 61° geblieben ist, also ihre abkühlende Wirkung auf die von AD bis BD abnehmende Oberfläche in voller Größe angehalten hat, ist sie bei „höchster Kompression“ schon von 61° auf 87° gestiegen. Auf dem Kolbenwege BC steigt dann die Temperatur bei beiden Kompressionen: bei „höchster“ von 87° auf 134° , bei „günstigster“ dagegen nur von 61° auf 99° . Und im letzten Moment ist noch

¹⁾ Man findet die Ansicht ziemlich verbreitet und auch in Büchern ausgesprochen, die Anordnung je zweier gesonderter Kanäle auf jeder Zylinderseite, der eine für den Eintritt des Dampfes, der andere für den Austritt, könne auch den schädigenden Einfluß des Wärmeaustausches zwischen dem Dampf und den Zylinder- bzw. Kanalwänden heruntermindern, indem bei getrennten Kanälen derjenige Wärmeverlust vermindert werde, „welcher bei Anordnung gemeinschaftlicher Kanäle für Ein- und Austritt dadurch entstehe, daß bei jedem Kolbenspiele abwechselnd der heiße Kesseldampf und darauf der kältere Abdampf mit der betr. gemeinsamen Kanalwand in Berührung komme“. Diese Ansicht entspricht nicht dem sich tatsächlich abspielenden Vorgange: auch bei getrennten Ein- und Auslaßkanälen und -Ventilen ist während der Dampfeinströmung der heiße Dampf nicht nur mit dem Einströmkanal und seinem Ventil in Berührung, sondern auch mit dem Ausströmkanal und dessen Ventil; und es wird sich auf allen diesen Oberflächen, die vorher kühler gewesen sind, Dampf niederschlagen. Ebenso ist während der Abströmung auch der Einlaßkanal, der vorher wieder wärmer geworden, mit dem kühlen Dampf in Berührung, und auch das vorher an den Wandungen des Einlaßkanals niedergeschlagene Wasser wird nun bei der kleineren Abdampfspannung verdampfen und Wärme mit fortnehmen, gerade wie dies Wasser tut, das sich an den Wandungen des Auslaßkanals, des Zylinders, Kolbens usw. niedergeschlagen hatte. In bezug auf die Art des Wärmeaustausches ist es gleichgültig, ob man gesonderte Ein- und Auslaßkanäle anordnet oder gemeinsame: das Wesentliche ist, daß die Summe ihrer Oberflächen möglichst klein sei.

die relativ große Oberfläche des schädlichen Raumes CD ($= 0,765$ der Zylinderwandung!) im einen Falle mit Dampf von 134° , im andern mit solchem von nur 99° in Berührung; und weil dabei auch die Kolbengeschwindigkeit bis zu Null gesunken ist, so hat der Dampf auch Zeit, der großen Oberfläche des schädlichen Raumes Wärme zu übertragen und bei dem höhern Temperaturgefälle von 134° auf die an der Wandoberfläche vom Wandinnern her steigende Oberflächen-temperatur wieder mehr Wärme übertragen als bei dem viel kleineren Temperaturgefälle von 99° aus. Was aber von solcher Kompressionswärme an die Wandungen übergeht, oder ihnen weniger entzogen wird, überhaupt nur innerhalb des Zylinders bleibt, braucht nachher beim neuen Hube nicht dem frisch eintretenden Kesseldampf entzogen zu werden, d. h. dessen Kondensationsverlust zur Aufwärmung der Wandungen — besonders des schädlichen Raumes — wird um so viel kleiner. Dieser Kondensationsverlust beträgt nun bei Einzylinder-Kondensationsmaschinen und bei geringer, sog. „günstigster“ Kompression (ausgezogene Kurve Fig. 57 und 58) etwa 60—70 % des Nutzdampfes, indem 1,60—1,70 mal so viel Dampf effektiv gebraucht wird, als dem wirklichen Füllungsgrad ($m_r + \epsilon$) entspricht, und der Verlust von 60—70 % zum weitaus größten Teile eben von dem Kondensationsverlust im Innern des Zylinders herrührt und — bei gut unterhaltenen Maschinen — nur zum verschwindend kleinen Teile von der Undichtheit von Steuerungsorganen, Kolben usw. (Ist bei Zylindern mit ausgiebiger Mantel- und Deckelheizung jener Verlust geringer, so kommt dagegen der Verbrauch an Heizdampf hinzu.)

Dieser Dampfverlust von 60—70 % wird nun durch die viel günstiger verlaufende Kompressionstemperaturkurve (Fig. 58) bei höchster Kompression gegenüber gewöhnlicher Kompression herabgemindert; um wie viel? das läßt sich aber nicht berechnen. Dürfte man annehmen, jener Verlust von 60—70 % würde bei „höchster Kompression“ auch nur um 5 % herabgemindert, so stünde diesem Gewinne von 5 % der Nutzdampfmenge ein Verlust von 2,5 % durch Verringerung der Arbeitsfläche gegenüber; man hätte also noch immer einen Gewinn von 2,5 %. Nach des Verfassers Meinung dürfte der wirkliche Gewinn aber höher sein, und in dieser Richtung anzustellende Versuche mit Einzylinder-kondensationsmaschinen wären sehr zu empfehlen¹⁾. Man bedürfte

¹⁾ Prof. Doerfel hat — Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1889, S. 1065 — schon ausgedehnte derartige Beobachtungen an einer solchen Maschine angestellt und dabei im wesentlichen gefunden, daß höher getriebene Kompression nicht nur den Gang der Maschine weicher macht, sondern in der Tat auch den Gesamtdampfverbrauch vermindert hat. Mit den oben empfohlenen Versuchen sind aber die Doerfelschen nicht identisch; hierzu gehört eine Ventilmaschine mit der oben im Text beschriebenen Steuerung, so daß Spannungsabfall am Hubende und Kompression je für sich vollständig rein zum Ausdruck gelangen, während Doerfels Maschine Corlißsteuerung hatte, welche bei Einstellung auf höhere Kompression den Auslaß überhaupt nicht mehr völlig öffnete und den Beginn der Kompression durch Drosselung des abgehenden Dampfes infolge schleichenden Abschlusses der Corlißhähne verfrüht erscheinen ließ.

Bei der Auswertung aller solcher Versuche wird das durch Gl. (152) ausgesprochene Gesetz über günstigste Kompression in bezug auf Nutzdampf-

hierzu einer Steuerung, bei der nicht nur Ein- und Auslaßorgane unabhängig voneinander verstellt, sondern bei der auch noch Öffnung und Schluß jedes Auslaßorganes selber ganz unabhängig voneinander beliebig verstellt werden könnten, und wobei noch die Eröffnung des Auslasses rasch auf volle Weite erfolgen würde. Diese Bedingungen wären leicht zu erfüllen, wenn die Auslaßorgane z. B. Ventile sind, deren jedes durch je ein Paar nebeneinander liegender unrunder Scheiben bewegt würde, deren vordere Höckerfläche *A*, Fig. 60, der einen Scheibe angehörig, die Öffnung, und deren hintere Höckerfläche *B*, der andern Scheibe angehörig, den Schluß des Ventils bewirken würde, wie das z. B. Gebr. Sulzer öfter ausführen, wobei aber beide Scheiben auf der Welle, also auch gegeneinander, verdreht, also sowohl Eröffnungspunkt, Eröffnungsdauer und Schlußpunkt beliebig eingestellt werden

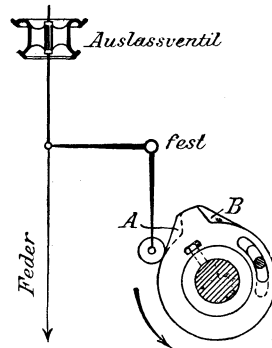


Fig. 60.

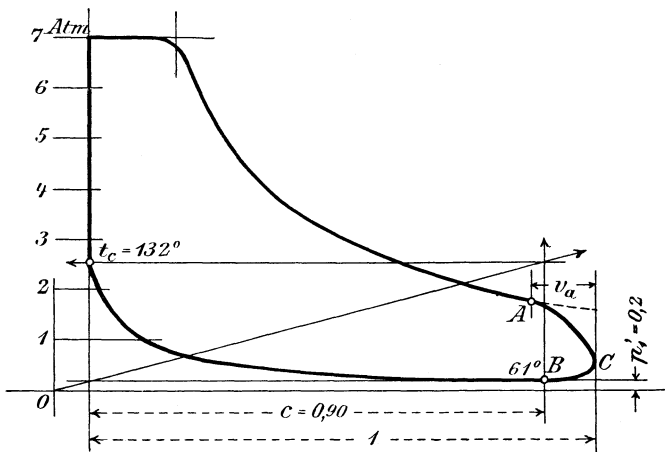


Fig. 61. Beste Kompression bei Einzylinderkondensationsmaschinen.

verbrauch, ferner das angegebene Rechnungsverfahren zur Bestimmung des Mehrverbrauches an Nutzdampf, wenn jene „günstigste“ Kompression erhöht wird, vorzügliche Dienste leisten:

Mißt man zuerst den Gesamtdampfverbrauch pro PS_i bei der sogenannten „günstigsten“ Kompression, stellt man dann bei möglichst gleicher Belastung der Maschine die Kompression auf einen viel höheren Grad ein, so kann man den Mehrverbrauch an Nutzdampf für diese größere Kompression berechnen, ihn vom wiederum beobachteten Gesamtdampfverbrauch abziehen, und wird nun der Vergleich dieser so erhaltenen Differenz mit dem Gesamtdampfverbrauch bei „günstigster“ Kompression die thermische Wirkung der Zylinderwände während des Kolbenrücklaufes bei verschiedenen Kompressionsgraden deutlich erkennen lassen, indem jene Wirkung der Zylinderwände während des Kolbenhanges in allen Fällen sehr nahe die gleiche bleibt.

könnten, und wobei doch immer Volleröffnung des Auslasses eintreten würde.

Es wäre dann so vorzugehen: Zuerst stellt man den Höcker *B*, Fig. 60, so ein, daß der Schluß des Auslaßventils in der Kolbenstellung *B* Fig. 61, bei einem Kompressionswege von etwa $c = 0,9$ erfolgt; dabei erhält man (bei $p_1' = 0,20$) einen Kompressionsdruck von $p_c = 2,80$ Atm. und eine Kompressionsendtemperatur $t_c = 132^\circ$, also nur äußerst wenig unter diesen Werten für $c = 1$ bleibend, wogegen man anderseits doch nur 2% Arbeitsfläche gegenüber der „günstigsten“ Kompression verliert, anstatt 2,5% (s. Fig. 56). Alsdann stelle man den die Öffnung des Ventils bewirkenden Höcker *A*, Fig. 60, so weit vor, d. h. vergrößere die Vorausströmung v_a , Fig. 61, so lange, bis im schon festgelegten Punkte *B*, Fig. 61, die Indikatorcurve bis völlig auf die mittlere Spannung p_1' am Anfang der Abdampfleitung herabsinkt, welche Spannung p_1' man an einem gleichzeitig in den Abdampfstutzen eingeschraubten Indikator ermittelt. Es findet dann nicht eine Dampfabströmung im üblichen Sinne des Wortes statt, sondern der Dampf expandiert nur auf dem kurzen Kolbenwege *ACB*, Fig. 61, von seiner Expansionsendspannung w auf die Gegenspannung p_1' herab; man läßt ihn also nur seinen „Spannungsabfall“, diesen aber vollständig vollziehen, nachher aber nicht weiter abströmen; der im Zylinder zurückgehaltene Restdampf und seine Wärme kommen der neuen Füllung beim folgenden Hube zugute.

J. Schiebersteuerung Weiss

mit Doppeleröffnung des Austrittes und vorheriger Überströmung.

Aus den Erörterungen des letzten Kapitels geht hervor, daß bei Kondensationsmaschinen nur gewisse Ventilsteuerungen allseitig befriedigen können, daß das aber am wenigsten der Fall ist bei gewöhnlicher Schiebersteuerung (auch mit Spaltschiebern), indem deren Starrheit eine günstige Einstellung weder der Abströmung noch der Kompression zuläßt. Deswegen sei gestattet, hier, in einer Schrift, die nur über Kondensation und was mit ihr zusammenhängt handelt, eine besondere, vom Verfasser herrührende Schiebersteuerung vorzuführen¹⁾, die auch nur speziell für Maschinen mit Kondensation bestimmt ist, und bei solchen die der gewöhnlichen Schiebersteuerung anhaftenden Übelstände auf einfachste Weise beseitigt, indem hier

- a) der Dampfaustritt zu seiner vollen Eröffnung einen noch kleineren Schieberweg beansprucht als bei Ventilsteuerung, also noch rascher als bei dieser erfolgt, so daß die volle Eröffnung des Austrittes bequem schon ein Stück vor dem toten Punkte erreicht wird, wodurch man das Vakuum in seinem vollen Umfange schon von Anfang des Hubs an in den Zylinder hinein bekommen kann;
- b) der Dampf gegen Hubende, wo er sonst ganz unbenützt in den Kondensator abströmt, hier vorher noch dazu benützt wird, den Raum auf der andern Kolbenseite, der gewesenen Abströmseite, besser mit Dampf anzufüllen und so die Kompression zu erhöhen, womit einerseits sanfterer Gang der Maschine, anderseits bessere thermische Wirkung erreicht wird; noch außerdem erhält man infolge der Überströmung mit der gleichen Dampfmenge eine größere Arbeitsfläche als unter sonst gleichen Umständen mit einer Ventilmachine.

Diese beiden, bei diesem Schieber immer zusammen auftretenden Eigenschaften machen ihn gerade für alle Zylinder geeignet, die ihren Dampf in einen Kondensator ausstoßen (also Einzylinderkonden-

¹⁾ Zuerst in der Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1895, S. 762, veröffentlicht; dieser Aufsatz enthält aber einige Ungenauigkeiten und behandelt die Sache nicht durchweg einwandfrei; man lasse ihn daher unbeachtet und halte sich ausschließlich an die hier gegebene Entwicklung und die hier aufgestellten Konstruktionsregeln.

sationsmaschinen und Niederdruckzylinder von Mehrfachexpansionsmaschinen mit Kondensation), während bei den andern Zylindern (Einzylierauspuflmaschinen und Hoch- und Mitteldruckzylinder) auch gewöhnliche Schieber genügen.

Der Schieber kann sowohl als Grundschieber unter einem (Meyer-, Rider- usw.) Expansionschieber wirken, als auch als Einzelschieber Dampfverteilung und Expansion zusammen besorgen, und sollen beide Verwendungsarten hier beschrieben werden.

a) Weiss-Schieber, als Grundschieber unter einem Expansionschieber wirkend, bei Einzylierkondensationsmaschinen oder beim Niederdruckzylinder von Mehrfachexpansionsmaschinen.

In Fig. 62 ist ein derartiger Schieber dargestellt. Die Stege am Schieberspiegel sind derart verbreitert, daß muschelartige Aushöhlungen in dieselben eingelegt werden können. Die Auslaßöffnung ist in Mittelstellung des Schiebers durch einen an letzteren mitgegossenen Steg

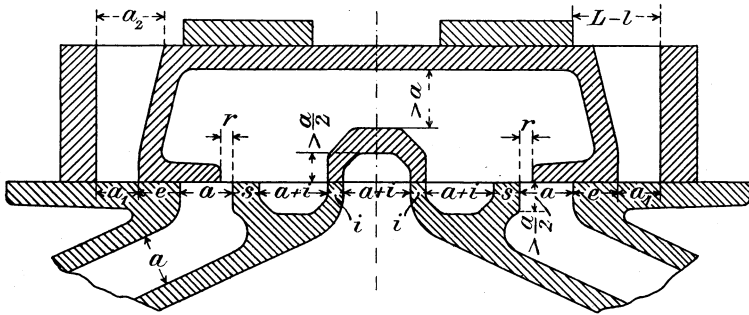


Fig. 62.

überdeckt, in den ebenfalls eine muschelartige Vertiefung, wie die beiden schon erwähnten, eingelegt ist. Wenn a die Kanalweite, i die innere Deckung oder Stegbreite der innern Muschel bedeutet, so ist die Weite jeder der drei Muscheln $= a + i$ zu machen, während deren Tiefe mindestens $= \frac{a}{2}$ sein muß; mit Rücksicht darauf, daß der Grund der Muscheln unbearbeitet bleibt, so daß deren Tiefe leicht kleiner als beabsichtigt ausfallen kann, ist selbe $> \frac{a}{2}$ einzuzeichnen, damit hier keine

Querschnittsverengungen auftreten. Der Querschnitt zwischen Schieberücken und mittlerem Steg im Schieber ist mindestens = dem vollen Kanalquerschnitt $a.b$ zu machen (b = Höhe der Kanäle), da bei äußerster Stellung des Schiebers die ganze austretende Dampfmenge ihren Weg über den mittleren Steg weg nimmt. Die Schieberlappen ragen bei Mittelstellung des Schiebers nach außen um die äußere Deckung e über die Kanäle am Zylinder hinaus, während sie nach innen Überströmspalten r frei lassen, durch welche am Ende der Expansions-

periode und bevor der Dampf abzuströmen beginnt, Dampf vom Raume hinter dem Kolben auf dessen Vorderseite strömt, wo die Kompression begonnen hat, hier den Druck erhöht, so daß der Kolben vor sich mehr Dampf, d. h. Dampf von höherer Spannung erhält, womit eben höhere Kompression erzielt wird.

Man erkennt aus Fig. 62 leicht, daß, damit sich der Druckausgleich vor und hinter dem Kolben ohne vorzeitige Eröffnung des Austrittes rein vollziehe, die innere Deckung i etwas größer sein muß als die Überströmospalte r . Es muß also immer

$$i = r + d \quad \dots \dots \dots (153)$$

sein, wo die „Sicherheitsdeckung“ d = einer kleinen positiven Größe ist, die man passend zu etwa $0,1 a$ annimmt.

Mit den bis jetzt genannten Bedingungen (also i etwas größer als r und die Weite der drei Muscheln je $= a + i$) zeichne man sich nach Fig. 62 einen solchen Schieber samt seinem Spiegel auf und schneide ihn seiner Gleitfläche nach durch, so daß man den Schieber auf seinem Spiegel verschieben kann. Schiebt man nun den Schieber um das Stück i aus seiner Mittelstellung — sagen wir nach rechts —, so beginnt der Austritt sich zu öffnen, und zwar an zwei Kanten statt nur an einer, der Austrittsquerschnitt wird also verdoppelt; und dieser Austrittsquerschnitt wächst, und zwar doppelt so schnell als bei gewöhnlichem Schieber, bis zum Schieberwege $\frac{a}{2} + i$ aus der Mitte; dann stehen die Schenkel der Schiebermuschel gerade über den Mitten der Austrittsöffnung und der rechten Spiegelmuschel, der Austrittsquerschnitt ist je $2 \cdot \frac{a}{2} = a$ geworden, d. h. hat die volle Kanalweite a erreicht; die eine Hälfte des austretenden Dampfes geht über, die andere unter dem Mittelstege durch, und findet jede eine Wegbreite von $\frac{a}{2}$. In dem Moment, wo der Austritt an der Mittelöffnung die volle Kanalweite a erreicht hat, muß aber der Zylinderkanal a rechts ebenfalls seine volle Eröffnung erreicht haben; denn es hülfe nichts, wenn an einem Ort zwar volle Eröffnung des Austrittes erreicht wäre, am andern dagegen noch nicht. Es muß also bei dem Schieberwege $\frac{a}{2} + i$ auch der Kanal am Zylinder eben völlig abgedeckt werden, d. h. es muß auch sein

$$\frac{a}{2} + i + r = a$$

woraus

$$r = \frac{a}{2} - i.$$

Hierin den Wert von i aus (153) eingesetzt

$$r = \frac{a}{2} - r - d$$

woraus

$$r = \frac{a}{4} - \frac{d}{2} \dots \dots \dots (154)$$

Da $\frac{d}{2}$ immer kleiner als $\frac{a}{4}$ ist, ergibt sich für r immer ein positiver Wert: bei diesem Schieber mit Doppeleröffnung des Austrittes muß also notwendig auch Überströmung stattfinden. — Bewegt sich der Schieber dann noch weiter, so bleibt die Größe des Austrittsquerschnitts an der engsten Stelle konstant = a , bis sich der Austritt wieder zu schließen beginnt, wobei das Schließen ebenso rasch erfolgt, wie das Öffnen erfolgt ist.

Die Weite der Überströmospalte r , wie sie aus Gl. (154) sich ergibt, ist als deren Mindestwert anzusehen, den man auch vergrößern darf. Damit auch bei rasch gehenden Maschinen der Druckausgleich vor und hinter dem Kolben sich vollständig vollziehe, empfiehlt es sich erfahrungsgemäß, r um etwa ein Drittel größer zu machen; hiermit und mit Einsetzen des für die Sicherheitsdeckung d passenden Wertes von $d = 0,10 a$ geht Gl. (154) über in

$$r = \frac{4}{3} \left(\frac{a}{4} - \frac{a}{20} \right) = \frac{4}{15} a$$

wofür wir rund setzen

$$r = 0,25 a \dots \dots \dots (155)$$

welchen Wert man für die Ausführung auf den nächsten ganzen Millimeter aufrundet und dann mit diesem auszuführenden Werte von r weiterrechnet.

Hiermit kommt die innere Überdeckung

$$i = r + d = r + 0,1 a \dots \dots \dots (156)$$

für welchen Wert man die nächstgelegene ganze Millimeterzahl nimmt. Damit ist auch die Weite $a + i$ der drei Muscheln und der Austrittsöffnung im Schieberspiegel bestimmt.

Die Stegbreite s (Fig. 62) kann man etwa nach der empirischen Formel wählen

$$s = 0,3 a + 10 \text{ mm.} \dots \dots \dots (157)$$

beliebig auf- oder abgerundet.

Was die äußere Deckung e betrifft, so braucht man diese hier nicht mit Rücksicht auf eine verlangte Füllung zu bestimmen, weil hier voraussetzungsgemäß ein besonderer Expansionsschieber auf dem Rücken unseres Grundschiebers die Einstellung des Füllungsgrades besorgt; man könnte also, um einen kleinen Schieberweg zu erhalten, e möglichst klein (immerhin aber noch größer als r) wählen. Doch ist hier die äußere Deckung e in Rücksicht auf den Voreilwinkel zu bestimmen, so daß dieser so groß wird, daß die Volleröffnung des Austrittes schon vor dem toten Punkte eintritt, und zwar hat wiederum die Erfahrung gezeigt, daß die Abströmlinie im Indikatorgramm dann schon im toten Punkte bis oder bis sehr nahe auf die Gegen

spannung im Abdampfrohr herabsinkt, wenn der Austrittskanal seine volle Eröffnung schon erreicht, wenn die Kurbel noch um einen Winkel von etwa 15° vor ihrer Totpunktstellung steht. Aus dieser Bedingung sowie einer passenden Annahme für die Voreinstromung v_e von

$$v_e = 0,25 a \text{ bis } 0,30 a \dots\dots\dots (158)$$

läßt sich die äußere Deckung ableiten zu

$$e = 0,96 a \dots\dots\dots (159)$$

bei sehr rasch gehenden Maschinen etwas größer (bis $1,05 a$ hinauf), bei langsam gehenden etwas kleiner (bis $0,90 a$ herab).

Mit Rücksicht darauf, daß bei Expansionschiebersteuerung der Expansionschieber anfängt, den Durchgangskanal im Grundschieber wieder zu verengen, lange bevor der Grundschieber den Eintrittskanal ganz aufgemacht hat — und das auch selbst bei größeren Füllungen, — daß also bei solcher Expansionssteuerung der Eintrittskanal doch nie auf seine volle Weite geöffnet wird, genügt es, die untere Weite des Durchgangskanals im Grundschieber (s. Fig. 62) etwa zu machen

$$a_1 = 0,80 a \text{ bis } 0,85 a \dots\dots\dots (160)$$

den kleineren Wert bei kleineren, den größeren bei größeren Füllungen.

Damit dann diese Eröffnungsweite auf der Eintrittsseite wirklich erreicht wird, ist die Exzentrizität oder der halbe Schieberhub

$$\varrho = a_1 + e \dots\dots\dots (161)$$

zu machen.

Damit bestimmt sich der Voreilwinkel δ aus der Gleichung

$$\sin \delta = \frac{v_e + e}{\varrho} \dots\dots\dots (162)$$

So sind alle Elemente des Schiebers auf die eine Größe, die Kanalweite a zurückgeführt, und bleibt nur noch diese zu bestimmen übrig. Sie wird erhalten, indem man den Kanalquerschnitt ($a \cdot b$) durch die anzunehmende Kanalhöhe b dividiert, also

$$a = \frac{(a \cdot b)}{b} \dots\dots\dots (163)$$

Um a klein und damit den Schieber und dessen Hub kurz zu bekommen, wählt man b möglichst groß, bleibt aber immer mit der Kanalhöhe noch unter dem Zylinderdurchmesser D (etwa $b = 0,6$ bis $0,9 D$, wachsend mit der Größe der Maschine). Es ist also noch der Kanalquerschnitt $a \cdot b$ zu bestimmen, und zwar mit Rücksicht darauf, daß die mittlere Geschwindigkeit des eintretenden Dampfes — über die des austretenden haben wir früher schon gesprochen und brauchen diese hier nicht mehr zu berücksichtigen — eine gewisse Größe v nicht übersteigt, damit keine Drosselung eintritt. Bedeutet F die Kolbenfläche, und zwar hier in Quadratmetern, u die mittlere Kolbengeschwindigkeit in Metern, also

$$u = \frac{n \cdot s}{30} \dots\dots\dots (164)$$

wo n die minutliche Umdrehzahl und s den Kolbenhub in Metern bedeutet, so hat man

$$a b = \frac{F \cdot u}{v} \quad (165)$$

Allgemein findet man nun als zulässige mittlere Dampfgeschwindigkeit in den Kanälen den Wert

$$v = 30 \text{ m}$$

angegeben, also für die kleinste Maschine mit engsten Kanälen gerade so groß als wie für die größte Maschine mit recht weiten Kanälen, während doch offenbar in weiten Kanälen die Geschwindigkeit größer sein darf als in engen, ohne daß man eine größere Drosselung befürchten muß, gerade wie auch in weiteren Rohren größere Geschwindigkeit des Abdampfes zugelassen werden darf als in engeren — vgl. Gl. (136) und Schaubild Fig. 47, S. 181 —, weil bei ersteren das Verhältnis des Umfanges, an dem die Hauptreibung stattfindet, zur Querschnittsfläche kleiner ist. Diese Erwägung trifft nicht nur für den Zylinderkanal selber zu, sondern auch für die beim Arbeiten des Schiebers sich öffnenden und schließenden Spalten an den Mündungen der Kanäle: auch diese Spalten werden — abgesehen vom letzten Moment vor dem Abschluß und vom ersten nach dem Öffnen — bei größeren Maschinen mit weiteren Kanälen auch weiter als bei engen Kanälen, drosseln im erstern Falle also auch weniger, lassen also eine größere Durchgangsgeschwindigkeit zu. Es rechtfertigt sich daher, die zulässige mittlere Eintrittsgeschwindigkeit v des Dampfes in den Zylinderkanälen mit der Weite dieser Kanäle etwas zunehmen zu lassen, und da diese Kanalweite auch mit dem Zylinderdurchmesser D zunimmt, mag etwa angenommen werden

$$v = 25 + 8 D \quad (166)$$

und zwar bei allen Schiebermaschinen, betreffe es deren Hoch- oder Niederdruckzylinder;

also für $D = 0,2 \quad 0,4 \quad 0,7 \quad 1 \quad 1,5 \quad 2 \text{ m}$
 wäre etwa $v = 26,6 \quad 28,2 \quad 30,6 \quad 33 \quad 37 \quad 41 \text{ m}$ anzunehmen.

Das stimmt auch mit der Praxis besser überein als die Regel $v = \text{konst.}$, indem man bei großen und mit hoher Kolbengeschwindigkeit arbeitenden Maschinen mit v tatsächlich bis auf 40 m und noch höher geht, ja gehen muß, um nicht allzu große Steuerungsorgane zu erhalten.

Mit so angenommener Kanalgeschwindigkeit v findet man aus (165) den nötigen Kanalquerschnitt $a \cdot b$, und hieraus mit angenommener Kanalhöhe b nach (164) die Kanalweite a .

Damit sind die Elemente unseres Grundschiebers alle bestimmt; der Expansionsschieber ist der gleiche wie für den gewöhnlichen Grundschieber.

Beispiel des Entwurfs eines Weiss-Grundschiebers.

Es sei — gleichgültig ob bei Einzylinderkondensationsmaschine oder Niederdruckzylinder einer Compoundmaschine — Zylinderdurchmesser $D = 0,60 \text{ m}$, also Kolbenfläche $F = 0,283 \text{ qm}$, und Kolben-

geschwindigkeit $u = 2,50$ m. Nach (166) ist für diesen Zylinder eine mittlere Dampfgeschwindigkeit in den Kanälen angemessen von $v = 25 + 8.0,6 = 29,8$ m;

hierfür nehmen wir $v = 30$ m.
Damit findet sich der nötige Kanalquerschnitt

$$ab = \frac{F \cdot u}{v} = \frac{0,283 \cdot 2,50}{30} = 0,0236 \text{ qm.}$$

Die Kanalhöhe angenommen zu $b = 0,45$ m.

kommt die Kanalweite $a = \frac{ab}{b} = \frac{0,0236}{0,45} = 0,0523$ m,

aufgerundet auf $a = 53$ mm.

Hiermit nach (155) die Überströmspalte

$r = 0,25 a = 0,25 \cdot 53 = 13,25$ mm, aufgerundet auf $r = 14$ mm.

Damit nach (156) die innere Deckung

$i = r + 0,1 a = 14 + 5,3 = 19,3$ mm, abgerundet auf $i = 19$ mm.

Also Weite der drei Muscheln und der Austrittsöffnung

$$a + i = 53 + 19 = 72 \text{ mm.}$$

Die Stegbreite s kann man nach (157) annehmen zu

$$s = 0,3 a + 10 = 0,3 \cdot 53 + 10 = 25,9, \text{ oder rund } s = 25 \text{ mm.}$$

Die äußere Deckung nach (159)

$$e = 0,96 \cdot a = 0,96 \cdot 53 = 50,9; \text{ aufgerundet auf } e = 51 \text{ mm.}$$

Die Füllung sei ziemlich klein, so kommt nach (160)

die Weite des Durchgangskanals im Grund-
schieber $a_1 = 0,8 \cdot a = 0,8 \cdot 53 = 42,4$; aufgerundet auf $a_1 = 43$ mm.

Mit diesen Maßen kann der Schieber nach der schematischen Figur 62 aufgezeichnet werden.

Die Exzentrizität oder der halbe Schieberweg wird nach (161) $q = a_1 + e = 43 + 51 = 94$ mm.

und nach (158) die Voreinströmung

$$v_e = 0,25 a \text{ bis } 0,30 a = 0,25 \cdot 53 \text{ bis } 0,30 \cdot 53 = 13,25 \text{ bis } 15,9; \text{ hierfür angenommen } v_e = 14 \text{ mm.}$$

Der Monteur hat also den Grundexzenter so auf der Welle aufzukeilen, daß die Voreinströmung auf beiden Seiten 14 mm beträgt.

Dabei stellt sich aus (162)

$$\sin \delta = \frac{v_e + e}{q} = \frac{14 + 51}{94} = 0,692$$

ein Voreilwinkel ein von $\delta = 43^\circ 50' = \sim 44^\circ$.

Schieberdiagramm dazu.

In Fig. 63 zeichnen wir das (Zeunersche) Schieberdiagramm, und zwar in $\frac{1}{3}$ natürlicher Größe, zu dem entworfenen Schieber ganz in der bekannten Weise; nur tritt hier zu dem „e“- und dem „i“-Kreise noch ein „r“-Kreis hinzu, dessen Schnittpunkte mit den Schieberkreisen die Kurbelstellungen bestimmen, zwischen denen die Über-

strömung stattfindet, während die Länge der Radienvektoren vom Mittelpunkt bis an den „ r “-Kreis die von O bis r wachsende, dann wieder bis O abnehmende Weite der Überströmospalte an ihrer engsten Stelle am Schieber Spiegel angibt. Nachdem wir alle maßgebenden Größen, r , i , e , ρ und δ , auf die Kanalweite a zurückgeführt haben, ist unser Schieberdiagramm ein typisches, d. h. gilt für alle derartigen, unter einem Expansionschieber wirkenden Grundschieber, und ändert sich nur dessen Maßstab, während seine geometrischen Verhältnisse — insbesondere auch die im folgenden angegebenen Winkel — die gleichen bleiben ¹⁾.

Verfolgen wir an Hand der Fig. 63 einen vollen Hin- und Rückgang des Kolbens:

In der Kurbelstellung I (etwa 11° vor dem Totpunkte, also etwa 1 % des Kolbenhubes vor dessen Ende) öffnet der Grundschieber den Dampfeintritt. Dann wird, irgendwo zwischen I und II, der Dampfeintritt durch den Expansionschieber wieder abgeschlossen, und beginnt die Expansion. In Kurbelstellung II, entsprechend einem Kolbenweg von 61 %, schließt auch der Grundschieber den Eintritt wieder ab; er gestattet also eine Maximalfüllung von 0,61, für solche Schieber groß genug. Von Kurbelstellung III bis IV findet die Überströmung des Dampfes statt; von IV bis V nochmals ein Stückchen Expansion, und in Kurbelstellung V, etwa 7,5 % des Kolbenweges vor erreichtem Hubende, beginnt die Abströmung. Indem sich hier für den Austritt zwei Spalten öffnen, und jede gleich weit, hat man die gewöhnliche Weite des Austrittes, wie sie vom inneren Deckungskreis i aus durch den Schieberkreis auf den Radienvektoren abgeschnitten wird, auf diesen Radienvektoren verdoppelt aufzutragen und erhält so die „Austritts-Eröffnungskurve“ (die — nebenbei bemerkt — kein Kreis ist). Schon in Kurbelstellung VI, nach einem Kurbelwege von nur etwa 17° vom Punkt des Eröffnens an, also äußerst rasch — wie es selbst mit Ventilsteuerung mit Rücksicht auf nicht zu ungünstige Belastung der Antriebshebel usw. kaum möglich — ist schon die volle Eröffnungsweite a des Austrittskanals erreicht, noch etwa 15° bevor die Kurbel am toten Punkte anlangt. Während dieses letzten Kurbelweges von 15° hat der Dampf Zeit, durch den voll eröffneten Austritt wegexpandieren zu können. Das ist der eine Vorzug unseres Schiebers:

¹⁾ Auf den hier zu erwartenden Einwurf, es sei nicht gut, für die Konstruktion eines Schiebers feste Regeln, ein förmliches Rezept zu geben, wie wir es hier getan haben, man müsse vielmehr dem Konstrukteur volle Freiheit lassen, für die verschiedenen Zwecke jeweilen das Richtige zu suchen, erwidern wir, daß ein Verteilschieber, unter einem Expansionschieber wirkend — und nur solche behandeln wir vorerst —, immer nur e i n e n Zweck verfolgt: beste Dampfverteilung bei nicht zu großen Schieberdimensionen. Dieser eine Zweck führt auch immer schließlich zu denselben anzuwendenden Mitteln, d. h. immer auf sehr annähernd die gleichen relativen Größen der Schieberelemente. Indem wir feste Regeln für die Bestimmung dieser Schieberelemente aufgestellt haben, haben wir nur dem Konstrukteur seine Aufgabe erleichtert. Wenn man die schöne Dampfverteilung, die unser Schieber geben k a n n, auch wirklich erhalten will, darf man von den gegebenen Konstruktionsregeln nicht a b w e i c h e n.

Fig. 64.

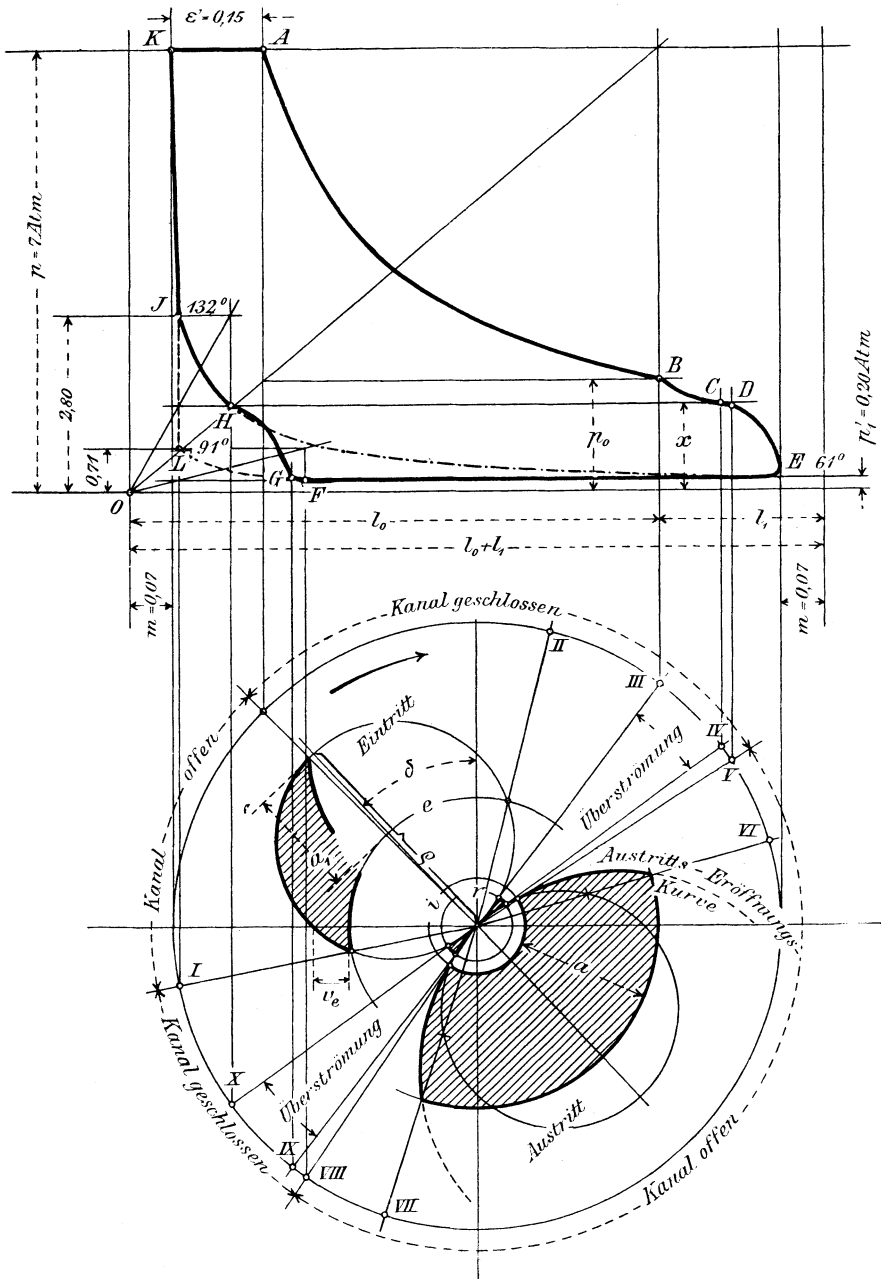


Fig. 63.

Ohne zu frühen Beginn des Vor-Austrittes rasche Voll-Eröffnung des Austrittes schon ein Stück vor Erreichung des Totpunktes, und damit beste Ausströmung des Abdampfes.

Von Kurbelstellung VI bis VII bleibt der Austritt völlig offen und schließt sich dann bis Kurbelstellung VIII ebenso rasch wieder, wie er sich von V bis VI geöffnet hatte (welch rasches Schließen übrigens gleichgültig ist; nur im raschen Öffnen des Austrittes liegt ein Vorteil). Von Kurbelstellung VIII ab findet Kompression statt, und zwar von VIII bis IX durch den Kolben, dann von IX bis X durch den von der Kolbenrückseite auf dessen Vorderseite überströmenden Dampf, dann von X bis I wieder durch den Kolben, und in Kurbelstellung I beginnt wieder die (Vor-)Einströmung.

Dampfdruckdiagramm dazu.

In Fig. 64 ist das Dampfdruckdiagramm zu einem Schieberdiagramm konstruiert, und zwar für die Verhältnisse: Dampfdruck $p = 7$ Atm. abs.; Gegendruck $p_1' = 0,20$ Atm. abs.; schädlicher Raum $m = 0,07$; und der durch den Expansionsschieber abgeschnittene sichtbare Füllungsgrad $s' = 0,15$; es ist also hier für das Dampfdiagramm eine Einzylinderkondensationsmaschine vorausgesetzt. So hat man den Ausgangspunkt A der Expansion. Durch diesen Punkt A ist vom Pole O aus die Expansionslinie als Mariottesche Hyperbel konstruiert bis B ; dort beginnt die Überströmung; und da die Überströmspalte r nach unsern Konstruktionsregeln weit genug ausfällt, gleicht sich der Druck vor und hinter dem Kolben vollständig aus; dieser ausgeglichene Druck x , der schon vor, jedenfalls aber auf der Ordinate über der Kurbelstellung IV erreicht ist, findet sich mit Bezug auf die Bezeichnungen in Fig. 64 aus der Gleichung

$$l_0 p_0 + l_1 p_1' = x (l_0 + l_1)$$

also

$$x = \frac{l_0 p_0 + l_1 \cdot p_1'}{l_0 + l_1} \quad \dots \quad (167)$$

In unserer in größerm Maßstabe (Hub $s = 200$ mm und 1 Atm. = 25 mm) genau konstruierten Originalzeichnung haben wir abgegriffen: $l_0 = 175$ mm, $p_0 = 44$ mm und $l_1 = 53$ mm, während voraussetzungsgemäß $p_1' = 0,20$ Atm., also im Diagrammaßstab = $0,20 \cdot 25 = 5$ mm ist; also ergibt sich

$$x = \frac{175 \cdot 44 + 53 \cdot 5}{175 + 53} = \frac{7700 + 265}{228} = 34,9 \text{ mm}$$

oder

$$x = \frac{34,9}{25} = 1,40 \text{ Atm. abs.}$$

Mit dieser Höhe x ist in der Ordinate über der Kurbelstellung IV der Punkt C im Diagramm eingetragen; das Kurvenstück zwischen B und C muß nach Augenmaß eingezeichnet werden. Von C bis D tritt wieder ein kleines Stück regelrechte Expansionslinie auf, die wieder vom

Pole O aus durch den Punkt C konstruiert wird ¹⁾. Im Punkte D beginnt die Abströmung, und sinkt die Abströmkurve bei unserm Schieber mit

1) An dieser Stelle sei daran erinnert, daß jeweilen, wenn nur ein, und zwar ein beliebiger Punkt A , Fig. 65, einer Mariotteschen Hyperbel ($v \cdot p = \text{Konst.}$) gegeben ist, d. h. wenn nur das Volumen $OF = v$ und der zugehörige Druck $FA = p$ für irgend einen Zustand der betrachteten Gasmenge gegeben sind, man dann durch diesen Punkt die Mariottesche Kurve sowohl nach vorwärts als nach rückwärts konstruieren kann; man lege durch den Punkt A die stark ausgezogene Vertikale V und Horizontale H , ziehe vom Pole O aus die beliebigen Strahlen 1, dann durch die Schnittpunkte dieser Strahlen mit V und H die Horizontalen 2 und die Vertikalen 3; alsdann sind die zusammengehörigen Schnittpunkte der Scharen 2 und 3 weitere Hyperbelpunkte.

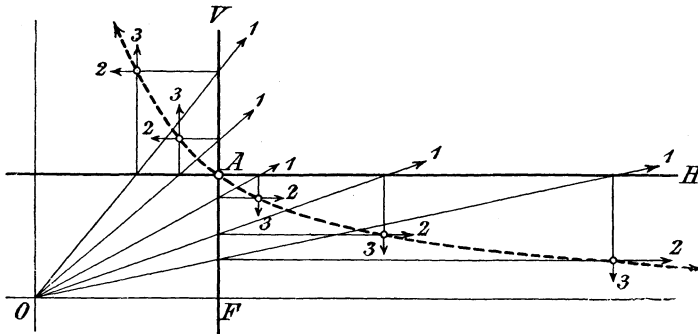


Fig. 65.

Der Beweis für die Richtigkeit dieser Konstruktion ergibt sich aus der Ähnlichkeit der Dreiecke COD und EOF der Fig. 66, in denen sich verhalten

$$CD : EF = DO : FO$$

und da

$$CD = AF = p \text{ und } EF = BD = p_0,$$

schreibt sich obige Proportion mit Bezug auf die Buchstabenbezeichnung in Fig. 66 auch:

$$p : p_0 = v_0 : v,$$

welche Beziehung eben das Mariottesche Gesetz ausdrückt.

Wäre umgekehrt eine Mariottesche Hyperbel gegeben und die Nulllinie, nicht aber der Nullpunkt auf ihr, so wähle man auf der gegebenen Hyperbel zwei beliebige Punkte A und B , Fig. 66, lege durch diese Punkte je eine Horizontale und eine Vertikale, so schneidet die durch das entstandene Rechteck gezogene Diagonale CE auf der Nulllinie den Nullpunkt O ab; diese Konstruktion kann man zur Auffindung des schädlichen Raumes eines gegebenen Diagrammes benutzen, allerdings nur dann, wenn man sicher ist, daß die Expansionslinie wirklich dem Mariotteschen Gesetz gefolgt ist.

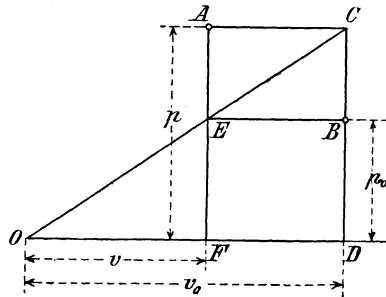


Fig. 66.

Doppeleröffnung des Austrittes rasch auf die Austrittsspannung p_1' herab. Das Kurvenstück DE ist wieder von Hand eingezeichnet. Von E bis F verläuft die Diagrammlinie horizontal; von F bis G findet Kompression durch den Kolben statt; das Kurvenstückchen F bis G ist daher wieder vom Pole O aus durch den Punkt F konstruiert. Von G bis H findet wieder Druckausgleich des Dampfes auf beiden Kolbenseiten statt; der Punkt H steigt daher wieder um $x = 1,40$ Atm. über die Nulllinie auf die vorhin schon berechnete Ausgleichsspannung. Das Kurvenstück zwischen den beiden bestimmten Punkten G und H ist wieder nach Augenmaß eingezeichnet. Im Punkte H setzt sich die regelmäßige Kompression der durch die Überströmung nun aber vermehrten Dampfmasse durch den Kolben fort; es ist also wieder durch den Punkt H vom Pole O aus eine weitere Mariottesche Linie $H—J$ konstruiert. In J beginnt die Einströmung frischen Dampfes; die Diagrammlinie steigt also rasch auf zum Punkte K auf die Eintrittsspannung p , und weil unsere Konstruktionsregeln genügend Voreinströmung ergeben, ferner weil wir mit unserm Schieber eine ansehnliche Kompression erzielen, also den schädlichen Raum schon gut mit Dampf vorfüllen, so daß es zum Nachfüllen desselben nur noch wenigen Kesseldampfes bedarf, erreicht die Diagrammlinie die Eintrittsspannung jedenfalls noch vor Umkehr des Kolbens.

Unser Schieber mit Doppeleröffnung des Austrittes und mit Überströmung gibt somit das stark ausgezogene Diagramm $ABCDEFGHIJKA$ mit einem Kompressionsdruck von 2,80 Atm., also einer Endkompressionstemperatur von 132° , während bei einem gewöhnlichen Schieber die Kompression nach der ebenfalls konstruierten Hyperbel FGI mit einem Kompressionsdruck von nur 0,71 Atm. und einer Kompressionstemperatur von nur 91° verlaufen wäre. Das ist der andere Vorteil unseres Schiebers:

Auch in Zylindern mit Anschluß an Kondensation noch ganz schöne Kompression und damit günstige Einwirkung auf Sanftheit des Ganges der Maschine und viel günstigere thermische Wirkung wegen viel besserer Anwärmung der schädlichen Räume.

Die erstere Wirkung hat man mit dem steileren Verlauf des Anfanges unserer Kompressionslinie GHI bestreiten wollen, indem ein sanfter Druckwechsel im Gestänge nur durch eine weither eingeleitete Kompression, also durch frühes Absperrern des Austrittes und allmählich ansteigende Kompressionslinie EHI herbeigeführt werden könne. Wenn es aber bei Kondensationsmaschinen überhaupt gelingt, den Druckwechsel vor dem toten Punkte stattfinden zu lassen, so gelingt es doch nie, ihn auch schon vor dem Punkte H (oder vor der Kurbelstellung X, Fig. 63) herbeizuführen, sondern er wird immer erst nach dem Punkte H eintreten. Indem aber andererseits der Druckwechsel nicht erst während der Voreinströmung JK oder sogar erst im toten Punkte stattfinden darf, bzw. indem man die Maschine mit einer solchen Umdrehungszahl laufen lassen soll, daß der Druckwechsel nicht

dort eintritt ¹⁾, muß er notwendig — wenn er überhaupt vor dem toten Punkte eintritt — auf der Strecke HJ der Kompressionslinie eintreten, also auf einer Kompressionslinie, die man gerade dadurch entstanden denken kann, daß man den Dampfeintritt schon im Punkte E abgesperrt, also eine wirklich sehr „allmähliche“ Kompression herbeigeführt hätte. Welchen Verlauf und welche Neigungswinkel unsere wirkliche Kompressionslinie vor dem Druckwechsel hatte, kommt für letzteren selbst nicht mehr in Betracht. — Tritt aber der Druckwechsel erst nach dem toten Punkte ein, so hat er überhaupt nichts mehr mit der Kompression zu schaffen, sei diese nun kleiner wie bei dem gewöhnlichen Schieber oder größer wie bei dem unsrigen; im letzteren Falle werden dann bei unserm Schieber einfach noch die Ungleichheit des Druckes im Gestänge und auf den Kurbel- usw. Zapfen — die innern Kräfte — mehr ausgeglichen, und besteht dann darin noch der günstige Einfluß größerer Kompression auf den Gang der Maschine.

Hätte man umgekehrt ohne Überströmung eine gleich gute Kompression von 2,80 Atm., wie mit unserm Schieber, erhalten wollen, so hätte man die Dampfausströmung schon beim Beginn des Kolbenrücklaufes im Punkte E , Fig. 64, wieder absperren müssen, was bei gewissen Ventilsteuerungen allerdings möglich wäre. Indem dann die Kompressionskurve von H aus aufwärts sich mit der unseres Schiebers deckt, also auf der Admissionslinie die gleiche wahre Füllung — vgl. Fußnote S. 197 — abgeschnitten hätte, wäre in beiden Fällen der Nutzdampfverbrauch der gleiche gewesen; dagegen wäre bei solcher Ventilsteuerung die dreieckige Arbeitsfläche EHG , deren Planimetrierung 5,3% unserer ganzen Diagrammfläche ergibt, verloren gewesen; oder man hätte bei solcher Ventilsteuerung zur Erhaltung gleicher Arbeit ca. 5,3% mehr Nutzdampf gebraucht als bei unserem Schieber.

In Fig. 67, einer teilweisen Wiederholung der Fig. 64, haben wir die drei Diagramme, die unsere Einzylinderkondensationsmaschine mit den drei Steuerungen ergeben würde, aufgezeichnet:

Stark ausgezogen, das Diagramm mit Weiss-Schieber (im folgenden der Kürze halber mit W.Sch. bezeichnet);

¹⁾ Wie schon *Grashof* in seiner *Theoret. Maschinenl.*, Bd. III, S. 603, und nachher *Striebeck* (*Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* 1893, S. 12) gezeigt haben, sind Stöße in der Maschine, verursacht durch den Druckwechsel im Gestänge, am ehesten zu befürchten, wenn der Druckwechsel gerade im toten Punkte stattfindet. Ergibt solches die Untersuchung des Entwurfes einer Maschine, so soll man daher derartige Abänderungen treffen, daß der Druckwechsel um ein gewisses Stück aus dem Bereich des toten Punktes weg verlegt wird. Mit Änderung der Kompression wird man in dieser Beziehung nicht viel erreichen; auch will man die Kompression nicht verändern, sondern — bei Kondensationsmaschinen — sie so hoch als möglich haben; dagegen kann man dort, wo dies aus andern Gründen leicht angeht — wie z. B. bei Transmissionsdampfmaschinen —, der Maschine größere Umlaufzahl geben, wobei deren Dimensionen für eine verlangte Leistung entsprechend kleiner werden. Mit größerer Umlaufzahl steigt der Massendruck rasch; der Druckwechsel, der vorher im toten Punkte eintrat, wird nun erst nach Durchlaufen desselben eintreten und damit, wie verlangt, sanfter.

Punktirt, das Diagramm mit gewöhnlichem Schieber (G.Sch.), das wir in der Spitze ein wenig abgerundet haben, indem das langsame Öffnen des Dampfaustrittes durch den gewöhnlichen Schieber den Dampfdruck nicht so schnell auf die Austrittsspannung p_1' heruntersinken läßt wie bei den beiden anderen Steuerungen;

Strichpunktirt, das Diagramm mit Ventilsteuerung (V.St.), das man bei gleich hoher Kompression wie mit W.Sch. erhielt.

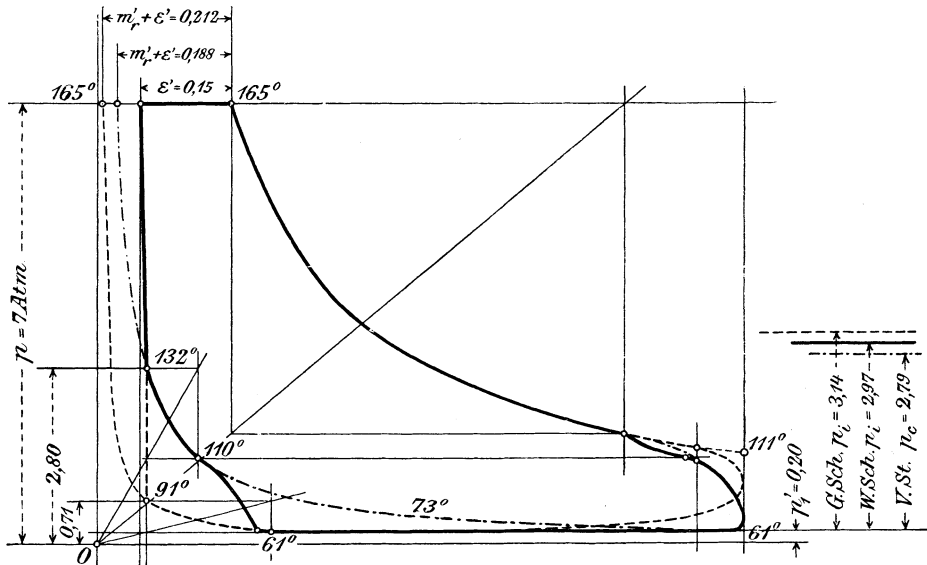


Fig. 67.

Die wirklichen Indikator diagramme werden noch einige Abrundungen der scharfen Ecken zeigen, alle aber annähernd in gleichem Maße, so daß das Verhältnis der drei Diagramme zueinander — und nur auf dieses kommt es bei den folgenden Betrachtungen an — dadurch kaum berührt wird. — Es soll der Reihe nach für die drei Steuerungsarten derselben Kondensationsmaschine betrachtet werden:

1. die erhältliche indizierte Arbeit;
2. der Nutzdampfverbrauch pro indizierte Arbeit;
3. der effektive Dampfverbrauch pro indizierte Arbeit;
4. der effektive Dampfverbrauch pro effektive Arbeit.

1. Erhaltliche indizierte Arbeit.

Durch Planimetrieren der drei Diagramme, Fig. 67, erhält man

bei	$\frac{W.Sch.}{V.St.}$	$\frac{V.St.}{G.Sch.}$	$\frac{G.Sch.}{W.Sch.}$
einen mittleren Kolbenüberdruck $p_i =$	2,97	2,79	3,14 Atm.

Dieser mittlere indizierte Kolbenüberdruck p_i ist direkt proportional

der erhältlichen indizierten Arbeit, und verhält sich also diese bei den drei Steuerungsarten wie

$$0,964 : 0,890 : 1.$$

Sie ist also beim W.Sch. um $\sim 5\%$, bei der V.St. um 11% kleiner als beim G.Sch., weil die bessere Kompression bei den beiden ersten Steuerungen eben mehr Diagrammfläche abschneidet als beim gewöhnlichen Schieber mit beinahe gar keiner Kompression. Will man bei gleichem (sichtbaren) Füllungsgrade $\epsilon' = 0,15$ auch bei V.St. und beim W.Sch. gleiche Arbeit wie beim G.Sch. erhalten, so muß man die Zylindervolumina $F \cdot s$ bei ersteren im Verhältnis

$$\frac{1}{0,946} = \frac{1,06}{1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{0,89} = \frac{1,12}{1}$$

vergrößern; läßt man dabei den Hub unverändert, so muß die Kolbenfläche F in diesem Verhältnis vergrößert werden oder der Kolbendurchmesser im Verhältnis

$$\frac{\sqrt{1,06}}{1} = \frac{1,03}{1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sqrt{1,12}}{1} = \frac{1,06}{1}.$$

Wäre also der Zylinderdurchmesser mit gewöhnlichem Schieber z. B. = 500 mm, so müßte zur Erhaltung gleicher Arbeit

der Zylinderdurchmesser beim W.Sch. = $1,03 \cdot 500 = 515$ mm

und derjenige bei V.St. = $1,06 \cdot 500 = 530$ mm

gemacht werden.

Es ist übrigens nicht unumgänglich nötig, diese im übrigen geringfügige Vergrößerung des Zylinderdurchmessers wirklich auszuführen; der Regulator wird dann einfach zur Erlangung gleicher Arbeit beim W.Sch. und bei V.St. einen etwas größeren Füllungsgrad einstellen; da dieser aber nur wenig größer wird, eine geringe Abweichung vom günstigsten, „ökonomisch vorteilhaftesten“ Füllungsgrad aber weder Dampfverbrauch noch Anlagekosten merkbar ändert, wäre solche kleine Füllungsvergrößerung belanglos.

2. Nutzdampfverbrauch pro indizierte Arbeit.

In Fig. 67 sind auch noch die Kompressionslinien bis zu deren Schnitt mit der Admissionslinie hinauf verlängert, und sind deren Schnittpunkte — um sie ganz genau zu erhalten — nicht durch Konstruktion, sondern durch Berechnung nach dem Mariotteschen Gesetze bestimmt worden. So wurden die „wirklichen Füllungsgrade“ $m_r' + \epsilon'$ beim W.Sch. und bei der V.St. = 0,188, beim G.Sch. dagegen = 0,212 gefunden. Indem die wirklichen Füllungsgrade $m_r' + \epsilon'$ direkt proportional dem Nutzdampfverbrauch sind, wie auch der mittlere Kolbenüberdruck p_i direkt proportional der erhaltenen indizierten Arbeit ist, kann man zur Gewinnung von Verhältniszahlen jene wirklichen Füllungsgrade für den Nutzdampfverbrauch und jene mittleren Kolben-

überdrücke für die indizierte Arbeit selber einsetzen und bekommt so:

	bei	<u>W.Sch.</u>	<u>V.St.</u>	<u>G.Sch.</u>
erhaltene Arbeit $p_i =$	2,97	2,79	3,14	
mit Nutzdampfverbrauch von $m_r' + \epsilon' =$	0,188	0,188	0,212	
also $\frac{\text{Nutzdampf}}{\text{indiz. Arbeit}} = \frac{m_r' + \epsilon'}{p_i} =$	0,0633	0,0674	0,0675	
das verhält sich wie	0,938	: 0,998	: 1	
oder rund wie	0,94	: 1	: 1	

Das heißt, wenn man bei Ventilsteuerungen und bei gewöhnlicher Schiebersteuerung — die sich in dieser Beziehung bei Einzylinderkondensationsmaschinen als gleichwertig erweisen — mit einer gewissen Nutzdampfmenge eine gewisse indizierte Arbeit erhält, so braucht man beim Weiss-Schieber für die gleiche Arbeit nur 0,94 jener Nutzdampfmenge, erspart also 6 %.

3. Effektiver Dampfverbrauch pro indizierte Arbeit.

Betrage der Dampfverlust infolge Wärmeaustausches zwischen Dampf und Zylinderwandungen (inkl. der großen Oberflächen der schädlichen Räume) bei einer Einzylinderkondensationsmaschine mit gewöhnlicher Schiebersteuerung, also geringer Kompression, $\alpha' = 0,65$ des Nutzdampfverbrauches ($m_r' + \epsilon'$), d. h. sei der effektive Dampfverbrauch $= (1 + \alpha') (m_r' + \epsilon') = 1,65 (m_r' + \epsilon')$, so wird nach dem S. 204 u. ff. Gesagten der Dampfverlust kleiner werden bei höchstmöglicher Kompression infolge besserer Vorwärmung bzw. geringeren Wärmeentzuges aus den Zylinderwandungen und den Wandungen der schädlichen Räume während des Kolbenrücklaufes. Wir könnten hier wieder aus dem Dampfdruckdiagramm, Fig. 67, die Temperaturdiagramme ableiten, wie wir die Temperaturdiagramme, Fig. 58, aus den Dampfdruckdiagrammen, Fig. 57, abgeleitet haben; doch unterlassen wir das und verweisen einfach auf letztere Ableitung und die daraus gezogenen Schlüsse. — Aus den der Fig. 67 beige-schriebenen Dampftemperaturen ersehen wir, daß bei Ventilsteuerung (und bei höchstmöglicher Kompression, also bei Dampfaustrittsabspernung schon beim Beginn des Kolbenrücklaufes) die thermische Wirkung der Kompression am günstigsten ist, indem schon von Anfang des rückkehrenden Hubes an die Dampftemperatur von 61° an zu steigen beginnt und zum Schluß 132° erreicht. Beim Weiß-Schieber wie beim gewöhnlichen Schieber hält die Austrittstemperatur von 61° den größten Teil des Kolbenrücklaufes an, steigt dann aber beim gewöhnlichen Schieber nur auf 91°, während sie beim W.Sch. auch auf 132° ansteigt wie bei V.St., also gerade auf die großen Oberflächen der schädlichen Räume gerade so günstig wirkt wie bei V.St. Äußere sich nun der Nutzen dieser bessern thermischen Wirkung der V.St. gegen G.Sch. darin, daß der Dampfverlust von 0,65 auf 0,60 sinkt, so kann geschätzt werden, daß er beim W.Sch. auf etwa 0,62 sinke. Der Dampfverlust würde also betragen beim W.Sch. bzw. V.St. bzw. G.Sch.: $\alpha' = 0,62$ bzw. 0,60 bzw. 0,65 des Nutzdampfverbrauches. Mag die absolute Größe dieser Zahlen in verschie-

denen Fällen auch sehr verschieden ausfallen, das Verhältnis dieser Zahlen zu einander, auf welches allein es hier ankommt, wird aber der Wahrheit ziemlich nahe kommen.

	<u>W.Sch.</u>	<u>V.St.</u>	<u>G.Sch.</u>
Hiernach ist bei			
der effektive Dampfverbrauch			
$= (1 + \alpha') (m_r' + \epsilon')$	= 1,62 . 0,188	1,60 . 0,188	1,65 . 0,212
	= 0,305	0,301	0,350
indizierter Kolbenüberdruck (wie früher) p_i	= 2,97	2,79	3,14
also $\frac{\text{effektiver Dampfverbrauch}}{\text{indiz. Arbeit}}$			
$\frac{(1 + \alpha') (m_r' + \epsilon')}{p_i}$	= 0,1025	0,1079	0,1115
das verhält sich wie	0,919	: 0,966	: 1

Das heißt, wenn man mit einer gewissen effektiven Dampfmenge beim G.Sch. eine bestimmte indizierte Arbeit erhält, so braucht man bei V.St. zur Erhaltung der gleichen Arbeit 3,4 und beim W.Sch. 8,1 % weniger Dampf.

4. Effektiver Dampfverbrauch pro erhaltene Nutzarbeit.

Der indizierte Wirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der Nutzarbeit (durch Bremsung zu messen) zur indizierten Arbeit ist bei modernen Maschinen etwa 0,85—0,90 je nach Maschinengröße. Nehmen wir ihn der Sicherheit halber, und zwar für eine gewöhnliche Schiebermaschine zu $\eta_i = 0,80$ an, d. h. die Reibung sämtlicher Maschinenteile möge 0,20 der indizierten Arbeit aufzehren. Nach Prof. Werner beträgt die Schieberreibungsarbeit etwa 0,20—0,25 der gesamten Reibung, also etwa $0,20 \cdot 0,20 = 0,04$ bis $0,20 \cdot 0,25 = 0,05$, also im Mittel 0,045 der indizierten Arbeit. Da diese Schieberreibung bei V.St. wegfällt, so wird dadurch der indizierte Wirkungsgrad bei Ventilsteuerung um 0,045 größer; und rechnen wir für die Bewegungsorganismen der Ventile 0,005 der gesamten Arbeit (also 0,5 % statt bei Schiebern 4,5 %), so wird der indizierte Wirkungsgrad bei V.St. $\eta_i = 0,80 + 0,045 - 0,005 = 0,84$.

Der W.Schieber wird um rund 20 % länger als ein gewöhnlicher Schieber für gleiche Kanalweite a ; also wird auch seine Schieberreibungsarbeit um 20 % größer, beträgt sonach $1,20 \cdot 0,045 = 0,054$ der indizierten Arbeit; sie ist also um $0,054 \cdot 0,045 - 0,009 = \sim 1$ % der indizierten Arbeit größer als beim gewöhnlichen Schieber¹⁾. Ist für

¹⁾ Natürlich gilt das alles nur für Flachschieber; wird der Flachschieber in einen Kolbenschieber zusammengerollt, der als solcher vom Dampfdruck entlastet ist, so fällt die durch den Dampfdruck erzeugte Reibung überhaupt weg.

Hier sei bemerkt, daß manche Konstrukteure ängstlich bemüht sind, die obere und untere Lauffleiste bei Flachschiebern „tunlichst“ schmal zu halten, in der Meinung, damit die dampfgedrückte Fläche des Schiebers und damit seine Reibung zu vermindern. Wir möchten im Gegenteil raten — und zwar

Maschinen mit letzterem der indizierte Wirkungsgrad = 0,80, so sinkt er also für solche mit Weiß-Schieber auf $\eta_i = 0,79$. Auch hier gilt wieder, daß, wenn auch diese Wirkungsgrade η_i selber in verschiedenen Fällen verschieden ausfallen werden, doch ihr Verhältnis zueinander sehr nahe das angenommene bleiben wird. Wir haben also

	bei	<u>W.Sch.</u>	<u>V.St.</u>	<u>G.Sch.</u>
indizierter Wirkungsgrad $\eta_i =$	0,79	0,84	0,80	0,80
also nutzbarer Kolbenüberdruck $\eta_i p_i =$	2,35	2,34	2,51	2,51
und nach voriger Tabelle der effektive Dampfverbrauch $(1 + \alpha') \cdot (m_r' + \epsilon') =$	0,305	0,301	0,350	0,350
also $\frac{\text{effektiver Dampfverbrauch}}{\text{Nutzleistung}}$	$= \frac{(1 + \alpha') \cdot (m_r' + \epsilon')}{\eta_i p_i} =$	0,1298	0,1286	0,1395

das verhält sich wie 0,93 : 0,92 : 1

Das heißt, wenn man bei Einzylinderkondensationsmaschinen mit gewöhnlicher Schiebersteuerung mit einer bestimmten effektiven Dampfmenge eine bestimmte Nutzleistung erhält, so braucht man bei Ventilsteuerung (und höchstmöglicher Kompression) für diese Leistung 8 % und beim Weiß-Schieber 7 % weniger effektiven Dampf. Diese Verhältniszahlen sollten bei Auswahl der Steuerungsart solcher Maschinen zu denken geben!

In Fig. 68 geben wir als Beispiel die an einer Einzylinderkondensationsmaschine mit Weißschem Grundschieber erhaltenen Indikator-diagramme, welche die charakteristischen Merkmale dieser Dampfverteilung deutlich zeigen: schöner Abfall der Abströmlinie, voll-

nicht nur bei unserm Schieber, sondern bei allen Schiebern — die Laufleisten ordentlich breit zu machen, und bei Schiebern von größerer Höhe b auch noch eine mittlere Längsleiste anzubringen. (Nach einer Faustregel könnte dann die Summe der Breiten der Trag- oder Laufleisten, quer zur Schieberbewegungsrichtung gemessen, mindestens etwa = $0,02 (10 + p) b$ gemacht werden.) Freilich wird durch breitere Laufflächen einerseits der Gesamtdruck auf den Schieber größer, aber lange nicht proportional der Vergrößerung der Lauffläche, denn nur die hohl liegenden Flächen erhalten die ganze Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterdruck, die aufliegenden jedoch einen von innen nach außen bis zu Null abnehmenden Druck. Andererseits wird aber durch Verbreiterung der Laufflächen der Flächenndruck (kg/qcm) proportional der Verbreiterung herabgezogen, und bewirkt das eine bedeutende Herabminderung des Reibungskoeffizienten, indem sich solche Schieber im Betriebe schön glatt einlaufen, schon weil bei geringerer Flächenbelastung die Schmierölpartikelchen zwischen den Laufflächen weniger hinausgequetscht werden. — Man wird dieselbe Erfahrung machen, wie man sie bei Kurbel-Kreuzkopfzapfen und Wellenhals im Kurbel-lager von Dampfmaschinen machte, die man vor vielleicht 20 Jahren „auf Festigkeit berechnete“, und damit allerdings recht dünne Zäpflein erhielt. Heute macht man diese Zapfen wohl doppelt so stark; trotzdem daß die schulmäßig berechnete Reibung solcher Zapfen wegen des verdoppelten Reibungsweges auf das Doppelte steigt, zeigen die neueren Maschinen doch bessere mechanische (oder indizierte) Wirkungsgrade als die früheren mit ihren dünneren Zapfen, weil nun eben Deformationen und Anfrösungen vermieden sind, und bei dem geringeren Flächendruck eine bessere Schmierung stattfindet, so daß sich die Zapfen außerordentlich glatt einlaufen.

ständiger Druckausgleich durch die Überströmung und hoher Kompressionsdruck.

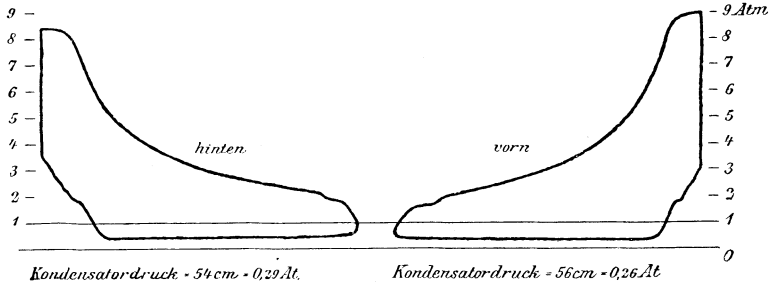


Fig. 68. Dampfzylinder $D = 430$, $s = 600$, $n = 53$ der Luftpumpe einer Zentralkondensation. Eisenindustrie zu Mendon und Schwerte. $M = 1/2$.

In Fig. 69 sind noch in das eine in Naturgröße gegebene Indikatorgramm die beiden Kompressionslinien eingezeichnet, und zwar

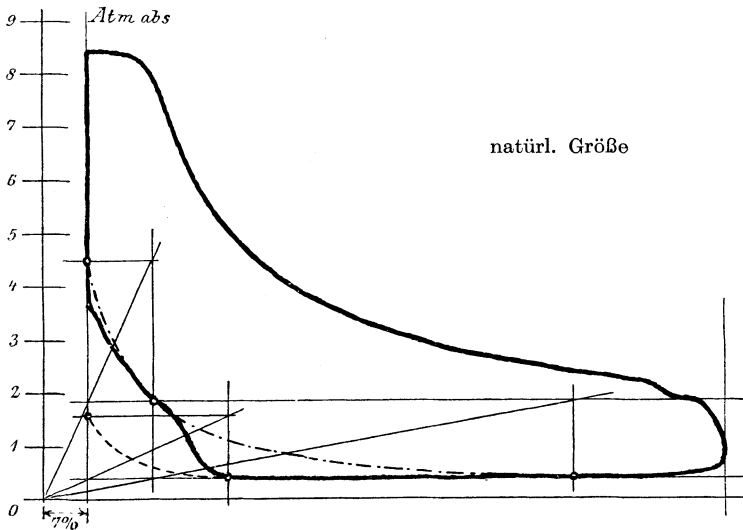


Fig. 69.

- a) gestrichelt, die ein gewöhnlicher Schieber ohne Überströmung geben würde;
- b) strichpunktirt, die mit Ventilsteuerung erhältlich wäre, wenn der Schluß des Austrittsventils so eingestellt würde, daß man gleich gute Kompression wie mit Weiß-Schieber erhielte. Die dabei unten abgeschnittene und verlorene Arbeitsfläche beträgt nach vorgenommener Planimetrierung 5 % der ganzen Arbeitsfläche unseres stark ausgezogenen Diagramms.

Aus unserm Diagramm Fig. 69 sieht man noch, daß die wirkliche Kompressionslinie etwas unter der Mariotteschen Linie bleibt. Das hat aber nur auf die den Gang der Maschine weich machende Wirkung der Kompression einigen Einfluß — und da wir auch so noch sehr beträchtliche Kompression erhalten, hat das keine große Bedeutung —; keineswegs aber beeinträchtigt es die hier immer hervorgehobene thermische Wirkung der Kompression. Es zeigt nur, daß die Temperatur vom Innern der Zylinderwandungen her gegen die Innenfläche der Wandungen nicht so schnell steigt als die Kompressionstemperatur des komprimierten Dampfes, und daß dieser also tatsächlich (unter teilweiser eigener Kondensation, wodurch wiederum die Arbeitsfläche des Diagramms vermehrt wird) Wärme an jene Wandungen zurückgibt, welche Wärme dann eben nicht dem frisch eintretenden Dampfe entzogen wird. So werden die Wandungen des schädlichen Raumes teilweise zum Träger derjenigen Wärme, die im Dampfe vom letzten Hube her zurückgehalten worden, statt daß dieser Dampf selber ausschließlich der Träger dieser Wärme bleibt: für den ökonomischen Zweck ist es aber natürlich gleichgültig, wer diese Wärme vorläufig beherbergt, wenn sie nur innerhalb des Zylinders bleibt. Möglichst viel solchen Dampfes und damit auch dessen großer Verdampfungswärme ($r = \sim 570$ Wärmeeinheiten pro kg), die sonst nutzlos in den Kondensator abgeht, vom vorigen Hube her im Zylinder zurückzubehalten, das ist der Zweck der Kompression in thermischer Hinsicht. Während aber dieser Zweck mit unserer Überströmung kostenlos erreicht wird, erreicht man ihn mit Ventilsteuerung nur unter Arbeitsaufwand, (im Falle des Diagramms Fig. 69 von 5 % der gesamten Arbeit).

b) Weiss-Schieber als Verteil- und Expansionsschieber.

Wenn unser Schieber ohne besonderen Expansionsschieber angewendet wird, er also die Expansion mitbesorgen soll, so bleiben die S. 212—216 aufgestellten Regeln für die Größenverhältnisse der Kanalweite a , der Überströmpalte r , der innern Deckung i , der Muschelweite $a + i$ und des Voreröffnens v_e unverändert, nur die äußere Deckung e und die von dieser abhängigen Größen, also der Schieberweg und der Voreilwinkel ändern sich. Indem man nämlich dann mit solchen Schiebern doch auch erhebliche Expansion, d. h. kleinere Füllung geben will, ist man genötigt, die äußere Deckung und damit den Schieberweg zu vergrößern. Man muß dann in jedem gegebenen Falle für die verlangte kleinste Füllung die nötige äußere Deckung e und die Exzentrizität q berechnen, am bequemsten nach dem Kapitel „Ermittelung der Schieberabmessungen durch Rechnung“, Hütte, 17. Aufl., I, S. 789.

c) Trick-Weiss-Schieber.

In den im letzten Abschnitt herangezogenen Fällen, wo der Grundschieber auch die Expansion mit besorgen muß, also bei Kulissensteuerung, Steuerung mit Flachregler, oder wo — wie häufig bei

Niederdruckzylindern — mit fixer Füllung von etwa 0,4—0,5 gearbeitet wird, und wo man — eben zur Erlangung kleiner Füllungsgrade — große äußere Deckung und also auch großen Schieberweg geben muß, wendet man zur Verringerung des letztern häufig den Trick-Schieber an, der die Mitwirkung eines besonderen, hier aber auch nicht vorhandenen Expansionschiebers ausschließt. Indem der Trick-Schieber Doppeleröffnung des Einlasses ergibt, braucht es einer kleineren Verschiebung desselben aus seiner Mittelstellung, d. h. eines kleineren Schieberweges, um trotzdem den Einlaßkanal auf seinen vollen Querschnitt zu öffnen. Freilich wird dadurch auf der Auslaßseite die Dampf-abströmung wieder verschlechtert, die Auslaßeröffnung schleicher gemacht. Diesen Übelstand vermeidet man, wenn man den Trick-Schieber mit dem Weiss-Schieber kombiniert, d. h. in die äußere Deckung e des letzteren noch den Trickkanal einlegt. Dieser kombinierte Trick-Weiss-Schieber gibt dann:

Doppeleröffnung des Eintritts und
Doppeleröffnung des Austritts und
Überströmung,

welch letztere wieder bei allen Zylindern mit Anschluß an Kondensation die hier so erwünschte, sonst aber nur ungenügend erhältliche Kompression erhöht. Bei diesem Schieber — Fig. 70 — kann man die Exzentrizität ρ , den halben Schieberweg, von $\rho = a + e$ vermindern auf

$$\rho = \frac{a}{2} + e$$

ohne weder den Ein- noch den Austritt des Dampfes zu verschlechtern. Auch hier bleiben die für Bestimmung von Kanalweite a , Überström-spalte r , innere Deckung i und Muschelweite $a + i$ früher schon gegebenen Regeln unverändert; neu hinzu tritt nur noch Folgendes:

- | | | |
|---|---|-------|
| <ol style="list-style-type: none"> 1. Die Weite des Trick-Kanals wird = $\frac{a}{2}$. 2. Den äußern Abschlußsteg des Trick-Kanals macht man $\sigma = 10—20$ mm (bei größern Schiebern, bei denen nach unsern Regeln auch i schon größer als 10—20 mm wird, macht man dann zweckmäßig $\sigma = i$). 3. Die Mündung des Zylinderkanals am Schieberspiegel muß erweitert werden auf $a + \sigma$. 4. Die Spiegellänge über den Schieber in Mittelstellung hinaus wird $e - \sigma$. 5. Die Spiegelerhebung über den Grund des Schieberkastens mindestens = $\frac{a}{2}$. | } | (168) |
|---|---|-------|

Es bleiben also noch äußere Deckung e , lineare Voreröffnung v_e des Eintritts und Exzentrizität zu bestimmen, und zwar so, daß das Zusammenwirken dieser Größen die verlangte Füllung e' gibt.

Die Voreröffnung macht man hier zweckmäßig

$$v_e = 0,20 a \dots \dots \dots (169)$$

Da der Schieber auch Doppeleröffnung des Eintrittes gibt, wird diese Voreröffnung in Wirklichkeit auch verdoppelt, steigt also auf $0,4 a$; das schadet aber durchaus nichts, indem — vgl. Fig. 72 — der Kolbenweg der Voröffnung doch nicht über etwa 1% steigt.

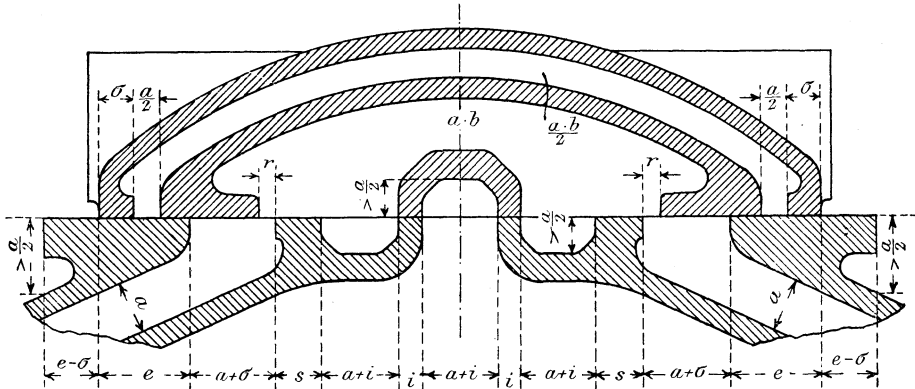


Fig. 70.

Wollte man den Eintrittskanal gerade auf seine volle Normalweite a öffnen lassen, so hätte man die Exzentrizität zu machen.

$$\rho = 0,5 a + e.$$

Besser aber ist es, dem Schieber einen kleinen Überlauf zu geben, um Öffnung und Schluß des Schiebers rascher zu gestalten, und um ihn eine gewisse Zeit lang ganz offen zu halten. Wir nehmen als passend

$$\rho = 0,55 a + e = \left(0,55 + \frac{e}{a}\right) \cdot a \dots \dots (170)$$

Der Voreilwinkel δ ergibt sich dann aus der Gleichung

$$\sin \delta = \frac{v_e + e}{\rho} = \frac{0,20 a + e}{0,55 a + e} = \frac{0,20 + \frac{e}{a}}{0,55 + \frac{e}{a}} \dots \dots (171)$$

Somit bleibt nur noch das Verhältnis $\frac{e}{a}$ in (170) und (171) zu bestimmen.

Wir haben das an Hand der schon erwähnten Hilfsmittel „Hütte“ S. 789 für eine Reihe von Füllungsgraden $\varepsilon' = 0,35, 0,40 \dots \dots$ gemacht und so die folgende Tabelle erhalten:

Tabelle der Werte $\frac{e}{a}$, ϱ und δ für Trick-Weiss-Schieber.

Für verschiedene Füllungsgrade ϵ' (bei $v_e = 0,2a$, konst.).

Für Füllungsgrad $\epsilon' =$	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65
wird das Verhältnis $\frac{e}{a} =$	1,77	1,45	1,19	0,99	0,82	0,67	0,55
also nach Gl. (170) $\frac{\varrho}{a} =$	2,32	2,00	1,74	1,54	1,37	1,22	1,10
und nach Gl. (171) $\delta =$	58°	56°	53°	51°	48°	45,5°	43°

In der graphischen Tabelle Fig. 71 sind noch die Werte $\frac{e}{a}$ in bezug auf die Füllungsgrade ϵ' aufgetragen.

Wäre z. B. die Kanalweite $a = 30$ mm, und wollte man einen Füllungsgrad von $\epsilon' = 0,35$ erhalten, so wäre nach vorstehender Tabelle (oder nach Fig. 71) das Verhältnis $\frac{e}{a} = 1,77$; somit kommt

äußere Deckung. $e = 1,77.a = 1,77.30 = 53$ mm
 Exzentrizität (n. ob. Tabelle). . . $\varrho = 2,32.a = 2,32.30 = 69,5$ mm
 Voreilwinkel. $\delta = 58^\circ$
 Voreröffnung d. Eintritts (n. 169) $v_e = 0,2a = 0,2.30 = 6$ mm

(in Wirklichkeit = $2.6 = 12$ mm). Hiermit ist in Fig. 72 das Schieberdiagramm für die Eintrittsseite — und zwar stark ausgezogen — in $\frac{2}{3}$ Naturgröße aufgezeichnet. Die Weiten der Eintrittsöffnung, wie sie auf den Radienvektoren zwischen Schieberkreis und äußerem Deckungskreis e abgeschnitten werden, sind dabei, entsprechend dem den Eintritt verdoppelnden Trick-Kanal, vom Deckungskreis e aus verdoppelt aufgetragen.

Will man nun den Füllungsgrad von dem mittleren $\epsilon' = 0,35$ aus veränderlich haben, so braucht man nur den Mittelpunkt des Exzenters in bekannter Weise senkrecht zur Kurbelrichtung verschiebbar zu machen, womit man veränderliche Füllung bei unverändertem linearen Voreilen erhält. Bei Einzylindermaschinen wird diese Exzenterverschiebung durch Flachregler bewirkt oder aber durch Kulissensteuerung so, daß sich der Mittelpunkt des ideellen Exzenters auf einer Senkrechten zur Kurbelrichtung verschiebt. Bei Niederdruckzylindern von Mehrfachexpansionsmaschinen sollte Füllungsveränderung gar nicht nötig sein; will man aber auch hier die Füllung etwas veränderlich haben, so braucht sie doch meistens nur von Hand während des Stillstandes der Maschine verstellbar zu sein (beim ersten Einstellen der Steuerung bei der Montage der Maschine, und später, wenn etwa ganz andere Betriebsverhältnisse für die Maschine eingetreten sind). Dann braucht man bloß die Exzenterscheibe an einer andern, auf der Welle festgekeilten Scheibe ebenso — mittels eines kurzen Schlitzes

— verschiebbar anzuordnen, daß ihr Mittelpunkt wieder auf einer Senkrechten zur Kurbelrichtung sich verschiebt.

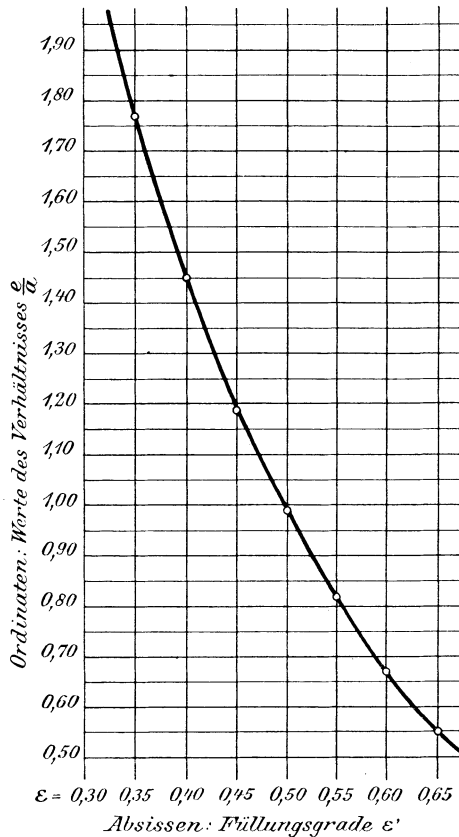


Fig. 71.

Tafel der Werte $\frac{e}{a}$ bei Trick-Weiss-Schiebern,

bei einer Exzentrizität von $\varrho = \left(0,55 + \frac{e}{a}\right) \cdot a$
und einem Voröffnen von $v_e = 0,20 a$.

In Fig. 72 ist solche Exzenterverschiebung beispielsweise für eine Verkleinerung des Füllungsgrades von $\varepsilon' = 0,35$ auf $\varepsilon' = 0,20$ punktiert eingezeichnet. Man sieht, wie die Voröffnung v_e die gleiche geblieben, wie sich freilich der Eintrittskanal nur noch auf $\frac{2}{3}$ seiner vollen Weite öffnet, was aber zulässig erscheint, indem bei kleinerem Füllungsgrade auch die Kolbengeschwindigkeit noch nicht so groß geworden ist.

Indem bei solcher Veränderlichkeit der Füllung auch der Schieberweg 2ϱ sich ändert, hat man sich beim Entwurf des Schiebers immer noch zu vergewissern, ob für die Maximalfüllung, also auch

für $q_{max.}$, die Stegbreite s (Fig. 70) nach der empirischen Formel (157) mit $s = 0,3 a + 10$ mm genügend breit wird, um bei äußerster Stellung des Schiebers falsche Verbindungen zwischen ein- und ausströmendem Dampfe mit Sicherheit zu verhüten; andernfalls hätte man diese Stegbreite s zu vergrößern, alles andere aber zu belassen.

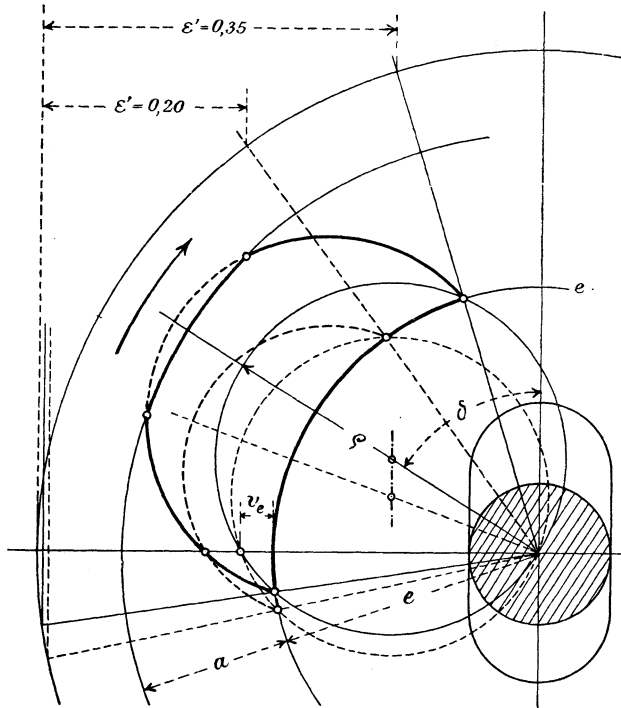


Fig. 72.

Noch sei hier bemerkt, daß man zur Herbeiführung der Überströmung, wie sie der Trick-Weiss-Schieber neben Doppeleröffnung des Ein- und Austrittes gibt, auch früher schon manchmal bei gewöhnlichen Trick-schiebern den Trickkanal selber benützte. Es ist das aber nur dann zulässig, wenn die äußere Deckung e sehr klein ist (Fig. 73a), also nur bei großen Füllungen. Wollte man nämlich hierbei auch kleinere Füllungen geben können, so müßte die äußere Deckung e wieder größer werden; damit würde sich aber auch der Tricksteg σ verdicken, womit wiederum die Kanalmündungen $a + \sigma$ weiter werden, der Schieber sich also unliebsam verlängern würde (Fig. 73 b). Bei der Kombination „Trick-Weiss“ (Fig. 70), wo die Überströmung nicht durch den Trickkanal stattfindet, ist das nicht der Fall; da kann man in dieser Beziehung die äußere Deckung e anstandslos so groß machen, daß man die gewollte kleinere Füllung erhält.

Ferner sei hier noch bemerkt, daß man manchmal die Überströmung durch den Trickkanal nach Fig. 73 auch schon bei Hochdruck-

zylindern zur Ermäßigung von dort zu hoch werdender Kompression benützt hat. Dasselbe tut auch unser Trick-Weiss-Schieber:

während er bei Niederdruckzylindern mit Anschluß an Kondensation die Kompression erhöht, so erniedrigt er im Gegenteil, wenn er in besonderen Fällen und aus besonderen Gründen einmal an Hochdruckzylindern angebracht wird, die hier sonst zu hoch werdende Kompression. Doch sei das nur beiläufig erwähnt.

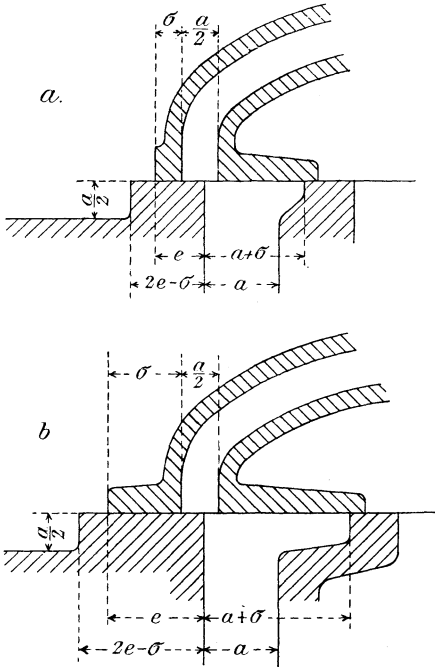


Fig. 73.

Beispiel: Trick-Weiss-Flachschieber für den Niederdruckzylinder einer Compoundmaschine.

Es sei der Zylinderdurchmesser $D = 0,75$ m (also Kolbenfläche $F = 0,44$ qm); der Hub $s = 0,80$ m; minutliche Umdrehzahl $n = 90$ (also Kolbengeschwindigkeit $u = \frac{n \cdot s}{30} = 2,40$ m). Der

Receiverdruck, also die Eintrittsspannung des Dampfes in den Niederdruckzylinder, sei bei normalem Betriebe $p = 1,80$ Atm. abs; die Austrittsspannung $p_1' = 0,20$ Atm. abs. und der normale Füllungsgrad des Niederdruckzylinders, bedingt durch das Volumenverhältnis von Hoch- zu Niederdruckzylinder, sei $\epsilon' = 0,50$.

Nach (166) ist eine mittlere Dampfgeschwindigkeit in den Kanälen passend von $v = 25 + 8D = 25 + 8 \cdot 0,8 = 31,4$ od. ~ 31 m,

also Kanalquerschnitt $a \cdot b = \frac{F \cdot u}{v} = \frac{0,44 \cdot 240}{31} = 0,034$ qm.

Die Kanalhöhe nehmen wir an zu $b = 0,60$ m.

(Wird außer der obern und untern Laufleiste noch eine mittlere Laufleiste in der Bewegungsrichtung des Schiebers angeordnet, so ist natürlich unter b die lichte Kanalhöhe nach Abzug der Mittelleiste zu verstehen.)

Hiermit kommt die Kanalweite $a = \frac{a \cdot b}{b} = \frac{0,034}{0,6} = 0,0567$ m,

aufgerundet auf $a = 57$ mm.

Hiermit nach (155) die Überströmspalte

$r = 0,25 \cdot a = 0,25 \cdot 57 = 14,25$; aufgerundet auf . . . $r = 15$ mm
und nach (156) die innere Deckung

$i = r + 0,1 \cdot a = 15 + 0,1 \cdot 57 = 20,7$; aufgerundet auf $i = 21$ mm
Also die Weite der drei Muscheln $a + i = 78$ mm.

Die Stegbreite s kann — vorbehaltlich späterer Prüfung, ob sie bei etwa veränderlichem Schieberweg auch für den Maximalschieberweg so ausreicht — nach der Formel (157) angenommen werden zu $s = 0,3 \cdot a + 10 = 0,3 \cdot 57 + 10 = 27,1$; auf-

gerundet auf $s = 30$ mm.

Da die Füllung $\epsilon' = 0,50$ sein soll, so ist nach der

graphischen Tabelle, Fig. 71 $\frac{e}{a} = 0,99$

zu nehmen; also äußere Deckung

$e = 0,99 \cdot a = 0,99 \cdot 57 = 56,4$; abgerundet auf $e = 56$ mm.

Den Abschlußsteg des Trickkanals machen wir

nach (168) hier $\sigma = i = 21$ mm.

Wenn man diese Maßzahlen in Fig. 70 einträgt, ist der Schieber mit seinem Spiegel aufgezeichnet.

Die Exzentrizität oder der halbe Schieberweg

wird nach (170) $\varrho = 0,55 \cdot a + e = 0,55 \cdot 57 + 56 = 87,4$;

abgerundet auf $\varrho = 87$ mm.

Das lineare Voröffnen nach (169)

$v_e = 0,2 \cdot a = 0,2 \cdot 57 = 11,4$; abgerundet auf $v_e = 11$ mm.

Der Voreilwinkel ergibt sich aus der Gl. (171)

$$\sin \delta = \frac{v_e + e}{\varrho} = \frac{11 + 56}{87} = 0,77, \text{ woraus folgt } \delta = 50,5^\circ.$$

Schneidet man den aufgezeichneten Schieber längs der Schieberspiegellinie durch und verschiebt den Schieber auf seinem Spiegel, so sieht man, daß, wenn der halbe Schieberweg, der Ausschlag des Schiebers nach der einen Seite hin, auf $\varrho = 115$ mm steigen würde, daß dann gerade eine falsche Verbindung zwischen Schieberkastenraum und Auspuffraum beginnen würde, so daß der Eintrittsdampf durch den Trickkanal direkt zum Kondensator strömen könnte; in diesem Falle wäre also die Stegbreite s , Fig. 70, um das Nötige zu verbreitern. Ist aber der Schieberhub überhaupt nicht veränderlich; oder, wenn doch, steigt er im Maximum nicht über etwa $\varrho_{max.} = 100 - 105$ mm, so wird die Stegbreite mit $s = 30$ mm belassen.

In Fig. 74a ist das Schieberdiagramm zu diesem Trick-Weiss-Schieber (in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Größe) aufgezeichnet. Man sieht, wie trotz des verkleinerten Schieberweges auf der Eintrittsseite der Einlaß vermöge des Trickkanals doch zu seiner vollen Eröffnung kommt und selbe eine Zeitlang beibehält; wie dagegen auf der Austrittsseite bei gewöhnlichem Trickschieber der Auslaß erst erheblich nach dem Hubwechsel voll eröffnet würde, wodurch die Austrittslinie im Indikator-diagramm keinen guten Verlauf bekäme; wie aber vermöge der Kom-

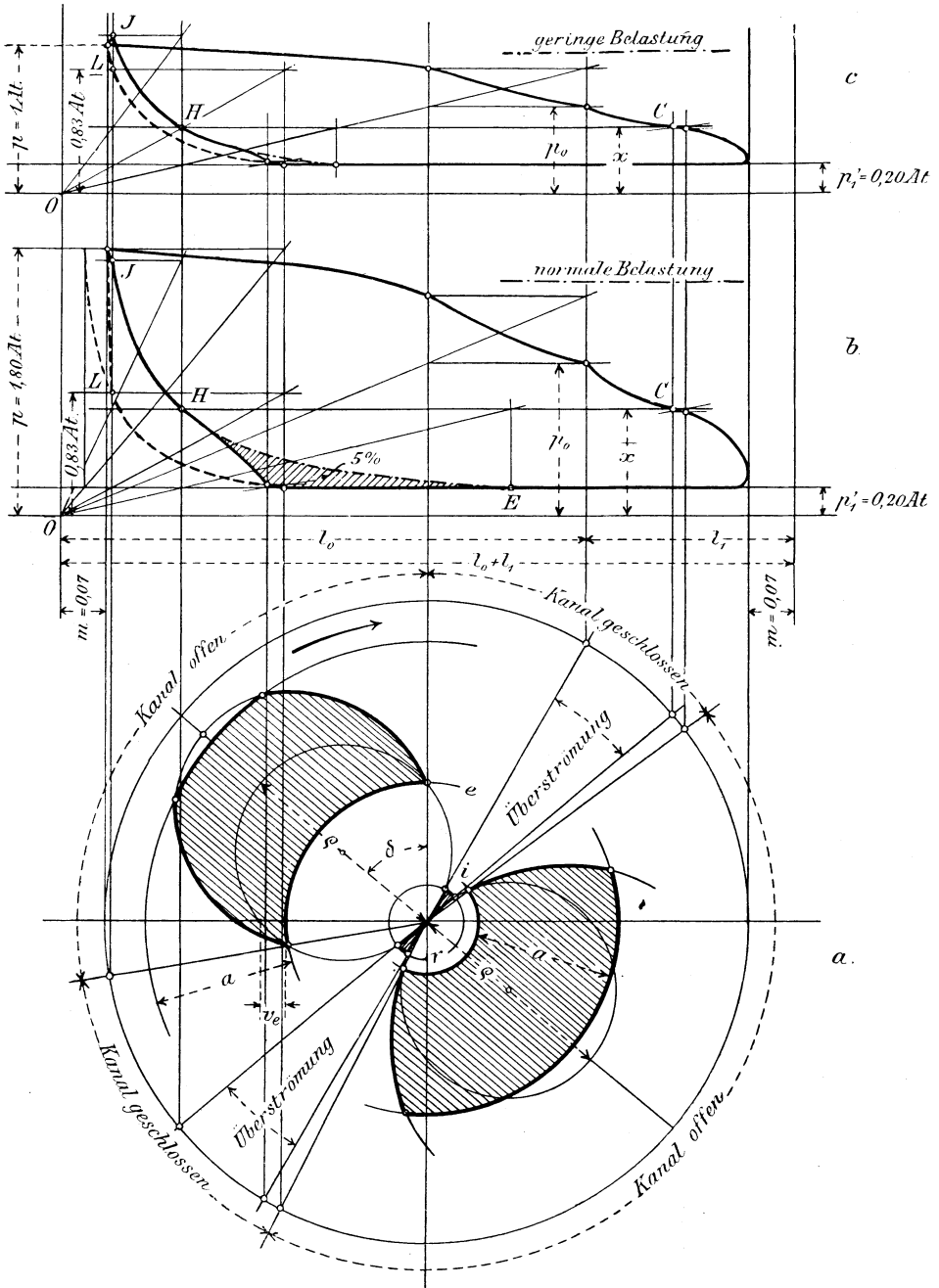


Fig. 74.

bination mit dem auch verdoppelten Austritt gebenden Weiss-Schieber der Austritt — trotz verkleinerten Schieberhubes — schon bedeutend vor dem Hubwechsel auf volle Weite gebracht und damit eine vollkommene Dampfabströmung erzielt wird.

In Fig. 74 b ist zu diesem Schieberdiagramm auch das Dampfdruckdiagramm für normale Belastung der Maschine ($p = 1,80$ Atm.) konstruiert und gerechnet, ganz wie das schon an Hand der Fig. 64 gezeigt worden ist.

Während wir mit gewöhnlichem Schieber, auch mit gewöhnlichem Trickschieber, die (punktierte) Kompression nur bis zu $0,83$ Atm. erhalten würden, also ein erheblicher Spannungsabfall des Dampfes vom Hoch- zum Niederdruckzylinder einträte, steigt bei unserm kombinierten Schieber (stark ausgezogenes Diagramm) die Kompression bis nahe zur Eintrittsspannung $1,80$ Atm. hinauf, wodurch:

1. jener Spannungsabfall gänzlich wegfällt,
2. auf die Ruhe des Ganges der Maschine wohltätig eingewirkt und
3. endlich auch noch der Dampfverlust im Niederdruckzylinder vermindert wird durch bessere Anwärmung der großen schädlichen Räume infolge höherer Kompression, also heißer werdenden Kompressionsdampfes.

Mit einer Ventilsteuerung, die den Dampfaustritt schon im Punkte *E* wieder abzusperren imstande wäre, würde man allerdings die gleich gute Kompression erhalten, dabei aber die schraffierte Arbeitsfläche verlieren, die laut Planimetrierung 5% der ganzen Diagrammfläche beträgt!

Die Ansicht des Dampfdruckdiagrammes *b* Fig. 74 mit der schönen Kompression bei normaler Belastung der Maschine bis nahe zur Eintrittsspannung hinauf muß die Meinung erwecken, bei geringerer Belastung der Maschine, wo der Receiverdruck oder die Eintrittsspannung des Dampfes in den Niederdruckzylinder sinkt, werde dann die Kompression viel zu hoch. Das ist nicht der Fall: bei sinkender Eintrittsspannung p (vergl. Fig. 74 b mit Fig. 74 c) geht auch der Punkt *C* herunter und mit ihm auch der Punkt *H* und damit auch der Kompressionsendpunkt *J*. Der Kompressionsdruck bei Schiebern mit Überströmung ist nicht — wie bei solchen ohne Überströmung — von Eintrittsspannung und Füllung unabhängig und konstant, sondern wird durch diese Größen beeinflusst, und zwar, wie Fig. 74 c zeigt, in günstigem Sinne. Würde die Eintrittsspannung noch mehr sinken, so würde der immer gleich bleibende Kompressionsendpunkt *L* ohne Überströmung über die Eintrittsspannung zu liegen kommen, der Kompressionsendpunkt *J* mit Überströmung würde aber immer noch weiter heruntergehen, indem sich nun die Funktion der Überströmung von selber umkehren und die nun zu hohe Kompression ermäßigen würde. — Übrigens muß man nicht denken, das kleinste Spitzchen, das die Kompressionslinie über die Eintrittsspannung etwa hinauswirft, könne auch schon ein Abklappen des Schiebers von seinem Spiegel verursachen: um dieses Gefürchtete zu bewirken, müßte die Überkom-

hier, wo die Schieberreibung wegfällt, durchaus nichts schadet, wenn auch der ganze Schieber länger wird, modifizieren wir für den Kolbenschieber unsere frühern Regeln so, daß s , i und auch σ größer werden.

Man mache hier (Fig. 75):

$$\text{Überströmspalte } r = 0,3 \cdot a \dots\dots\dots (172)$$

$$\text{Innere Deckung } i = 0,5 \cdot a \dots\dots\dots (173)$$

Beides je nach Gutdünken etwas auf- oder abgerundet.

Die Stegbreite s mache man mindestens

$$s \geq 0,3 a + 20 \text{ mm} \dots\dots\dots (174)$$

kann sie aber beliebig vergrößern und muß das tun, wenn der Maximalausschlag des Schiebers ρ_{max} . das verlangt.

Die Dicke des Tricksteges mache man

$$\sigma = 20 - 30 - 40 \text{ mm} \dots\dots\dots (175)$$

je nach der Größe der Maschine.

Alles übrige, besonders auch die Bestimmung der äußern Deckung e mit Rücksicht auf die verlangten Füllungsgrade ε' , Exzentrizität ρ und lineare Voröffnung v_e , bleibt dasselbe.

Beispiel des Entwurfes eines solchen Kolbenschiebers.

Wir legen den gleichen Zylinder ($D = 750$, $s = 800$, $n = 90$) zugrunde, für den wir im letzten Beispiel einen Flachschieber berechnet haben, um hier auch gleich einen Vergleich mit zu bekommen.

Die mittlere Dampfgeschwindigkeit im engsten

Kanalquerschnitt ist also wieder zu $v = 31$ m anzunehmen, und findet man damit wieder diesen

Kanalquerschnitt selber wie S. 236 zu $a b = 0,034 \text{ qm} = 340 \text{ qcm}$.

Nun müssen wir zuerst die notwendigen Querschnitte für Trickkanal und für Überström- und Austrittskanal im Kolbenschieber bestimmen, um zu seinem Durchmesser zu gelangen; aus diesem ergibt sich dann der Kanalumfang b und damit dann auch die Kanalweite a , woraus sich dann auch die übrigen Längendimensionen (r , i , e , s und σ) ergeben.

Um den innern Kern d_1 des Schiebers, Fig. 75, muß zuerst der Trickkanal mit einem Querschnitt von $\frac{a \cdot b}{2} = 170 \text{ qcm}$ gelegt werden.

Die Rippen betragen laut angestellter Rechnung etwa 0,25 dieses Querschnittes; somit hat man zur Bestimmung der Lichtweite d_2 des Trickrohres

$$\frac{\pi d_2^2}{4} = 1,25 \frac{a b}{2} + \frac{\pi d_1^2}{4}$$

Ist in unserm Falle etwa $d_1 = 10$ cm, so ergibt sich hieraus $d_2 = 19,2$ cm, aufgerundet auf $d_2 = 19,5$ cm. Hierzu zwei Wandstärken von etwa 15 mm, kommt $d_3 = 22,5$ cm.

Um dieses Rohr herum ist der ganze Querschnitt mit $a b = 340 \text{ qcm}$ zu legen, da zeitweise die ganze Dampfmasse durch diesen

Querschnitt ausströmt. Die Rippen nehmen vom ganzen Querschnitt hier etwa 0,13 weg; also hat man zur Bestimmung von d_4

$$\frac{\pi d_4^2}{4} = 1,13 a b + \frac{\pi d_3^2}{4} = 1,13 \cdot 340 + \frac{\pi \cdot 22,5^2}{4} = 784 \text{ qcm},$$

woraus $d_4 = 31,6$ cm, aufgerundet auf $d_4 = 32$ cm.

Hierzu wieder zwei Wandstärken von etwa 15 mm,

kommt $d_5 = 35$ cm.

Die äußerste Ringfläche, der Muschelvertiefung im Flachschieber entsprechend, muß wieder den Querschnitt $\frac{a b}{2} = 170$ qcm haben;

indem diese Ringfläche keine Rippen mehr braucht, findet sich endlich der äußere Durchmesser d des Kolbenschiebers aus

$$\frac{\pi d^2}{4} = \frac{a b}{2} + \frac{\pi d_5^2}{4} = 170 + \frac{\pi 35^2}{4} = 1130 \text{ qcm},$$

also

$$d = 38 \text{ cm} = 380 \text{ mm}.$$

(Hiermit kann der Querschnitt des Schiebers mit seinen nötigen Rippen aufgezeichnet werden, und soll dann kontrolliert werden, ob die ringförmigen Querschnitte wirklich im Lichten der Reihe nach $\frac{a b}{2}$, $a b$ und wieder $\frac{a b}{2}$ betragen; mit Rücksicht auf Ungenauigkeiten im Guß sollen die innern Querschnitte etwas größer sein.)

Das, was wir früher „Kanalhöhe“ b nannten, wäre hier der Umfang $\pi \cdot d = 3,14 \cdot 38 = 119$ cm, wenn der Kanal am ganzen Umfange überall offen wäre; indem aber in das Schiebergehäuse ein Futter mit Stegen eingelegt werden muß, damit der Schieber mit seinen Kanten oder mit seinen Dichtungsringen, falls solche eingelegt werden, nicht einhacke, und indem die Summe dieser Stegbreiten auf dem Umfange gemessen etwa 0,25 des ganzen Umfanges beträgt (auch diese Verhältniszahl ist jeweilen zu kontrollieren und eventuell zu berichtigen), bleibt nur 0,75 des ganzen Umfanges frei, und beträgt sonach der wirkliche, der freie Kanalumfang $b = 0,75 \cdot \pi \cdot d = 0,75 \cdot \pi \cdot 38 = 89,4$ cm. Hiermit finden wir nun die Kanalweite

$$a = \frac{(a b)}{b} = \frac{340}{89,4} = 3,8 \text{ cm} = 38 \text{ mm}$$

und mit diesem a auch die übrigen Längsdimensionen des Schiebers Fig. 75, nämlich:

Mündungsweite des Trickkanals an der engsten

$$\text{Stelle } \frac{a}{2} = 19 \text{ mm}.$$

Überströmospalte nach (172)

$$r = 0,3 \cdot 38 = 11,4; \text{ rund } r = 12 \text{ mm}.$$

Innere Deckung nach (173)

$$i = 0,5 \cdot 38 = 19; \text{ rund } i = 20 \text{ mm}.$$

Stegbreite s würde nach (174) mindestens
 $= 0,3 \cdot 38 + 20 = 31,4$ mm, was wir aufrunden auf $s = 35$ mm;
 man kann und muß manchmal diese Stegbreite s
 noch weiter vergrößern.

Die Dicke des Tricksteges wählen wir nach (175) zu $\sigma = 30$ mm,
 dann können wir, wenn das erwünscht ist, bequem dort einen Dichtungs-
 ring einlegen.

Die äußere Deckung e bestimmt sich wieder nach der graphischen
 Tabelle, Fig. 71, je nach dem verlangten Füllungsgrade ϵ' ; sei dieser
 etwa $\epsilon' = 0,40$, so muß das Verhältnis $\frac{e}{a} = 1,45$ sein, also

$$e = 1,45 \cdot a = 1,45 \cdot 38 = 55,2 \text{ oder rund } e = 55 \text{ mm.}$$

Das lineare Voröffnen nach (169)

$$v_e = 0,20 a = 0,20 \cdot 38 = 7,6; \text{ aufgerundet auf } v_e = 8 \text{ mm.}$$

Die Exzentrizität nach (170)

$$e = 0,55 a + e = 0,55 \cdot 38 + 55 = 75,9; \text{ rund } e = 76 \text{ mm.}$$

Damit kommt auch der Voreilwinkel aus

$$\sin \delta = \frac{v_e + e}{e} = \frac{8 + 55}{76} = 0,83 \text{ zu } \dots \delta = 56^\circ.$$

Die Weite der beiden äußern Muscheln im

Schiebergehäuse ist zu machen $a + i = 38 + 20 = 58$ mm
 und deren Tiefe — worauf wohl zu achten — min-

$$\text{destens } = \frac{a}{2} = \frac{38}{2} = 19 \text{ mm, was wir aufrunden}$$

auf den größern Wert von $\dots \dots \dots$ 25 mm,
 wobei dann diese Tiefe inklusive Futterdicke ge-
 nommen werden darf.

Die Weite a_0 der mittleren Muschel im Schieber, Fig. 75,
 oder die Weite der Austrittsöffnung, die wir bei nichtentlasteten Flach-
 schiebern gerade auf das zulässige Mindestmaß von $a + i$ beschränkt
 haben, kann beim entlasteten Kolbenschieber um beliebig viel größer
 gemacht werden, weil dadurch dessen Reibung nicht vermehrt wird.
 Man mache deswegen a_0 so groß, daß die Kanalmündungen $a + \sigma$ an
 die Zylinderenden zu liegen kommen, die Zylinderkanäle also möglichst
 kurz und damit die schädlichen Räume möglichst klein werden ¹⁾.

¹⁾ Dadurch wird freilich der Trick-Kanal mit seinem Querschnitt $\frac{ab}{2}$
 länger. Dessen Inhalt darf aber nicht in vollem Maße zu dem schädlichen Raume m
 gerechnet werden, indem der Dampfdruck in diesem Kanale nicht zwischen der
 Eintrittsspannung p und der Austrittsspannung p_1' schwankt, sondern nur — siehe
 Fig. 74 b und c — zwischen p und einer Spannung, die noch etwas größer als p_0
 bleibt. Bei Niederdruckzylindern, wo p und p_0 nahe bei einander liegen, kann der
 Trick-Kanal bei Berechnung der schädlichen Räume gänzlich vernachlässigt
 werden; bei Einzylindermaschinen wird man etwa die Hälfte seines Inhalts dem
 schädlichen Raum beizählen.

Der äußere Kanal mit dem Querschnitt $a \cdot b$, der einmal die Über-
 strömung, das andere Mal die Ausströmung vermittelt, hat mit dem schädlichen

Anstatt, wie in Fig. 75, nur eine mittlere Austrittsmuschel im Schieber und nur eine Austrittsöffnung im Gehäuse, beide von der Länge a_0 , anzuordnen, zerlegt man besser diese eine lange Austrittsmuschel und die lange Austrittsöffnung in je zwei Muscheln und zwei Öffnungen von je der zulässigen Minimallänge $a + i$ und erhält so — Fig. 76 — im mittleren Teile des Schiebers eine schöne Führungs-

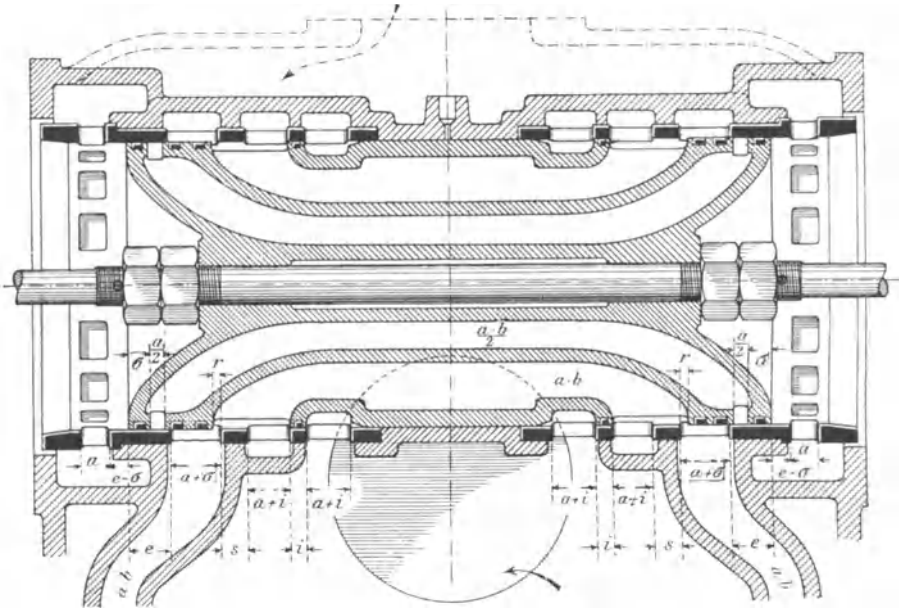


Fig. 76.

fläche, die bei horizontal liegenden Maschinen auch eine gute Tragfläche für den Kolbenschieber bildet, und zu welcher auch noch leicht eine besondere Schmierzufuhr anzuordnen ist.

Nach Aufzeichnung des Schiebers in seiner Mittelstellung mit den oben gefundenen Maßen sollte man ihn immer auch noch in seiner äußersten Stellung beim größten Schieberwege aufzeichnen,

1. um sich zu vergewissern, daß keine falschen Verbindungen zwischen Eintrittsdampf und Kondensator auftreten (nötigenfalls muß man dann die Stegdicke s vergrößern), und
2. soll man dabei überlegen, durch welche Kanäle (vom Dampfeintritt in den Schieberkasten her bis zum Dampfaustrittsstutzen) die ganze und durch welche nur die halbe

Räume im gebräuchlichen Sinne dieses Wortes überhaupt nichts zu tun; sein Inhalt bewirkt nur, daß die Ausgleichspannung x — siehe wieder Fig. 74 b und c — etwas, aber nur verschwindend wenig, kleiner wird, als sie aus Gl. (176) ohne seine Berücksichtigung hervorgeht.

Dampfmasse geht; die ersteren müssen den Minimalquerschnitt von $a \cdot b$, die letzteren einen solchen von $\frac{a \cdot b}{2}$ haben; (gerade hierin sind schon Fehler gemacht worden, indem übersehen worden, daß durch gewisse Kanäle einmal allerdings nur die halbe, dann aber wieder die ganze Dampfmasse durchgeht).

Dann sollen diese Kanäle im Innern, wo sie unbearbeitet bleiben, auch reichlich dimensioniert werden, damit sie durch Ungenauigkeiten im Gusse bei der Ausführung nicht unter ihr Minimalmaß fallen.

K. Kondensation bei wechselndem Dampfverbrauch.

Hier wollen wir zeigen, was man an einer Kondensation veränderlich machen müßte (Kühlwassermenge oder Luftpumpengröße oder beides), wenn man auch bei stark wechselndem Dampfverbrauche der kondensierten Maschinen (z. B. Walzwerksmaschinen) das Vakuum doch immer auf konstanter Höhe erhalten wollte; bzw. umgekehrt, welche Schwankungen das Vakuum erfährt, wenn man an der Kondensation nichts ändert, sondern sie immer gleichförmig weiterarbeiten läßt. Dabei werden wir in letzterem Falle von der Zeit absehen, welche eine Änderung des Vakuums erfordert; d. h. wir nehmen an, jede Periode eines bestimmten Dampfverbrauches dauere so lange an, bis sich ein neuer Beharrungszustand mit entsprechendem Vakuum hergestellt hat. Wenn wir unter dieser Voraussetzung die Vakuumänderung sowohl bei Misch- wie bei Oberflächenkondensation untersucht haben werden, so werden wir nachher auch noch die nötige Zeit zu einer Vakuumänderung mit in Betracht ziehen und so zu dem sog. „Beharrungsvermögen von Kondensatoren“ geführt werden.

a) Schwankung des Vakuums bei Mischkondensation.

Wir erinnern uns (Kap. A, 3), daß der Gesamtdruck p_0 im Kondensator sich zusammensetzt aus dem Partialdruck l der anwesenden Luft + dem Partialdruck d des Dampfes, so daß

$$p_0 = l + d.$$

Hierbei ist der Partialdruck der Luft

$$l = \frac{L}{v_0}$$

wenn L die Anzahl Kubikmeter Luft von Atmosphärenspannung bedeutet, die pro Zeiteinheit in den Kondensator gelangt, und v_0 die Ansaugleistung der Luftpumpe in Kubikmetern pro dieselbe Zeiteinheit ist.

Der Partialdruck d des Dampfes ist der Druck des gesättigten Wasserdampfes von derjenigen Temperatur, mit welcher das Gasgemenge in den Luftpumpenzylinder gesogen wird; er ist also = $d_{t'}$ bei Parallelstromkondensation (sei es mit trockener oder mit nasser Luftpumpe), unter t' die Temperatur des ablaufenden heißen Wassers verstanden; und = $d_{t_0 + \alpha}$ bei Gegenstromkondensation, unter t_0 die Temperatur des Kühlwassers verstanden, wobei α diejenige (kleine)

Anzahl von Graden bedeutet, um welche die Temperatur des oben aus dem Kondensator abgesogenen Gasgemenges über der Kühlwassertemperatur bleibt. Es ist also

$$p_{0par.} = \frac{L}{v_0} + d_{t'} \quad (176)$$

und

$$p_{0ges.} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0} + \alpha \quad (177)$$

solange das unter $d_{t'}$ bleibt (also unsere früheren Gl. (15) und (16), nur unter neuer Numerierung).

Dagegen

sobald

$$\left. \begin{aligned} p_{0ges.} &= d_{t'} \\ \frac{L}{v_0} + d_{t_0} + \alpha &\leq d_{t'} \end{aligned} \right\} (178)$$

wird. Dabei kann nach Gl. (17) α etwa angenommen werden zu

$$\alpha = 4^\circ + 0,1(t' - t_0) (179)$$

während die Heißwassertemperatur nach Gl. (6)

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 \quad (180)$$

entsprechend dem Kühlwasserverhältnis Gl. (3)

$$\frac{W}{D} = n = \frac{570}{t' - t_0} \quad (181)$$

ist.

Die pro Minute in den Kondensator gelangende Luftmenge L ist die gleiche, ob nun augenblicklich mehr oder weniger Dampf zum Kondensieren in den Kondensator kommt; und wenn auch an der Luftpumpenleistung v_0 nichts verändert wird, so ist für Parallelstromkondensation nach Gl. (176) der Kondensatordruck

$$p_0 = \text{konst.} + d_{t'}$$

und dieser wird konstant, wenn auch der zweite Summand rechts $d_{t'}$, konstant gehalten wird, was die Konstanthaltung der Ablauftemperatur $t' = \frac{570}{n} + t_0$ erfordert. Bei natürlichem Kühlwasser ist selbstredend auch dessen Temperatur t_0 für kürzere Perioden, die hier einzig in Betracht kommen, konstant. Aber auch bei künstlich gekühltem Wasser, wo allerdings das aus dem Kondensator auf das Kühlwerk kommende Wasser bei wechselndem Dampfverbrauch sehr verschiedene Temperaturen t' haben kann, je nachdem gerade mehr oder weniger Dampf in den Kondensator kommt, wird doch — bei dem meistens großen Wasservorrat im Kühlbassin und bei den rasch aufeinander folgenden Auf- und Abschwankungen des Dampfverbrauches — die

Temperatur t_0 des gekühlten Wassers um einen konstanten Mittelwert herum so wenig schwanken, daß sie auch hier als konstant betrachtet werden kann. Ist aber in Gl. (180) t_0 konstant, so braucht zur Konstanthaltung von t' nur noch das Kühlwasserverhältnis $n = \frac{W}{D}$ konstant zu sein; d. h. wenn der Dampfverbrauch D z. B. auf das Doppelte steigt, so muß man auch doppelt so viel Kühlwasser begeben. Freilich wird mit mehr Kühlwasser auch mehr in ihm absorbierte Luft in den Kondensator eingeführt; es wird also in Gl. (176) auch wieder L größer. Indem aber die im Wasser in den Kondensator gelangende Luftmenge nur einen kleinen Bruchteil der durch Undichtheiten eindringenden Luft bildet, diese letztere aber vom Wechsel im Dampfverbrauch unberührt bleibt, kann von der kleinen Veränderlichkeit von L mit W abgesehen werden, und ergibt sich dann für Parallelstrom:

Zur Konstanthaltung des Vakuums bei wechselndem Dampfverbrauch ist die Luftpumpenleistung v_0 zu belassen und nur die Kühlwassermenge W proportional dem jeweiligen Dampfverbrauch zu regeln, so daß das Kühlwasserverhältnis n konstant bleibt.

Bei Parallelstromkondensation mit trockener Luftpumpe und Abfuhr des warmen Wassers durch Fallrohr wäre also mit wachsender Dampfmenge nur der Einspritzhahn mehr zu öffnen. Bei Naßluftpumpe geht das aber nicht, indem hierbei wieder die reine Luftpumpenleistung v_0 und damit auch das Vakuum wieder verkleinert würde. An Hand der Fig. 11 S. 50 haben wir gezeigt, daß es bei „gegebener Naßluftpumpe“ vielmehr nur eine bestimmte Kühlwassermenge gibt, bei der man das höchstmögliche Vakuum erhält, daß dieses letztere dann aber mit dem Dampfverbrauch steigt und fällt.

Bei Gegenstromkondensation gilt auch wieder, was wir vorhin über die Konstanz von L und damit auch von $\frac{L}{v_0}$ sagten. So lange sonach $\frac{L}{v_0} + d_{t_0+a} > d_{t'}$ bleibt, so lange ist nach Gl. (177) der Kondensatordruck p_0 überhaupt eine konstante Größe, auch bei wechselndem Dampfverbrauch, indem $d_{t'+a}$ nach Gl. (179) mit steigendem t' nur unmerklich zunimmt. Steigt dann — infolge immer größeren Dampfverbrauches — die Temperatur t' des ablaufenden Heißwassers so, daß $d_{t'} \geq \frac{L}{v_0} + d_{t_0+a}$ wird, so wird nach Gl. (178) einfach

$$p_0 = d_{t'}$$

und wäre dann dieser Druck wieder durch Konstanthalten von t' , also wieder durch proportionale Mehrzugabe von Kühlwasser bei Mehrdampfverbrauch konstant zu halten, und zwar auf dem konstanten Werte von t' , der der Bedingung

$$d_{t'} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0+a}$$

entspricht, während die Luftpumpenleistung v_0 wiederum unverändert zu bleiben hätte.

Bei Mischkondensation — ausgenommen 1. bei nasser Luftpumpe, wo solches nicht angeht, und 2. bei Gegenstrom, so lange $\frac{L}{v_0} + d_{t_0+a} > d_{t'}$ bleibt, wo solches gar nicht nötig, indem dann das Vakuum sowieso unveränderlich ist — hätte man also einfach die Ablauftemperatur t' oder das Kühlwasserverhältnis n durch veränderliche Kühlwasserzufuhr konstant zu halten, um auch bei wechselndem Dampfverbrauch das Vakuum auf konstanter Höhe zu halten.

Läßt man aber, wie man der Betriebseinfachheit wegen zu tun pflegt, die Kühlwassermenge konstant¹⁾, so ändert sich bei wechselndem Dampfverbrauch die Heißwassertemperatur t' und damit nach Maßgabe der Gleichungen (176)—(181) auch der Kondensatordruck p_0 , wie folgendes Beispiel zeigen möge:

Es sei bei einer Kondensation die pro Minute in den Kondensator eintretende Luftmenge $L = 2$ cbm von atmosphärischer Spannung, die minutliche Ansaugleistung der (trockenen) Luftpumpe $v_0 = 20$ cbm, also das Verhältnis $\frac{L}{v_0} = 0,10$ und die Kühlwassertemperatur $t_0 = 20^\circ$. Der Dampfverbrauch D der kondensierten Maschinen schwanke vom normalen bis auf den 1,5—2—3 bis 4 fachen, d. h. die verschiedenen Dampfmenge mögen sich wie 1 : 1,5 : 2 : 3 : 4 verhalten²⁾. Die konstante Kühl-

¹⁾ Es ist gut, daß man sich klar mache, warum man — wenigstens bis jetzt — in der Praxis die Kühlwassermenge nicht veränderlich macht. Dabei denken wir an größere Kondensationen, die zum Bewegen des Wassers immer besondere Pumpwerke brauchen. Sei z. B. die mittlere pro Minute zu kondensierende Dampfmenge $D = 1000$ kg, und hat man die Pumpen, Wasserrohrquerschnitte usw. für eine mittlere Kühlwassermenge von z. B. $W = 20$ cbm = 20 000 kg pro Minute (also $n = \frac{W}{D} = 20$) eingerichtet, so würde, wenn die maximale Dampfmenge $D_m = 2000$ kg betrüge, und man auch hierbei das früher erhaltene mittlere Vakuum konstant beibehalten wollte, nun die minutliche Kühlwassermenge auf $W = 40$ cbm ansteigen müssen. Man müßte sonach die Umdrehzahlen der Wasserpumpen verdoppeln, das geht nun aber meistens nicht an; auch wären die Querschnitte der Leitungen meistens zu klein. Man müßte also von vorn herein Wasserpumpen und Leitungen für vierzig Kubikmeter einrichten, und dann könnte man allerdings umgekehrt die Wasserpumpen bei mittlerem Dampfverbrauch langsamer laufen lassen. Das wäre schon richtig und zweckmäßig, aber in der Erstellung teuer.

²⁾ Unter „normalem“ Dampfverbrauch ist hier nicht etwa der „minimale“ Verbrauch (bei Leerlauf der Maschinen) zu verstehen, sondern derjenige bei mittlerer Belastung der Maschinen. Dieser normale oder mittlere Dampfverbrauch steigt dann bis zum „maximalen“ bei Maximalbelastung sämtlicher Maschinen. Wenn wir oben angenommen, dabei kämen wir auf das Verfache des normalen Dampfverbrauches, so wollten wir an solch extremem Beispiel nur den Verlauf der verschiedenen Funktionen besser zeigen; in der Praxis schätzt man den „normalen Dampfverbrauch“ stets so hoch (und berechnet danach die nötige Kondensationsgröße), daß der maximale nicht über etwa das Doppelte des mittleren hinausgeht.

wassermenge W sei so bemessen, daß das Kühlwasserverhältnis für normalen Dampfverbrauch (also für $D = 1$) $n = 30$ betrage, so beträgt es bei der auf $1,5 D$, $2 D$, $3 D$ und $4 D$ gesteigerten Dampfmenge der Reihe nach $n = 20, 15, 10$ und $7,5$. Mit diesen n und der Kühlwassertemperatur $t_0 = 20^\circ$ kann man nach Gl. (180) die Temperatur t' (s. folgende Tabelle) ausrechnen und damit auch sofort die diesen Temperaturen entsprechenden Dampfdrücke $d_{t'}$ anschreiben. Damit findet man nach Gl. (176) den Kondensatordruck p_0 bei Parallelstrom (Zeile 5 der folgenden Tabelle). Für Gegenstrom schreiben wir in der Tabelle der Reihe nach die Werte $t' - t_0$, $\alpha = 4 + 0,1 (t' - t_0)$, $d_{t_0 + \alpha}$ und den Druck $\frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha}$ an. So lange dieser letztere Druck $> d_{t'}$ bleibt, so lange ist er auch der Kondensatordruck; sobald jener Druck aber $< d_{t'}$ wird, so ist dieses größere $d_{t'}$ der Kondensatordruck.

1. Der Dampfverbrauch verhalte sich wie $D =$	1	1,5	2	3	4
2. entsprechend d. Kühlwasserverhältnis $n =$	30	20	15	10	7,5
3. also $t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{n} + 20 =$	39	48,5	58	77	96°
4. „ Dampfdruck $d_{t'}$ =	0,07	0,11	0,18	0,41	0,86Atm.
5. damit $p_{0\text{par.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t'} = 0,10 + d_{t'} =$	0,17	0,21	0,28	0,51	0,96Atm.
6. Ferner $t' - t_0 = t' - 20 =$	19	28,5	38	57	76°
7. also $\alpha = 4 + 0,1 (t' - t_0) =$	6	7	8	10	12°
8. „ Dampfdruck $d_{t_0 + \alpha} = d_{20 + \alpha} =$	0,03	0,03	0,04	0,04	0,05Atm.
9. „ Druck $\frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha}$ $= 0,10 + d_{t_0 + \alpha} =$	0,13	0,13	0,14	0,14	0,15 „
10. somit $p_{0\text{geg.}} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha}$ bzw. $d_{t'}$ =	0,13	0,13	0,18	0,41	0,86Atm.

Im Schaubild Fig. 77 sind zu den Abszissen n die Drücke $d_{t'}$, $\frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha}$ und dann die Kondensatordrücke p_0 bei Parallel- und bei Gegenstrom als Ordinaten aufgetragen. Man sieht, wie bei Parallelstrom der Kondensatordruck von Anfang an mit wachsendem Dampfverbrauch steigt; wie er dagegen bei Gegenstrom konstant bleibt, während der Dampfverbrauch vom Einfachen bis auf das $1\frac{3}{4}$ fache steigt,

und wie er erst von dort, aber bei noch mehr zunehmendem Dampfverbrauche auch zu steigen anfängt, immer aber um $\frac{L}{v_0} = 0,10$ Atm. unter demjenigen bei Parallelstrom bleibend.

Aus der vorstehenden Tabelle sehen wir weiter:

Steigt der Dampfverbrauch vom mittleren bis auf den doppelten, und hat man die Kühlwassermenge so gewählt, daß sie

- a) beim mittleren Dampfverbrauch das $n = 30$ fache des Dampfgewichtes beträgt, so steigt der Kondensatordruck bei Parallelstrom von 0,17 auf 0,28 Atm.
(d. i. 63 cm „ 55 cm Vakuummeteranzeige)
- bei Gegenstrom von 0,13 „ 0,18 Atm.
(d. i. 66 cm „ 62 cm).

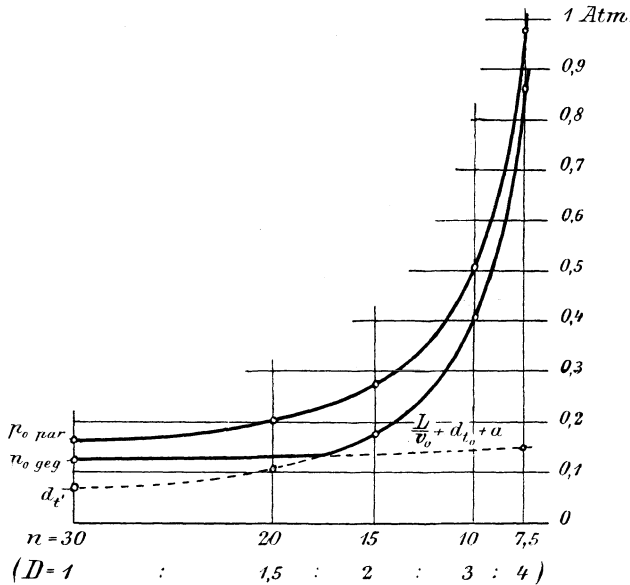


Fig. 77. Vakuum bei veränderlichem Dampfverbrauch bei Mischkondensation.
(Mit $\frac{L}{v_0} = 0,10$ und $t_0 = 20^\circ$.)

Hätte man aber die Kühlwassermenge so gewählt, daß sie

- b) beim mittleren Dampfverbrauch nur das $n = 20$ fache des Dampfgewichtes betrüge, so stiege der Kondensatordruck bei Parallelstrom von 0,21 auf 0,51 Atm.
(d. i. 60 cm „ 37 cm)
- bei Gegenstrom von 0,13 „ 0,41 Atm.
(d. i. 66 cm „ 45 cm).

Im Falle a) verlieren wir also bei auf das Doppelte gestiegenem Dampfverbrauche nur leicht zu verschmerzende 8 bzw. 4 cm Vakuum;

im Falle b) dagegen schon 23 bzw. 21 cm. Daraus ergibt sich als Hauptsatz dieses ganzen Kapitels:

Bei Kondensationen für Maschinen mit stark wechselndem Dampfverbrauch — z. B. Walzenzugmaschinen — hat man den mittleren Dampfverbrauch, für den man die Größe der Kondensation berechnet, reichlich und das Kühlwasser-Verhältnis ziemlich hoch anzunehmen; dann ist auch für solche Verhältnisse die Betriebssicherheit der Kondensation gewährleistet, und schwankt das Vakuum nur innert enger Grenzen.

An Hand der übersichtlichen Näherungsformeln (123) und (124) können wir auch noch den Mehrdampfverbrauch z. B. im Falle a) durch jene 8 bzw. 4 cm Vakuumverlust bestimmen. Der betr. Mehrdampfverbrauch beträgt nach (123) bei Einzylindermaschinen, wenn deren mittlerer Admissionsdruck z. B. $p = 6$ Atm. betrage,

$$d\eta = 8 \cdot \frac{0,017}{p} = 8 \cdot \frac{0,017}{6} = 0,023 = 2,3\%$$

$$\text{bzw. } d\eta = 4 \cdot \frac{0,017}{p} = 4 \cdot \frac{0,017}{6} = 0,011 = 1,1\%$$

des Gesamtdampfverbrauches;

und nach (124) bei Mehrfacheexpansionsmaschinen, wenn deren mittlerer Admissionsdruck z. B. $p = 9$ Atm. wäre,

$$d\eta = 8 \cdot \frac{0,035}{p} = 8 \cdot \frac{0,035}{9} = 0,031 = 3,1\%$$

$$\text{bzw. } d\eta = 4 \cdot \frac{0,035}{p} = 4 \cdot \frac{0,035}{9} = 0,016 = 1,6\%$$

des Gesamtdampfverbrauches.

Also ersparen wir zu Zeiten des maximalen Dampfverbrauches durch die Kondensation im Mittel etwa 2% weniger Dampf als in den Zeiten mittleren Dampfverbrauches. Dagegen erstreckt sich diese verminderte prozentuale Ersparnis auf ein größeres Dampfquantum, so daß die absolute Ersparnis dabei doch noch größer wird. Beträge — wie es im Mittel der Fall ist — die Ersparnis durch Kondensation bei mittlerem Dampfverbrauch ($D = 1$) etwa 0,20 D , so wäre die absolute Ersparnis bei doppeltem Dampfverbrauch ($D = 2$) noch = $(0,20 - 0,02) \cdot 2 D = 0,36 D$; sie wäre also von 20% auf 36% der ursprünglichen mittleren Dampfmenge angewachsen; und dauerten die Perioden doppelten Dampfverbrauches gerade so lange als die des mittleren, so betrüge die mittlere absolute Ersparnis durch Kondensation $\frac{0,20 + 0,36}{2} \cdot D = 0,28 D$, d. h. 28% der ursprünglichen mittleren Dampfmenge.

b) Schwankung des Vakuums bei Oberflächenkondensation.

Nach Kap. B, 3 gelten die Gleichungen (176) und (177)

$$p_{0par.} = \frac{L}{v_0} + d_t \quad \dots \quad (182)$$

und
$$p_{0geg.} = \frac{L}{v_0} + d_{t_0+a} \quad \dots \quad (183)$$

(wobei aber $p_{0_{geg.}} = d_{\nu}$, sobald $\frac{L}{v_0} + d_{t_0 + \alpha} \leq d_{\nu}$) (184)

auch für Oberflächenkondensation, nur sind hier L und α anders als wie bei Mischkondensation.

Auch hier würde das Konstanthalten des Vakuums bei wechselndem Dampfverbrauche eine Auf- und Niederregulierung der Kühlwassermenge erfordern. Da man aber auch hier in der Praxis solche Regulierung nicht ausführt, sondern immer mit gleicher Kühlwassermenge weiter arbeitet, halten wir uns bei dieser Frage nicht weiter auf, sondern zeigen nur an je einem Beispiel an den verschiedenen Arten von Oberflächenkondensation, um wie viel das Vakuum sinkt, wenn bei gleichbleibender Kühlwassermenge (und Luftpumpenleistung v_0) die zu kondensierende Dampfmenge auf z. B. das Doppelte steigt. Wir haben — S. 71 u. ff. — „geschlossene“ und „offene“ Oberflächenkondensatoren unterschieden, erstere wieder zerfallend in solche, die nach Parallelstrom, und in solche, die nach Gegenstrom arbeiten, und wollen die Rechnung für alle diese verschiedenen Fälle durchführen. Als Beispiel nehmen wir die schon S. 80—83 für eine konstante minutliche Dampfmenge von $D = 300$ kg berechnete Oberflächenkondensation.

1. Geschlossene Oberflächenkondensation nach Parallelstrom:

Bei $t_0 = 20^\circ$, $n = 45$, also $t_1 = 33^\circ$, $L = 0,84$ cbm, $v_{0_{par.}} = 31$ cbm und der Kühlfläche $F = 390$ qm erhielten wir bei einer minutlichen Dampfmenge von $D = 300$ kg einen Kondensationsdruck von $p_0 = 0,12$ Atm.

Frage: Welcher andere Kondensatordruck stellt sich ein, wenn die Dampfmenge z. B. auf das Doppelte, also auf $D = 600$ kg steigt, alles übrige aber gleich bleibt?

Setzen wir obige Werte von L und v_0 in Gl. (182) ein, so erhalten wir

$$p_{0_{par.}} = \frac{0,84}{31} + d_{\nu} = 0,027 + d_{\nu} = \infty 0,03 + d_{\nu}.$$

Somit müssen wir noch die Temperatur t' aufsuchen. Dazu dient Gl. (53)

$$F_{par.} = \frac{570 \cdot D}{\alpha (t' - t_0) (t' - t_1)} = \frac{570 \cdot 600}{1,5 (t' - 20) (t' - t_1)} = 390$$

weil eben die Kühlfläche unseres Kondensators = 390 qm ist. Die Temperatur t_1 , mit der das Kühlwasser austritt, finden wir nach Gl. (49)

zu $t_1 = \frac{570}{n} + t_0$; nachdem sich hier die Dampfmenge verdoppelt hat, die Kühlwassermenge aber dieselbe geblieben ist, ist das Kühlwasser-Verhältnis auf die Hälfte, also von $n = 45$ auf $n = 22,5$ gesunken; damit wird

$$t_1 = \frac{570}{22,5} + 20 = 45^\circ \quad (\text{statt früher } 33^\circ).$$

Führen wir diesen Wert von t_1 in obigen Ausdruck für $F_{par.}$ ein, so kommt

$$\frac{570 \cdot 600}{1,5 (t' - 20) (t' - 45)} = 390,$$

woraus zur Bestimmung der Unbekannten t' die quadratische Gleichung folgt

$$(t')^2 - 65 t' + 316 = 0$$

also
$$t' = \frac{65}{2} \pm \sqrt{\frac{65^2}{4} - 316}$$

oder, da hier nur das + Zeichen gelten kann,

$$t' = 60^{\circ}$$

statt früher $t' = 45^{\circ}$; die Dampftemperatur t' im Kondensatorinnern muß also von 45° auf 60° steigen, damit durch die gegebene Kühlfläche von 390 qm die durch den verdoppelten Dampfzufuß auch verdoppelte Wärmemenge in derselben Zeit an das umgebende Kühlwasser übergehen kann. Nach den Dampftabellen entspricht der Temperatur $t' = 60^{\circ}$ ein Dampfdruck $d_v = 0,20$ Atm.; diesen oben in $p_{0par.}$ eingeführt, ergibt sich der Kondensatordruck für die verdoppelte Dampfmenge

$$p_{0par.} = 0,03 + d_v = 0,03 + 0,20 = 0,23 \text{ Atm. } (= 58 \text{ cm}),$$

während er für die einfache war

$$p_{0par.} = 0,12 \text{ Atm. } (= 67 \text{ cm}).$$

Vergleicht man diesen Oberflächenparallelstromkondensator mit dem einige Seiten früher behandelten Parallelstrommischkondensator, so erkennt man, daß trotz der viel größeren Kühlwassermenge und der viel größeren Luftpumpe das Verhalten des Oberflächenkondensators bei wechselndem Dampfverbrauch nicht günstiger ist als das des Mischkondensators.

2. Geschlossener Oberflächenkondensator nach Gegenstrom:

Unter ganz denselben Verhältnissen, jedoch mit einer Luftpumpe von nur $v_{0geg.} = 14$ cbm, erhielt man bei $D = 300$ kg pro Minute auch einen Kondensatordruck von $p_0 = 0,12$ Atm.; auch hier fragen wir, wie hoch dieser Kondensatordruck steigt, wenn der Dampfverbrauch sich auf $D = 600$ kg verdoppelt?

Setzen wir $\frac{L}{v_0} = \frac{0,84}{14} = 0,06$ in Gl. (183) ein, so kommt

$$p_{0geg.} = 0,06 + d_v + a,$$

welcher Druck jedoch nie $< d_v$ werden kann.

Aus Gl. (52) erhalten wir mit $F_{geg.} = 390$ qm, $D = 600$, $a = 1,50$ und $t_1 = 45^{\circ}$ (wie vorhin, da auch hier $n = 22,5$ ist)

$$390 = \frac{570 \cdot 600}{1,50 \cdot a \cdot (t' - 45)}$$

oder

$$\alpha \cdot (t' - 45) = 584.$$

In dieser Gleichung sind beide Temperaturgefälle, α sowohl als $t' - 45$, unbekannt, d. h. wir haben zwei Unbekannte, α und t' , zu bestimmen, was wir hier so tun können:

Wir legen t' der Reihe nach Werte von $t' = 100^\circ, 80^\circ, 70^\circ, 60^\circ \dots$ bei und bestimmen dafür $\alpha = \frac{584}{t' - 45}$; damit erhalten wir dann auch $d_{t_0+a} = d_{20+a}$; und damit wieder $p_0 = 0,06 + d_{20+a}$; nun wissen wir aber auch, daß dies p_0 nie kleiner, sondern höchstens $= d_{t'}$ werden kann, indem sonst — vgl. Fig. 78 — der Druck des eintretenden Dampfes auf der einen Seite des Kondensators größer würde als der Druck $p_0 = 0,06 + d_{20+a}$, den die Luftpumpe auf der andern Seite des Kondensators herstellt, was natürlich nicht möglich ist; es wird dann — Fig. 78 — so viel Dampf von rechts nach links hinüberströmen, bis α so groß geworden, daß eben $0,06 + d_{20+a} = d_{t'}$ wird. Wir schreiben also in der folgenden Tabelle auch noch die Werte von $d_{t'}$ für die der Reihe nach angenommenen Werte von t' an, und die zwei zusammengehörigen Werte von t' und α , die gerade $d_{t'} = p_0$ werden lassen, stellen sich nach erreichtem Beharrungszustand im Kondensator ein.

1.	$t' = 100^\circ$	$d_{t'} = 1$	$\alpha = 10,6^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,04$	$p_0 = 0,06 + 0,04 = 0,10$	also $p_0 < d_{t'}$
2.	$t' = 80^\circ$	$d_{t'} = 0,45$	$\alpha = 16,7^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,06$	$p_0 = 0,06 + 0,06 = 0,12$	„ $p_0 < d_{t'}$
3.	$t' = 70^\circ$	$d_{t'} = 0,31$	$\alpha = 23,4^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,08$	$p_0 = 0,06 + 0,08 = 0,14$	„ $p_0 < d_{t'}$
4.	$t' = 65^\circ$	$d_{t'} = 0,25$	$\alpha = 29,2^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,12$	$p_0 = 0,06 + 0,12 = 0,18$	„ $p_0 < d_{t'}$
5.	$t' = 62^\circ$	$d_{t'} = 0,21$	$\alpha = 34,4^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,15$	$p_0 = 0,06 + 0,15 = 0,21$	„ $p_0 = d_{t'}$
5.	$t' = 60^\circ$	$d_{t'} = 0,20$	$\alpha = 39^\circ$	$d_{t_0+a} = 0,19$	$p_0 = 0,06 + 0,19 = 0,25$	„ $p_0 > d_{t'}$

Sobald $t' < 62^\circ$ wird, wird $p_0 > d_{t'}$, während es vorher kleiner war; es würde also nun — Fig. 78 — ein Rückströmen des Dampfes von links nach rechts eintreten, um den rechts zu viel kondensierten

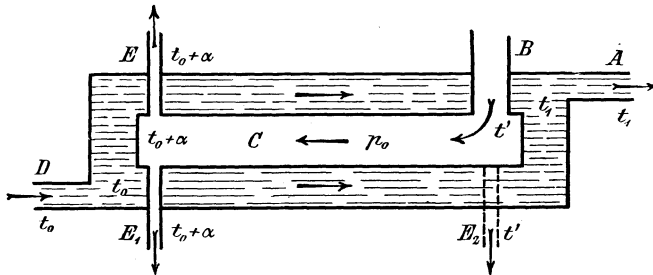


Fig. 78. O berflächengegenstromkondensator.

Dampf wieder zu ersetzen. Natürlich tritt auch das nicht ein indem sich rechts eben nicht „zu viel“ Dampf kondensiert, sondern nur so viel, daß der Dampfdruck der „kleinstmögliche“ bleibt, den die Luftpumpe herstellen kann.

Nach Zeile 5 der vorstehenden tabellarischen Berechnung stellen sich also in unserem Kondensator die zusammengehörigen Werte

$$t' = 62^\circ \text{ und } \alpha = 34,4^\circ$$

ein, und wird der Kondensatordruck für die verdoppelte Dampfmenge

$$p_{0_{geg.}} = 0,21 \text{ Atm. (= 60 cm),}$$

während er für die einfache Dampfmenge

$$p_{0\text{geg.}} = 0,12 \text{ Atm. (= 67 cm)}$$

war.

Auch hier zeigt sich wieder, daß trotz viel größerer Kühlwassermenge und Luftpumpe das Verhalten der Oberflächenkondensation gegenüber der Mischkondensation auch bei wechselndem Dampfverbrauch nicht günstiger ist.

3. Offener Oberflächenkondensator:

Indem bei solchen Kondensatoren — seien es nun „Rieselkondensatoren“ oder in einem Kühlteich liegende, wie Fig. 79 zeigt — die vom Dampf in das frei an der Luft liegende Kühlwasser übergehende Wärme von der Oberfläche desselben an die umgebende Luft übertragen werden muß (hauptsächlich durch Verdunstung), wird das Temperaturgefälle von Kühlwasser zu Luft um so größer sein müssen, je mehr Dampf in den Kondensator kommt; d. h. die Temperatur t_1 (Fig. 79) wird so weit steigen, bis bei der gegebenen Oberfläche des Kühlwassers die vermehrte

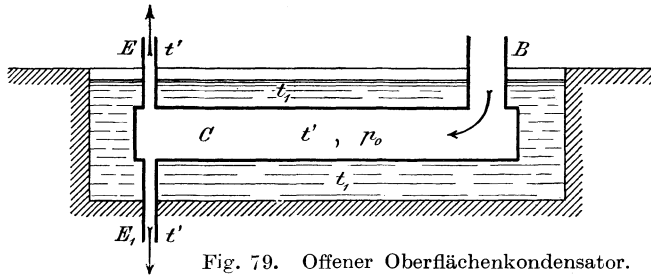


Fig. 79. Offener Oberflächenkondensator.

Wärmemenge bei der höheren Temperatur t_1 in die umgebende Luft abgegeben werden kann. Würde man, um wie viel diese Kühlwassertemperatur t_1 stiege, so könnte man wie vorhin bei geschlossenem Oberflächenkondensator nach Parallelstrom den neuen Kondensator-Druck p_0 bei verdoppelter Dampfmenge berechnen. Es wäre also zuerst die Aufgabe zu lösen: Wenn das Kühlwasser bei einfachem Dampfverbrauch durch die umgebende Luft auf z. B. $t_1 = 33^\circ$ gekühlt und auf dieser Temperatur erhalten wird, auf welche andere (höhere) Temperatur t_2 wird es unter sonst ganz gleichen Umständen (gleiche Oberfläche, gleiche Luft-Temperatur und -Feuchtigkeit, gleiche Windströmung usw.) gekühlt bei verdoppeltem Dampfverbrauch, wenn also pro Zeiteinheit doppelt so viel Wärmeeinheiten in das Kühlwasser eintreten, die ihm an dessen Oberfläche bei der Temperatur t_2 entzogen werden müssen? Diese Aufgabe können wir erst im nächsten Kapitel lösen, das von der „Kühlung des Wassers“ handeln wird, und verschieben wir daher die Behandlung des Beispiels für offene Oberflächenkondensatoren bei wechselndem Dampfverbrauche bis dorthin.

In einem Falle können wir aber auch hier schon das Verhalten offener Oberflächenkondensatoren bei wechselndem Dampfverbrauche

untersuchen, und wollen wir hier das an Hand eines neuen Beispiels zeigen: es betrifft das den Fall, daß der Oberflächenkondensator, Fig. 79, in strömendes Wasser, in einen Fluß gelegt werden kann, dessen Wassermenge W im Verhältnis zur Dampfmenge D als ∞ groß anzusehen ist. Dann ist das Kühlwasserverhältnis aus Gl. (49)

$$n = \frac{570}{t_1 - t_0} = \infty$$

das heißt

$$t_1 = t_0 \text{ konstant}$$

gleichgültig, ob nun viel oder wenig Dampf zum Kondensieren kommt.

Haben wir nun wieder eine solche Kondensation mit z. B. $t_1 = t_0 = 20^\circ$, $L = 0,84$ cbm und $F = 390$ qm, und wollen wir wieder bei $D = 300$ kg Dampf pro Minute ein Vakuum von $p_0 = 0,12$ Atm. erzielen, so muß die minutliche Luftpumpenleistung nach Gl. (57) sein

$$v_{0par.} = \frac{L}{p_0 - d'} = \frac{0,84}{0,12 - d'}$$

t' finden wir aber, indem wir in Gl. (51) $F_{off.} = 390$, $D = 300$, $a = 1,50$ und $t_1 = t_0 = 20$ einsetzen,

$$390 = \frac{570 \cdot 300}{1,5 (t' - 20)^2}$$

woraus

$$t' = 37^\circ, \text{ also } d' = 0,06 \text{ Atm.}$$

hiermit

$$v_0 = \frac{0,84}{0,12 - 0,06} = 14 \text{ cbm.}$$

Steigt nun bei dieser Kondensation der Dampfverbrauch auf das Doppelte, also auf $D = 600$ kg, so wird der neue Kondensatordruck nach Gl. (182)

$$p_{0par.} = \frac{L}{v_0} + d' = \frac{0,84}{14} + d' = 0,06 + d'.$$

Das neue t' finden wir aber wieder aus Gl. (51) mit $F_{off.} = 390$, $D = 600$, $a = 1,50$ und wiederum $t_1 = t_0 = 20$

$$390 = \frac{570 \cdot 600}{1,5 (t' - 20)^2}$$

woraus

$$t' = 44^\circ; \text{ also } d' = 0,09 \text{ Atm.}$$

Damit wird der neue Kondensatordruck bei verdoppelter Dampfmenge

$$p_{0par.} = 0,06 + 0,09 = 0,15 \text{ Atm.}$$

während er für die einfache Dampfmenge = 0,12 Atm. war. Das Ansteigen des Dampfverbrauches auf das Doppelte ergibt hier sonach einen Vakuumverlust von nur 0,03 Atm. = 2,3 cm.

Praktisch läßt sich übrigens dieser für die Stabilität des Vakuums so günstige Grenzfall ($n = \infty$), auch wenn die örtlichen Wasserverhältnisse (Nähe eines Flusses, eines Sees usw.) noch so günstig sind, nie verwirklichen. Man muß nämlich den Kondensator der Zugänglichkeit halber immer über den höchsten Wasserstand legen und dann eben wieder eine Kühlwasserzirkulationspumpe zu Hilfe nehmen (im Falle eines Sees schon der nötigen Wasserbewegung wegen; man denke hier

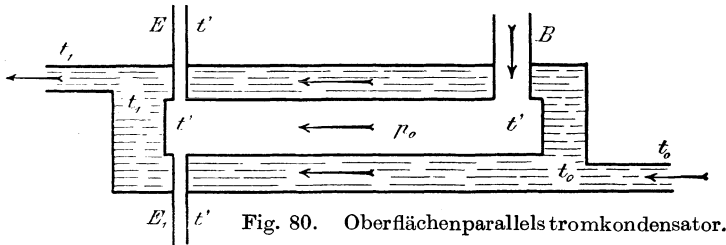


Fig. 80. Oberflächenparallels tromkondensator.

auch an die Oberflächenkondensatoren von Seedampfern). Alsdann tritt aber schon wieder entweder der Fall Fig. 78 oder der Fall Fig. 80 ein, wo das Wasser mit seiner natürlichen Temperatur t_0 zu- und mit erhöhter Temperatur t_1 austritt. Pumpt man dann eben viel Wasser, so wird n recht groß und damit die Vakuumschwankung klein, was wir aber schon wissen.

e) Beharrungsvermögen von Kondensatoren.

Im vorhergehenden haben wir die Temperatur- und damit auch die Vakuumänderungen im Kondensator infolge wechselnden Dampfverbrauches unter der Voraussetzung betrachtet und berechnet, jede Periode eines neuen oder anderen Dampfverbrauches halte so lange an, bis sich ein neuer Beharrungszustand im Kondensator hergestellt hat; oder auch — was auf dasselbe hinauskommt — unter der Voraussetzung, Temperatur (und damit auch Vakuum) im Kondensator folgen augenblicklich den Änderungen im Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen; d. h. wir haben bei der Berechnung der neuen Temperaturen nach Änderung des Dampfverbrauches von der Zeit abgesehen, die es braucht, um diese neuen Temperaturen im Kondensator herbeizuführen.

Diejenige Eigenschaft nun von Kondensatoren, vermöge deren die Temperatur und damit auch das Vakuum in einem Kondensator nicht augenblicklich dem veränderten Dampfverbrauch folgen, sondern nur allmählich, indem es eben einer gewissen Zeit bedarf, um die in jedem Kondensator vorhandenen Wasser- und Eisenmassen zu erwärmen bzw. wieder abzukühlen, hat Eberle — der diesen Begriff zuerst aufbrachte — in seiner S. 71 schon erwähnten Arbeit das Beharrungsvermögen von Kondensatoren genannt. Dort hat Eberle auch die rechnerische Behandlung dieses „Beharrungsvermögens“ begonnen; der Verfasser hat selbe in einem Aufsatz in der Zeitschr. d. Vereins dtsh. Ing. 1899, S. 1155 durchgeführt und die Schlüsse daraus gezogen, und soll hier im Anschluß an diesen Aufsatz — mit einigen praktischen

Vereinfachungen — der Verlauf der Temperatur t' im Kondensator mit der verfließenden Zeit nach eingetretener Änderung des Dampfverbrauches berechnet werden. Hat man die Temperatur t' gefunden, so ergeben sich damit nach den Gl. (176)—(178) auch die zugehörigen Vakuen. Dabei beschränken wir unsere Betrachtung vorerst auf Mischkondensation und legen derselben zuerst eine solche nach Parallelstrom zugrunde.

Es sei wie früher

W die in den Kondensator eintretende, als konstant bleibend vorausgesetzte Kühlwassermenge in kg/Min.,

D die in den Kondensator eintretende Dampfmenge in kg/Min., und zwar bei normaler, d. h. mittlerer Belastung der Maschinen,

D_m diese Dampfmenge bei maximaler Belastung der Maschinen,

t_0 die als konstant bleibend vorausgesetzte Temperatur des eintretenden Kühlwassers,

t' die Temperatur des austretenden heißen Wassers bei mittlerem Dampfverbrauch,

t'_m diese Temperatur bei maximalem Dampfverbrauch,

r die „Verdampfungswärme“, d. i. die Wärmemenge, die 1 kg Dampf mehr enthält als 1 kg Wasser von derselben Temperatur, welche Wärmemenge innerhalb der Temperaturgrenzen, wie sie bei Kondensatordämpfen vorkommen, konstant = 570 W.E. gesetzt werden kann (vergl. S. 11).

Mit diesen Bezeichnungen ist nach Gl. (2) das Kühlwasserverhältnis bei mittlerem Dampfverbrauch

$$n = \frac{W}{D} = \frac{r}{t' - t_0} = \frac{570}{t' - t_0} \quad \dots \quad (185)$$

und bei maximalem Dampfverbrauch

$$n_m = \frac{W}{D_m} = \frac{r}{t'_m - t_0} = \frac{570}{t'_m - t_0} \quad \dots \quad (186)$$

und hieraus umgekehrt: die mittlere Heißwassertemperatur

$$t' = \frac{r}{n} + t_0 \quad \dots \quad (187)$$

und die höchste Heißwassertemperatur

$$t'_m = \frac{r}{n_m} + t_0 \quad \dots \quad (188)$$

Nun sei weiter, eben zur Behandlung des „Beharrungsvermögens“, $a \cdot W$ der konstante Wasservorrat im Kondensator, einschließlich des „Wasserwertes“ der an der Erwärmung und Wiederkühlung teilnehmenden Eisenkonstruktion des Kondensatorkörpers; ist

dessen Gewicht = G kg und die spezifische Wärme des Eisens $\gamma = 0,12$, so ist der Wasserwert = $\gamma \cdot G = 0,12 G$ ¹⁾.
 (Dadurch, daß wir den Wasservorrat ins Verhältnis zu der pro Minute durch den Kondensator gehenden Kühlwassermenge setzen, erhalten wir elegante übersichtliche Formeln).

Steigende Temperatur.

Hat eine längere Periode mittleren Dampfverbrauches D bestanden, so daß im Kondensator die mittlere Temperatur t' herrscht, und tritt jetzt eine Periode höchsten Dampfverbrauches D_m ein, so wird jene Temperatur steigen: und wenn nach Ablauf von T Minuten seit Beginn dieses höchsten Dampfverbrauches D_m jene Temperatur t' des Kondensators und seines Wasserinhaltes auf die Temperatur t gestiegen ist (wobei die Zeitdauer T aber nicht so lang zu denken ist, daß die Temperatur t schon auf ihr Maximum t'_m gekommen), so tritt im folgenden Zeitteilchen dT einerseits eine Dampfmenge $D_m \cdot dT$ und andererseits eine Wassermenge $W \cdot dT$ von der Temperatur t_0 in den Kondensator ein, während gleichzeitig die gleiche Wassermenge $W \cdot dT$, vermehrt um das Gewicht des kondensierten Dampfes $D_m \cdot dT$, aus dem Kondensator austritt. Indem jene eingetretene Dampfmenge kondensiert, gibt sie ihre Verdampfwärme $r \cdot D_m dT$ ab, und wird diese, wenn wir von der überaus geringfügigen Wärmeabgabe des Kondensators nach außen absehen, verwendet:

1. zur Erwärmung des während des Zeitteilchens dT durch den Kondensator gegangenen Kühlwassers $W \cdot dT$ von t_0 auf t ;
2. zur Erwärmung des Wasservorrates (einschließlich des Wasserwertes der Konstruktionsteile) $a \cdot W$ von der Temperatur t auf $t + dt$, d. h. zur Erwärmung von $a \cdot W$ um dt .

Wenn wir nun annehmen, die beim Kondensieren frei werdende Verdampfungswärme gehe völlig widerstandslos und augenblicklich nicht nur in das den Kondensator durchrieselnde Kühlwasser über, sondern ebenso widerstandslos und augenblicklich in den Wasservorrat — eine Annahme, deren Zulässigkeit wir später zu prüfen haben werden — so können wir die Wärmeleichung anschreiben;

$$r \cdot D_m \cdot dT = (t - t_0) W \cdot dT + a W dt \quad . \quad . \quad (189)$$

oder, mit D_m dividiert

$$r \cdot dT = (t - t_0) n_m \cdot dT + a n_m dt$$

oder

$$(r + t_0 n_m - t n_m) dT = a n_m dt.$$

¹⁾ Bei diesem „Wasserwert“ dürfen nur die Teile des Kondensators berücksichtigt werden, die vom Kühlwasser gespült, also auch wieder zurückgekühlt werden, wenn sie wärmer geworden sind, nicht aber auch etwa die Eisenmassen der — bei Zentralkondensation oft sehr ausgedehnten — Abdampfleitungen. Diese Abdampfleitungen fallen für das Beharrungsvermögen außer Betracht, indem sie bei in kurzen Zeiträumen wechselndem Dampfverbrauch einfach eine mittlere Temperatur annehmen, nicht aber eine wechselnde Erwärmung und nachherige Rückkühlung mitmachen.

Nun ist aber nach Gl. (188)

$$r + n_m t_0 = n_m \cdot t'_m;$$

dies in die letzte Gleichung eingesetzt, kommt

$$(n_m t'_m - t n_m) dT = a \cdot n_m dt$$

woraus

$$\frac{dT}{a} = \frac{dt}{t'_m - t}.$$

Durch Integration dieser Gleichung ergibt sich

$$\frac{T}{a} = -\log(t'_m - t) + C \quad \dots \quad (190)$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten bedenken wir, daß bei Beginn des maximalen Dampfverbrauches, d. h. bei $T = 0$, $t = t'$ war, womit Gl. (190) übergeht in

$$0 = -\log(t'_m - t') + C.$$

Ziehen wir diese Gl. von (190) ab, oder, was auf dasselbe hinauskommt, berechnen wir aus dieser Gl. die Konstante C und führen den erhaltenen Wert in (190) ein, so ergibt sich

$$\frac{T}{a} = \log \frac{t'_m - t'}{t'_m - t} \quad \dots \quad (191)$$

und hieraus das gesuchte t

$$t = t'_m - \frac{t'_m - t'}{e^{\frac{T}{a}}} \quad \dots \quad (192)$$

Für $T = 0$, d. h. für den Beginn des höchsten Dampfverbrauches, ebenso für $a = \infty$, d. h. bei unendlich großem Wasservorrat, wird aus Gl. (192) mit $e^0 = 1$

$$t = t'$$

wie es offenbar sein soll.

Für $T = \infty$, d. h. wenn die Zeit des höchsten Dampfverbrauches anhält oder sehr lang ist, ebenso für $a = 0$, d. h. wenn gar kein Wasservorrat vorhanden ist, wird aus Gl. (192)

$$t = t'_m$$

wiederum wie es sein soll.

Fallende Temperatur.

Hat umgekehrt eine längere Periode Maximaldampfverbrauches D_m bestanden, so daß im Kondensator die Temperatur t'_m herrscht, und tritt nun wieder eine Periode mittleren Dampfverbrauches D ein, so wird jene Temperatur t'_m wieder sinken; sei sie nach Ablauf von T Minuten seit Beginn des normalen Dampfverbrauches auf t gesunken, so tritt im nächsten Zeiteilchen dT einerseits eine Dampfmenge $D \cdot dT$, andererseits wieder eine Kühlwassermenge $W \cdot dT$ und wieder von der Temperatur t_0 in den Kondensator, und verläßt denselben gleichzeitig eine gleiche Kühlwassermenge, vermehrt um die kondensierte

Dampfmenge. Dabei sinkt in diesem Zeiteilchen dT die Temperatur des Wasservorrates $a \cdot W$ um das Temperaturdifferential dt , das also negativ einzuführen ist. Die dabei abgegebene Wärmemenge $-a \cdot W \cdot dt$ zusammen mit der von der kondensierten Dampfmenge $D \cdot dT$ abgegebenen Verdampfungswärme $r \cdot D \cdot dT$ wird verwendet zur Erwärmung der im gleichen Zeiteilchen dT durch den Kondensator gegangenen Kühlwassermenge $W \cdot dT$ von t_0 auf t . Also haben wir nun die Differentialgleichung

$$-a \cdot W \cdot dt + r D dT = (t - t_0) \cdot W \cdot dT \dots \dots (193)$$

und mit D dividiert

$$\begin{aligned} -a \cdot n \cdot dt + r dT &= (t - t_0) \cdot n \cdot dT \\ (r + n t_0 - n t) dT &= a \cdot n \cdot dt. \end{aligned}$$

Nun ist aber nach Gl. (185)

$$r + n t_0 = n t'$$

also

$$\frac{dT}{a} = \frac{dt}{t' - t}$$

integriert

$$\frac{T}{a} = -\log(t' - t) + C.$$

Für $T = 0$ ist $t = t'_m$, also

$$0 = -\log(t' - t'_m) + C$$

Diese Gl. von der vorigen subtrahiert, gibt

$$\frac{T}{a} = \log \frac{t' - t'_m}{t' - t} \dots \dots \dots (194)$$

Hieraus die gesuchte gesunkene Temperatur t nach T Minuten

$$t = t' + \frac{t'_m - t'}{\frac{T}{e^a}} \dots \dots \dots (195)$$

Der Vergleich dieser Formel mit der entsprechenden (192) zeigt, daß das zweite Glied rechts für beide gleich ist, nur mit anderem Vorzeichen; deswegen kann man schreiben:

Für die steigende Temperatur beim Maximaldampfverbrauch

$$t = t'_m - K \dots \dots \dots (196)$$

Für die fallende Temperatur bei mittlerem Dampfverbrauch

$$t = t' + K \dots \dots \dots (197)$$

in beiden Fällen mit

$$K = \frac{t'_m - t'}{\frac{T}{e^a}} \dots \dots \dots (198)$$

Als Beispiel für Anwendung dieser Formeln wählen wir einen von Eberle beschriebenen Kondensator, der durch großen Wasservorrat im Innern großes Beharrungsvermögen erreichen will. Der Kondensatorkörper besteht in einem liegenden Kessel von 2,20 m

Durchmesser und 10 m Länge, hat also einen Inhalt von 38 cbm und bei Annahme einer Wandstärke von 10 mm ein Mantelgewicht von etwa 6000 kg; rechnen wir für das eiserne Eingeweide des Kondensators ebensoviel, so ist der „Wasserwert“ der Eisenkonstruktion dieses Kondensators $\gamma \cdot G = 0,12 \cdot 12000 = 1440$ kg, wo γ die spezifische Wärme des Eisens ist; d. h. in bezug auf Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe kann das Eisenmaterial des Kondensators ersetzt gedacht werden durch eine Wassermenge von 1440 kg. Der konstante Wasservorrat im Kondensator nehme etwa den dritten Teil seines ganzen Inhaltes ein, sei also

$$38 : 3 = \sim 13 \text{ cbm} = 13000 \text{ kg}$$

Dann ist der Wasservorrat einschließlich des „Wasserwertes“

$$a W = 13000 + 1440 = 14440 \text{ kg.}$$

Laut weiterer Angabe Eberles ist dieser Kondensator gebaut für eine minutliche Kühlwassermenge von

$$W = 25 \text{ cbm} = 25000 \text{ kg.}$$

Also beträgt hier der Faktor a , den wir den „Beharrungsfaktor“ nennen wollen,

$$a = \frac{(a W)}{a} = \frac{14440}{25000} = 0,58 = \infty 0,6.$$

Ferner sei der mittlere Dampfverbr. d. angeschl. Maschinen $D = 900$ kg/Min. und der höchste „ „ „ „ $D = 1900$ kg/Min.

also

$$n = \frac{W}{D} = \frac{25000}{900} = 28 \quad \text{und} \quad n_m = \frac{W}{D_m} = \frac{25000}{1900} = 13.$$

Endlich sei die Kühlwassertemperatur

$$t_0 = 30^\circ$$

eine Temperatur, wie man sie häufig bei Wasserrückkühlung findet.

Alsdann beträgt die Temperatur des aus dem Kondensator austretenden Heißwassers:

Nach lang andauerndem mittlerem Dampfverbrauch

$$t' = \frac{r}{n} + t_0 = \frac{570}{28} + 30 = 20,4 + 30 = 50,4^\circ,$$

nach lang andauerndem höchstem Dampfverbrauch

$$t'_m = \frac{r}{n_m} + t_0 = \frac{570}{13} + 30 = 43,8 + 30 = 73,8^\circ$$

und ohne Berücksichtigung des Beharrungsvermögens würde die eine dieser Temperaturen im Innern des Kondensators jeweiligen plötzlich auf die andere überspringen, sobald der Dampfverbrauch auf den höchsten steigt oder vom höchsten wieder auf den mittleren sinkt.

Mit Berücksichtigung des Beharrungsvermögens haben wir den Temperaturverlauf im Innern des Kondensators bei wechselndem

Dampfverbrauch an Hand der Gl. (196)—(198) zu untersuchen. Nach (198) wird für unser Beispiel

$$K = \frac{t'_m - t'}{e^a} = \frac{73,8 - 50,4}{2,718^{\frac{1}{0,6}} \cdot T} = \frac{23,4}{5,3 \cdot T}.$$

Damit und nach Gl. (196) und (197) erhält man folgende Tabelle:

	für $T = 0$	$\frac{1}{6}$ Min.	$\frac{1}{2}$ Min.	1 Min.	2 Min.	∞
wird $K =$	23,4	17,7	10,1	4,4	0,8	0°
und steig. Temp. $t = 73,8 - K =$	50,4	56,1	63,7	69,4	73,0	73,8°
fall. „ $t = 50,4 + K =$	73,8	68,1	60,5	54,8	51,2	50,4°

Obige Werte von K trage man für die zugehörigen Zeitabszissen T in Fig. 81 einmal von der Horizontalen $t'_m = 73,8^\circ$ nach abwärts und dann von der anderen Horizontalen $t' = 50,4^\circ$ nach aufwärts ab,

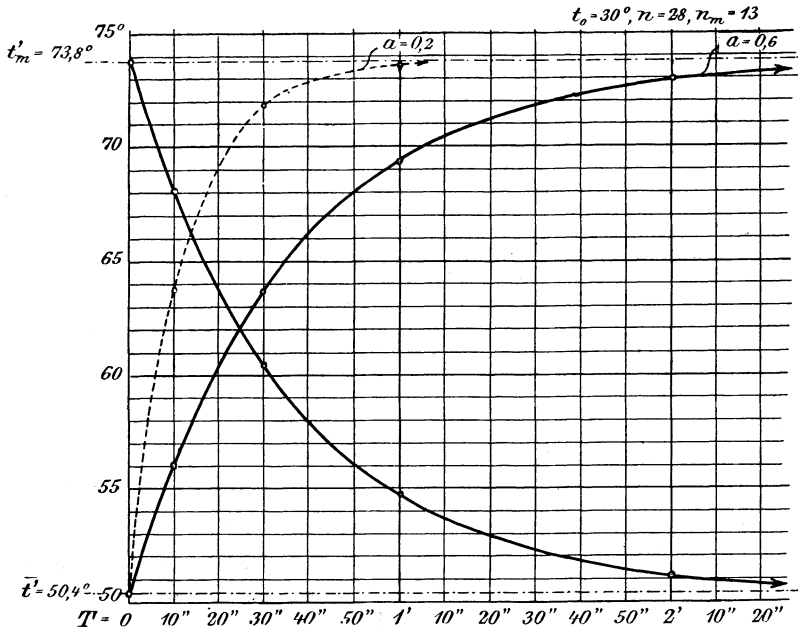


Fig. 81.

so erhält man entsprechend Gl. (196) die Kurve der bei höchstem Dampfverbrauch steigenden Temperatur und entsprechend Gl. (197) die Kurve der bei mittlerem Dampfverbrauch wieder fallenden Temperatur und kann nun diese beiden, zueinander symmetrisch gelegenen Kurven zur Verfolgung der Temperaturänderung im Kondensator folgendermaßen benutzen (die punktierte Kurve Fig. 81 lasse man vorläufig außer acht; von dieser wird später die Rede sein):

Im Kondensator unseres Beispiels herrsche in einem beliebigen Zeitpunkte eine Temperatur von z. B. $t = 65^\circ$; liegt nun dieser Zeitpunkt in einer Periode des mittleren Dampfverbrauches, und hält diese

Periode noch z. B. 20 Sekunden an, so fahre man vom Punkte 65° der fallenden Temperaturkurve Fig. 81 um die Strecke von 20 Sekunden wagerecht nach rechts, dann findet man senkrecht unter dem Endpunkt dieser Strecke, daß nach dieser Zeit die Temperatur auf $58,6^{\circ}$ gesunken ist.

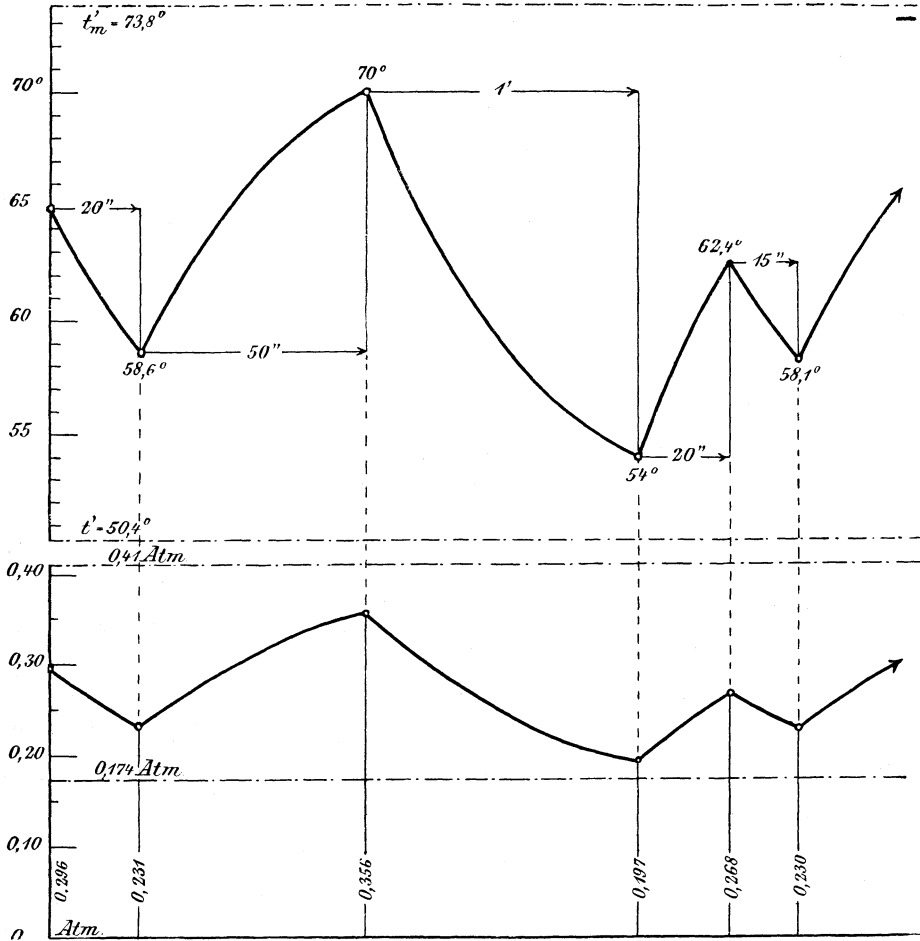


Fig. 82.

Nun trete wieder eine Periode höchsten Dampfverbrauches ein, und zwar von 50 Sekunden; man fahre vom Punkte $58,6^{\circ}$ der steigenden Temperaturkurve um eine Strecke von 50 Sekunden nach rechts und findet so, daß die Temperatur auf 70° gestiegen ist, usw. Indem man auf diese Weise einfach für die verschiedenen aufeinander folgenden Zeiten die entsprechenden Stücke je der steigenden und der fallenden Kurve Fig. 81 aneinandersetzt, erhält man z. B. das Bild Fig. 82, oberer Teil, der Temperaturänderungen im Kondensator für

die beigeschriebenen Längen der aufeinander folgenden Zeitabschnitte des maximalen und des mittleren Dampfverbrauches.

Da laut Gl. (176) der Gesamtdruck in einem Mischkondensator nach Parallelstrom — und nur mit solchen haben wir es vorerst zu tun —

$$p_0 = \frac{L}{v_0} + d_t$$

ist (indem wir für die konstante Heißwassertemperatur t' die hier veränderliche Temperatur t gesetzt haben) haben wir nur aus Dampftabelle I zu den verschiedenen Temperaturen t des obren Bildes Fig. 82 die entsprechenden Dampfspannungen d_t zu entnehmen, diese zu dem Luftdruck $\frac{L}{v_0}$ zu addieren, um sofort den Kondensatordruck p_0 zu erhalten. Das haben wir für die verschiedenen Temperaturen im Kondensator unseres Beispiels ausgeführt unter der Voraussetzung, der Luftdruck oder das Verhältnis $\frac{L}{v_0}$ sei = 0,05 und so das untere Bild in Fig. 82 des wechselnden Kondensatordruckes erhalten. Anstatt daß ohne Beharrungsvermögen der Kondensatordruck jeweilen bei Einsetzen des höchsten Dampfverbrauches sofort auf

$$p_{0max.} = \frac{L}{v_0} + d_{t_m} = 0,05 + d_{73,8^\circ} = 0,05 + 0,36 = 0,41 \text{ Atm.}$$

springt und jeweilen wieder bei Einsetzen des mittleren Dampfverbrauches sofort auf

$$p_{0min.} = \frac{L}{v_0} + d_t = 0,05 + d_{50,4^\circ} = 0,05 + 0,124 = 0,174 \text{ Atm.}$$

herabfällt, verläuft mit dem Beharrungsvermögen bei dem wechselnden Dampfverbrauch der Kondensatordruck p_0 mit wähernder Zeit nach der untern Zickzacklinie der Fig. 82.

Mischkondensatoren nach Gegenstrom verhalten sich hinsichtlich des „Beharrungsvermögens“ insofern verschieden von solchen nach Parallelstrom, als in ersteren die Temperatur von unten nach oben abnimmt, während sie in letzteren überall im Kondensator nahezu die gleiche ist. Während also in Parallelstromkondensatoren der das Beharrungsvermögen hervorrufen sollende Wasservorrat aW dem gleichen Temperatureinfluß unterliegt, ob dieser Wasservorrat unten oder oben oder in der Mitte des Kondensators aufgestapelt sei, macht die Verschiedenheit dieser Lage bei Gegenstromkondensatoren einen Unterschied aus. Indem bei Gegenstromkondensation die Temperatur oben im Kondensator sich immer nur ein paar Grade über die Temperatur des dort eintretenden Kühlwassers einstellt, die Temperatur des Kühlwassers aber konstant bleibt, bleibt oben die Temperatur überhaupt nahezu konstant; ein in einem Gegenstromkondensator nach oben verlegter Wasservorrat würde also bei wechselndem Dampfverbrauch gar nicht an der Wärmeaufnahme und -wiederabgabe teilnehmen, also für das Beharrungsvermögen eines solchen Kondensators wertlos sein.

Deswegen wird man bei solchen Kondensatoren den Wasservorrat jedenfalls nie nach oben verlegen.

Legt man ihn dagegen nach unten, wo der Dampf eintritt, so unterliegt er dem vollen Einfluß der wechselnden Temperatur, und dann verhält sich das Beharrungsvermögen eines solchen Kondensators gleich wie bei Parallelstrom.

Würde man endlich den Wasservorrat in einem Gegenstromkondensator der Höhe nach gleichförmig verteilen, so würde er oben keine Temperaturschwankung erleiden, unten jedoch die volle mitzumachen haben wie beim Parallelstromkondensator; ein solcher Kondensator verhält sich also hinsichtlich des Beharrungsvermögens, wie wenn der halbe Wasservorrat $\left(\frac{aW}{2}\right)$ die ganze Temperaturschwankung mitmachen würde.

Sonach gilt für Gegenstrom-Mischkondensation:

Den Beharrungsvermögen bilden sollenden Wasservorrat darf man bei Gegenstromkondensatoren nicht in die Höhe verlegen; legt man ihn nach unten, so gelten die Formeln (196)—(198) unverändert:

verlegt man ihn dagegen der Höhe des Kondensators nach gleichförmig verteilt, so hat man in jene Formeln $\frac{a}{2}$ statt a einzusetzen.

So weit wären diese mathematischen Ableitungen in aller Ordnung. Indem die Differentialgleichungen (189) und (193), auf denen sie beruhen, aber nur unter der ausdrücklichen Voraussetzung angesetzt werden konnten, die Verdampfungswärme des kondensierenden Dampfes gehe plötzlich und völlig widerstandslos nicht nur in das in gehöriger Auflösung im Kondensator herabrieselnde Kühlwasser, sondern ebenso plötzlich und widerstandslos auch in den Wasservorrat aW über, haben wir die Zulässigkeit dieser Voraussetzung zu prüfen bzw. die Bedingungen festzustellen, unter denen sie erfüllt wird. Diese Voraussetzung wäre erfüllt, wenn

- a) die Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers unendlich groß wäre, oder aber, wenn
- b) der Wasservorrat im Kondensator in gut zerteiltem Zustande vorhanden wäre.

Die Bedingung unter a) trifft nun nicht entfernt zu: im Gegenteil ist die Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers sehr gering; man denke nur an den bekannten physikalischen Versuch (Fig. 83), bei dem man in einem Probierglase oben Wasser zum Sieden erhitzen kann, ohne daß ein unten liegendes, mit einem Endchen Bleidraht beschwertes Stücklein Eis schmilzt.

Also handelt es sich darum, den Wasservorrat im Kondensator in solchem Zustande unterzubringen, daß der Dampf an jedes Wasser-

teilchen gelangen und ihm seine Wärme abgeben kann. Das könnte man erreichen, indem man den Wasservorrat zwar unten im Kondensator in kompakter Masse, aber mit größerer Oberflächenausdehnung anordnete, und die Wassermasse mittels eines mechanisch betriebenen Rührwerkes energisch umrührte, so daß die untern und innern Wasserteilchen, an die sonst die Wärme nicht herankommt, immer wieder an die Oberfläche heraufgebracht würden. Solche Rührwerke verwendet man heutzutage noch nicht bei Kondensatoren, und wird solche schwerlich auch jemals anwenden.



Fig. 83.

Somit bleibt nur noch die Zerteilung des Wasservorrates im Kondensator übrig, und würde man diese dann am besten durch die ganze Höhe des Kondensators vornehmen, indem man im Kondensator Becken unter Becken mit je einem gewissen Wassergehalt anordnete, so daß je aus einem oberen Becken das Wasser in je das untere fallen würde, und der ganze Wasservorrat in Form von im Kondensator langsam niedergehenden (lange in ihm verweilenden) Kühlwasser vorhanden wäre. Alsdann würde in der Tat der ganze

Wasservorrat am Wärmeaustausch mit dem Dampfe vollständig teilnehmen, und unsere früheren Formeln hätten volle Gültigkeit mit ganzem a für Parallelstromkondensatoren und mit dem Wert $\frac{a}{2}$ (statt a) für Gegenstromkondensatoren. Das würde aber eine ganz bedeutende Vergrößerung der jetzt schon großen Kondensatorkörper bedingen, weil doch die gewaltigen Dampfmassen zwischen den vielen Becken noch genügend Durchgangsquerschnitt haben müßten.

Scheut man vor solcher Vergrößerung der Kondensatorkörper behufs einer richtigen Zerteilung des Wasservorrates zurück und läßt diesen Wasservorrat einfach in kompakten Massen unten oder seitlich im Kondensator liegen, wie das jetzt öfter von solchen geschieht, die ihren Kondensatoren „großes Beharrungsvermögen bei wechselndem Dampfverbrauch“ nachrühmen, und verläßt man sich nur auf die geringe Bewegung im Wasservorrat durch das zu- und wieder ablaufende Kühlwasser, so bleibt das Innere der Wassermassen des Wasservorrates für das Beharrungsvermögen wirkungslos, indem das Innere dieser Wassermassen in kurzen Zeiträumen höchsten Dampfverbrauches an der Erwärmung garnicht teilnehmen kann. Und bei länger anhaltenden Perioden höchsten Dampfverbrauches fällt das „Beharrungsvermögen“ von Kondensatoren überhaupt nicht mehr in Betracht, wie ein Blick auf Fig. 81 lehrt: selbst wenn dort die ganze Wassermasse von 13 cbm an der Erwärmung vollständig teilnahm, so würde doch, wenn die Zeit des höchsten Dampfverbrauches auch nur eine volle Minute anhielte, die Temperatur im Kondensator schon bis

auf nur etwa 4° unter derjenigen steigen, auf die sie ohne jeden Wasservorrat gestiegen wäre.

Indem also bei kompaktem, unten oder seitlich liegendem Wasservorrat nur die oberflächlichen Wasserschichten an der Erwärmung und Wiederabkühlung bei rasch wechselndem Dampfverbrauch teilnehmen, können wir uns in solchem Falle den ganzen Wasservorrat $a \cdot W$ in zwei Teile zerlegt denken: in einen Teil $\varphi \cdot a W$, mehr an der Oberfläche liegend, der die Temperaturänderung vollständig, und in einen Teil $(1 - \varphi) a W$, der die Temperaturänderung gar nicht mitmacht, und haben dann für die rechnerische Behandlung des Beharrungsvermögens den Wert φa für a , bzw. $\varphi \frac{a}{2}$ für $\frac{a}{2}$ in unsern Formeln einzusetzen. Über die Größe des Faktors φ , eine Zahl < 1 , die den „Wirkungsgrad“ eines kompakten Wasservorrates darstellt, läßt sich nur sagen, daß er größer sein wird bei verhältnismäßig kleinem Wasservorrat und bei länger anhaltenden Zeitabschnitten des höchsten wie des mittleren Dampfverbrauches — die aber eben für das Beharrungsvermögen außer Betracht fallen —, und daß er kleiner sein wird bei verhältnismäßig großem Wasservorrat sowie bei kürzeren Betriebsabschnitten. Nehmen wir für den Kondensator unseres Beispiels an, der Wasservorrat von 13 cbm liege in kompakter Masse unten, und es nähme $\frac{1}{3}$ dieses Vorrates prompt an der Erwärmung und Wiederabkühlung in kurzen Zeitabschnitten teil, während $\frac{2}{3}$ unwirksam blieben, so wäre in Gl. (198) für a der Wert

$$\varphi a = \frac{1}{3} \cdot 0.6 = 0,2$$

einzusetzen, und man erhalte

$$K = \frac{t'_m - t'}{e^{\frac{T}{\varphi a}}} = \frac{73,8 - 50,4}{2,718^{\frac{1}{0,2} \cdot T}} = \frac{23,4}{148,5^T}$$

und damit nach Gl. (196) für die steigende Temperatur während einer Periode des Maximaldampfverbrauches

$$t = t'_m - K = 73,8 - K.$$

Für	$T = 0$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{2}$	1	∞ Minuten
wird damit	$K = 23,4$	10	1,9	0,16	0°
und	$t = 50,4$	63,8	71,9	73,64	$73,8^{\circ}$

Das gibt die in Fig. 81 S. 264 punktiert eingezeichnete Temperaturkurve. Man sieht, wie das „Beharrungsvermögen“ schon beinahe ganz weggeschwunden ist: dauert eine Periode des Maximaldampfverbrauches nur 20 Sekunden, so bleibt die Temperatur nur etwa 5° , und dauert sie auch nur 30 Sekunden an, so bleibt die Temperatur gar nur 2° unter derjenigen, die ohne jeden Wasservorrat erreicht worden wäre.

Wir können auch noch auf einfache Weise zeigen, welche gewaltigen Wassermassen man im Kondensator aufstapeln müßte, um

Das Beharrungsvermögen könnte durch Vergrößerung des Wasservorrates erhöht werden, wenn dabei auch noch für gute Zerteilung des vergrößerten Wasservorrates gesorgt würde.

Wendet man jedoch nicht geradezu ungeheure Wassermassen für den Wasservorrat an, so erstreckt sich das Beharrungsvermögen nicht über eine Zeit höchsten Dampfverbrauches, von etwa 30—60 Sekunden hinaus.

Deswegen wird die Betriebssicherheit eines Kondensators durch das Beharrungsvermögen nicht erhöht. Um diese zu gewährleisten, hat man vielmehr den Regeln zu folgen:

Von dem Beharrungsvermögen ist der Sicherheit halber ganz abzusehen, dagegen bei wechselndem Dampfverbrauch die pro Minute zutretende Kühlwassermenge ($W = n D = n_m D_m$) so groß zu bemessen, daß bei höchstem Dampfverbrauch D_m die höchste Temperatur $t'_m = \frac{570}{n_m} + t_0$ des austretenden heißen Wassers (und zwar auch noch bei höchster Sommertemperatur des Kühlwassers):

- a) bei Kondensatoren mit Kühlwasserpumpe immer noch ein gutes Stück unter 100° und
- b) bei Kondensatoren, die ihr Wasser selber ansaugen, außerdem noch ein Stück unter derjenigen Temperatur bleibt, die einem Vakuum entspricht, bei dem der Kondensator sein Kühlwasser fallen lassen würde.

Für das Beharrungsvermögen von Oberflächenkondensatoren die gleichen Rechnungen durchzuführen, verzichten wir. Es würde sich auch da zeigen, daß das Beharrungsvermögen zwar eine ganz angenehme Beigabe ist, die aber leider keinen reellen Wert hat, indem jenes Beharrungsvermögen verschwindet, wenn einmal eine Periode höchsten Dampfverbrauches auch nur eine Anzahl Sekunden länger dauert, als vorausgesetzt.

Unter Abschnitt b) dieses Kapitels haben wir gezeigt, wie die Vakuumschwankungen bei wechselndem Dampfverbrauch bei Oberflächenkondensation berechnet werden können; erscheinen sie unzulässig groß, so hat man eben auch die Kühlwassermenge zu vermehren und, wenn das allein nicht genügend hilft, auch noch die Kühlfläche zu vergrößern.

L. Wasserrückkühlung.

Wo man zur Kondensation kein oder zu wenig natürliches Kühlwasser hat, oder wo es so tief oder so entfernt liegt, daß dessen Heranpumpen zu viel Arbeit und zu viel Anlagekosten erfordert, oder wo man mit der Abfuhr des heißen Wassers Schwierigkeiten hat, bedient man sich immer einer und derselben Wassermenge, die man sich einmal verschafft hat, indem man diese, nachdem sie im oder am Kondensator die Verdampfungswärme des kondensierten Dampfes aufgenommen hat, und heiß geworden ist, zu einer Kühlanlage (offenem Kühltisch, Gradierwerk, Kühlturm oder Kaminkühler, Körtingschen Streudrüsen usw.) führt, dort wieder abkühlt und so dieses Wasser immer denselben Kreislauf zwischen Kondensator und Kühlanlage vollführen läßt.

Auf die spezielle Einrichtung solcher Kühlanlagen, die je nach Ansicht und Geschmack auf hunderterlei Arten getroffen werden kann, und bei der es sich immer nur darum handelt, das zu kühlende Wasser in möglichst großer Oberfläche dem natürlichen — oder in selteneren Fällen einem durch Ventilator künstlich erzeugten — Luftstrom auszusetzen ¹⁾, wollen wir uns hier nicht einlassen, sondern nur die allgemeinen Gesetze entwickeln, nach denen solche Wasserkühlung in jeder Vorrichtung vor sich geht.

Setzt man warmes Wasser offen an die Luft, so kühlt es sich aus folgenden Ursachen ab:

- a) es verdunstet ein Teil desselben an der Oberfläche, wobei der verdunstende Teil dem übrigbleibenden die zum Verdunsten nötige Wärmemenge ($r = 607 - 0,7 \cdot t$ W.E./kg) entzieht;
- b) die an der Oberfläche des Wassers vorbeistreichende Luft erwärmt sich und dehnt sich dabei auch aus, verrichtet also durch das Zurückdrängen der umgebenden Luft äußere Arbeit, wozu die Wärme wieder dem Wasser entzogen wird; beides, das Erwärmen der Luft und die Ausdehnung derselben, wird zusammen berücksichtigt, indem man in die bezüglichen Rechnungen die „spezifische Wärme der Luft bei konstantem Drucke“ ($c_p = 0,24$) einführt;

¹⁾ Die heute üblichen Wasserkühlanlagen sind aus Ankündigungen in technischen Zeitschriften, Prospekten usw. wohl allgemein bekannt; eine Anzahl typischer Einrichtungen, und diese näher beschrieben, findet man in P a r n i c k e „Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik“, Frankfurt a. M., 1894, S. 198—205. Auch in dem schon erwähnten Aufsatz „Zentralkondensation“ von E b e r l e ist einiges über Kühlanlagen enthalten.

- c) es findet im allgemeinen an der Oberfläche des Wassers auch noch Wärmeausstrahlung statt;
 und ist das Wasser unten und an den Seiten durch ein Gefäß gehalten, liegt es also in einem solchen, so geben auch die Gefäßwände Wärme nach außen ab:
- d) durch Leitung an die vorbeistreichende Luft und durch Strahlung.

Von diesen vier Abfuhrwegen der Wärme fällt der letztgenannte — durch die Gefäßwände — für die hier betrachteten Kühlvorrichtungen von vornherein außer Betracht, weil da keine Gefäße vorhanden sind, durch deren Wände Wärme nach außen abgegeben werden könnte: im obern, dem wirksamen Teile von Gradierwerken, Kaminkühlern und allen derartigen Kühlvorrichtungen sind überhaupt — abgesehen von den Zuflußgerinnen, die wegen ihrer geringen Flächenausdehnung nicht in Betracht fallen — keine „Gefäße“ vorhanden, in denen sich das Wasser aufhält, sondern nur Konstruktionsteile (Reiser, Latten, schräge Bretter usw.), die im Gegenteil vom herabrieselnden Wasser umhüllt werden; und wenn auch unter solchen Kühlwerken das Wasser immer in einem Bassin, also allerdings in einem „Gefäße“, aufgefangen wird, so liegt solches meistens ausgemauert im Boden, der eine mittlere Wärme annimmt und wegen schlechten Wärmeleitungsvermögens so viel wie keine Wärme weggleitet, während Wärmeabgabe durch Strahlung aus solchen Bassins nach abwärts eo ipso, und nach aufwärts durch das darüberstehende Kühlwerk ausgeschlossen ist. Ebenso findet bei offenen Kühlteichen durch deren Wand- und Bodenfläche keine irgend in Betracht kommende Wärmeabgabe statt.

So bleiben als Abfuhrwege der Wärme aus dem Wasser nur die drei erstgenannten übrig, die von der Oberfläche des Wassers selber ausgehen.

Von diesen fällt wieder der unter c) genannte durch „Strahlung“ weg bei allen geschlossenen Kühlwerken, seien nun die Wände, wie bei Kaminkühlern, seitlich wirklich geschlossen (mit Luftzutritt unten und Dunstabzug oben), oder bestehen die Seitenwände auch nur aus „Jalousien“, deren schräg gestellte Bretter eben das Austreten der geradlinig fortschreitenden Wärmestrahlen verhindern, diese vielmehr wieder zurückwerfen. Oben sind diese Kaminkühler, Kühltürme usw. zwar offen, doch schwebt dort immer ein Dunstnebel, der die Ausstrahlung auch nach oben verhindert. Bei offenen, freistehenden Kühlwerken findet allerdings eine Wärmeabgabe durch Ausstrahlung statt; doch ist diese unerheblich gegenüber derjenigen durch Erwärmung der Luft und hauptsächlich durch Verdunstung. Übrigens gibt es wirklich ganz freistehende Kühlwerke nur selten; liegen solche nicht schon an Gebäudemauern, so pflegt man sie doch mindestens auf einer oder zwei, der Hauptwindrichtung abgewandten, Seiten mit Jalousiewänden zu versehen, indem sie sonst durch das vom Winde weggetragene Wasser für die Umgebung sehr lästig werden.

Bei offenen Kühlteichen kann die Wärmeabgabe durch Strahlung schon größer werden; bei ruhigem Wetter jedoch läßt der über

den Wassern schwebende Dunstnebel die Ausstrahlung nicht recht aufgenommen; und bei Wind, der jenen Nebel immer wieder wegtreibt, überwiegt dessen kühlende Wirkung durch Verdunstung und Erwärmung der Luft die dann bei sonst hellem Wetter allerdings ungehindert stattfindende Strahlung immer ganz bedeutend. Übrigens sind auch solche Kühlteiche selten, weil sie für ausgiebige Kühlwirkung große Flächen beanspruchen, die meistens hierfür nicht abgegeben werden können. — Wir nehmen sonach an:

Bei Wasserkühlanlagen für Kondensation findet die Wärmeabgabe nur statt durch Verdunstung des Wassers an dessen Oberfläche und durch die an der Wasseroberfläche unmittelbar vorbeistreichende und sich an ihr erwärmende Luft.

Diese Annahme trifft für geschlossene Kühlwerke ziemlich genau, für offene Kühlwerke mit praktisch genügender Annäherung zu.

Diese beiden Wärmeabgaben des sich kühlenden Wassers — durch Verdunstung an der Oberfläche und durch gleichzeitige Erwärmung der an diese Oberfläche gelangenden Luft — stehen nun nach dem Dalton'schen Gesetze in einem ganz bestimmten quantitativen Zusammenhange, wie aus den folgenden Betrachtungen hervorgehen wird.

Stehet — Fig. 84 — Wasser von z. B. $t = 45^\circ$ in einer offenen Schale an freier Luft, die eine Temperatur von z. B. $t_e = 15^\circ$ habe, so werden aus dem Wasser kontinuierlich Dünste in die Luft steigen, die an der Wasseroberfläche noch 45° warm sind, sich beim weiteren Aufsteigen in der äußeren Luft von 15° abkühlen — zu sichtbarem Nebel verdichten —, welches letzteres aber für uns gleichgültig ist, indem wir hiernur die Wärme an sich betrachten, die dem Wasser endgültig entzogen wird, nicht aber, wohin diese Wärmemenge geht. Die unmittelbar über der Wasseroberfläche befindlichen, 45° warmen Dämpfe sind, da sie noch in

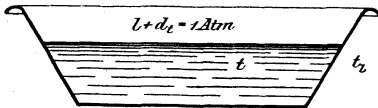


Fig. 84.

Berührung mit dem 45° warmen Wasser, gesättigte Dämpfe, deren Spannung d_t aus der Dampftabelle I hinten entnommen werden kann. Für $t = 45^\circ$ gibt jene Tabelle einen Dampfdruck von $d_t = 0,093$ Atm. Außer diesem Wasserdampf oder Dunst mit seinem Partialdrucke von $0,093$ Atm. steht aber auch noch Luft über dem Wasser, deren Druck unmittelbar über dem Wasserspiegel dann nur noch $l = 1 - d_t = 1 - 0,093 = 0,907$ Atm. sein kann, indem der Partialdruck der Luft und der Partialdruck des Dampfes zusammen eben überall = dem äußeren Atmosphärendruck = 1 ist ¹⁾.

Diese Luftschicht unmittelbar über der Wasseroberfläche hat auch eine Temperatur von $t = 45^\circ$, weil sie in unmittelbare Berührung

¹⁾ Hätte das Wasser in der Schale 100° , so betrüge sein Dampfdruck allein schon $d_t = 1$ Atm.; für die Luft bliebe nichts mehr übrig, d. h. die Luft wäre dann vollständig von der Wasseroberfläche weggedrängt.

mit dem 45° warmen Wasser und dem ihm entsteigenden Dampfe gekommen ist. (Daß diese Luft, wenn sie nachher aufsteigt und sich mit weiterer Luft mischt, wieder abkühlt, berührt uns wiederum nicht.)

Nun steigen fortwährend von der Wasseroberfläche Wasserdünste von 45° auf, indem diese den Raum gerade so zu erfüllen trachten, als wäre keine Luft vorhanden (Daltons Gesetz). Dabei ist keineswegs anzunehmen, daß die von der Wasserfläche aufsteigenden Wasserdampfmoleküle sich durch die über derselben lagernden Luftmoleküle derart durchwinden, daß immer die gleichen Luftmoleküle auf dem Wasser liegen bleiben, daß also der Dampf durch sie gleichsam wie durch eine lose Filzdecke sich durchwinde; denn Gase haben nicht nur die Fähigkeit, sich zu durchdringen, sondern Gase verschiedener Natur haben auch das Bestreben hierzu, und wenn sich zwei Gase einmal miteinander vermischt haben, auch wenn sie sich wie Sauerstoff und Stickstoff der Luft oder hier wie Wasserdampf und Luft chemisch ganz indifferent zueinander verhalten, so lassen sie sich nachher doch nur durch Anwendung ganz besonderer Mittel wieder auseinander scheiden. An der Wasserspiegelfläche haben aber Luft und Wasserdampf als Gemisch bestanden; wenn also Wasserdampf oder Dunst aufsteigt, so steigt er nicht als solcher allein auf, sondern er steigt im Gasgemenge auf:

In jedem Kubikmeter Wasserdunst, der von der Wasseroberfläche weggeht, geht auch ein Kubikmeter auf 45° erwärmte Luft von derselben Oberfläche mit weg.

Offenbar darf man diesen Satz nicht nur für ruhende, sondern auch für mäßig bewegte Luft, welch letzterer Fall bei geschlossenen Kühlwerken (Kaminkühlern) immer, bei offenen Kühlwerken (Gradierwerken, Kühlteichen usw.) wenigstens in der Regel vorhanden ist, auch umkehren und sagen:

Wenn pro Zeiteinheit eine gewisse Luftmenge (von 15°) unmittelbar an unserer Wasseroberfläche (von 45°) vorbeistreicht, sich dabei von 15° auf 45° erwärmt, und auf einen Raum von n cbm ausdehnt, so nimmt diese Luftmenge auch ebensoviele Kubikmeter gesättigten Wasserdampfes von 45° mit sich fort; d. h. die Luft wird unmittelbar an der Wasseroberfläche mit Wasserdampf gesättigt.

Nur in dem Falle eines über ein offenes Kühlwerk hinfahrenden Sturmwindes, der am Wasser pro Zeiteinheit mehr Luft vorbeiführt, als sich in der gleichen Zeit aus ihm Wasserdampf entwickeln kann, wird obiger Satz seine Gültigkeit verlieren¹⁾. In solchen Ausnahme-

¹⁾ Eine gewisse Luftbewegung gehört immer zur Kühlung; ohne jede solche Bewegung hört die Kühlung vollständig auf: legen wir auf unsere Schale mit 45° warmem Wasser (Fig. 84), ein Blatt Papier, das die Luftzirkulation abhält, so wird die Luft über dem Wasser und unter der Papierdecke rasch mit Wasserdampf gesättigt sein, d. h. es wird Dampf von 45° mit 0,093 Atm. Druck und Luft von 45° mit 0,907 Atm. Druck über dem Wasser stehen. Weitere Dampfbildung hört nun völlig auf; ebenso kommt auch keine neue Luft mehr an das Wasser, die sich daran erwärmen würde. Sieht man von der Wärmeabgabe nach außen durch Leitung und Strahlung ab, so wird also nun keine Spur

fällen ist aber die Kühlwirkung des Kühlwerkes an sich schon größer als bei gewöhnlicher Witterung, weswegen wir solche Ausnahmefälle unbeschadet der praktischen Folgerungen aus unsern Betrachtungen ausschließen dürfen.

Aus obigem Satze folgt, daß das Mischungsverhältnis des Gemisches von Wasserdampf und Luft, das von der der Kühlung ausgesetzten Wasseroberfläche weggeht, bei gewöhnlichen Luftzugverhältnissen ein durch die Temperatur des Wassers bestimmtes ist; weiß man also z. B., daß pro Zeiteinheit so und so viel Wärmeeinheiten dem Wasser im ganzen entzogen worden sind, so muß man berechnen können, wieviel Wärme ihm durch die Luft und wieviel ihm durch Verdunstung entzogen worden ist. Oder weiß man auch nur, daß pro Zeiteinheit so und so viel Kubikmeter Luft von einer bestimmten Temperatur und einem bestimmten Feuchtigkeitsgehalte tatsächlich an der Oberfläche des Wassers vorbeistreichen, so muß man daraus auch berechnen können, wieviel dem Wasser im ganzen an Wärme (durch die Erwärmung dieser Luft und durch gleichzeitige Verdunstung) entzogen wird. Da ferner bei einem gegebenen Kühlwerk — wenigstens bei den „offenen“ — unter sonst genau den gleichen Verhältnissen pro Zeiteinheit immer gleich viel Luft am Wasser vorbeistreicht, wird man, wenn man den Wärmeentzug bei einer Temperatur des sich kühlenden Wassers kennt, diesen Wärmeentzug auch bei jeder anderen Temperatur des Wassers berechnen können.

Nach diesen allgemeinen Erörterungen über diese Verhältnisse bei Kühlanlagen gehen wir zu deren rechnerischen Behandlung über und berechnen den

Wärmeentzug pro 1 kg pro Zeiteinheit am Wasser vorbeistreicher Luft.

Der gesamte Wärmeentzug q Kalorien setzt sich zusammen aus demjenigen q_d , der durch die Verdunstung einer gewissen Wassermenge

von Wärme mehr aus dem Wasser weggeführt. Erst wenn das Papier wieder genommen wird, und wieder Luftbewegung eintritt, geht die Verdunstung und gleichzeitige Erwärmung der zutretenden Luft wieder vor sich, und findet also wieder Wasserkühlung statt. Und bläst man nun über die Wasserfläche, stößt man also den sich entwickelnden Dampf immer wieder weg, so wird sich um so rascher neuer Dampf entwickeln, und gleichzeitig tritt auch mehr Luft an das Wasser und erwärmt sich an ihm. Mit wachsender Geschwindigkeit der über das Wasser geblasenen Luft, d. h. mit wachsender pro Zeiteinheit satt am Wasser hinstreichender Luftmenge, wächst nun Verdunstung und Erwärmung der Luft, also der Wärmeentzug aus dem Wasser, so lange proportional der überstreichenden Luftmenge, als das Wasser imstande ist, pro derselben Zeiteinheit dem Volumen nach ebensoviel Dämpfe auszustoßen, als Luft darüber streicht. Von dort ab bleibt bei noch weiter wachsender Windgeschwindigkeit die Verdunstung pro Zeiteinheit und Quadratmeter Wasserfläche konstant, und von dort ab wird die wenn auch satt am Wasser vorbeistreichende Luft nicht mehr mit Wasserdampf gesättigt, und der gesetzmäßige, ganz bestimmte Zusammenhang zwischen Wärmeentzug durch Verdunstung und durch gleichzeitige Erwärmung der überströmenden Luft hört auf. Wo jene Grenze der Windgeschwindigkeit liegt, wäre Aufgabe der Physik, zu erforschen; sicher aber ist, daß sie bei geschlossenen Kühlwerken nie und bei offenen nur bei heftigem Sturm, nie aber bei ruhigem Luftzug oder mäßigem Wind erreicht wird.

entsteht, und aus demjenigen q_l , der aus der gleichzeitigen Erwärmung der Luft herrührt, so daß

$$q = q_d + q_l \dots \dots \dots (203)$$

a) Wärmeentzug durch Verdunstung.

Wenn, vorerst ganz trocken vorausgesetzte, Luft an einer Wasserfläche unmittelbar hinstreicht, so entführt sie nach dem vorangegangenen der Wasserfläche an Wasserdampf ein Volumen, das gleich dem von ihr selber eingenommenen Volumen ist. Wollen wir nun wissen, welches Wasserdampfvolumen 1 kg Luft entführt, so brauchen wir nur das Volumen dieses Kilogramm Luft zu berechnen, und zwar in dem Momente, wo die Luft wirklich mit dem Wasser in Berührung ist oder war, wo ihre Temperatur also = der Temperatur des Wassers = t , und ihr Druck

$$l = 1 - d_t \text{ Atm.} = 10333 (1 - d_t) \text{ kg/qm}$$

gewesen ist.

Nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetze ist die Zustandsgleichung für überhitzte Dämpfe und Gase, also auch für Luft,

$$l \cdot v = R \cdot T \dots \dots \dots (204)$$

wo l den Druck der Luft in kg/qm,

v das Volumen von 1 kg Luft von jenem Drucke in cbm,

$T = 273 + t$ die absolute Temperatur

und die konstante R für trockene Luft

$R = 29,3$ ist. (Für mittelfeuchte Luft wäre $R = 29,4$, was uns aber hier nicht weiter berührt.)

Es ist also das Volumen unseres Kilogramm Luft an der Wasserfläche, das auch = dem Volumen des Dampfes in diesem Kilogramm Luft ist

$$v = \frac{R \cdot T}{l} \text{ cbm} \dots \dots \dots (205)$$

Die Temperatur dieses Dampfes ist bekannt, indem sie = der Temperatur t des Wassers ist; es kann also das Gewicht γ pro cbm dieses Dampfes aus der Dampftabelle I hinten entnommen werden, und ist sonach das Gewicht des Dampfes, der in einem Kilogramm Luft von der Wasserfläche weggeführt wird,

$$\gamma v = \gamma \cdot \frac{R T}{l} \text{ kg} \dots \dots \dots (206)$$

Die Wärmemenge um 1 kg Wasser von t Grad in Dampf von t Grad zu verwandeln, die „Verdampfungswärme“, ist aber

$$r = 607 - 0,7 t \text{ Kalorien.}$$

Also ist schließlich die durch Verdunstung dem Wasser von t Grad entzogene Wärmemenge q_d in Kalorien, während 1 kg Luft an der Oberfläche desselben vorbeigestrichen ist,

$$q_d = r \cdot \gamma \cdot v = r \cdot \gamma \cdot \frac{R T}{l} = (607 - 0,7 t) \cdot \gamma \cdot \frac{29,3 (273 + t)}{10\,333 (1 - d_t)} \quad (207)$$

Nach dieser Formel ist in der nebenstehenden Tabelle die Verdunstungswärme q_d für verschiedene Temperaturen t des der Kühlung ausgesetzten Wassers tabellarisch ausgerechnet ¹⁾, und ein Stück dieser Tabelle ist in Fig. 85 graphisch dargestellt, indem zu den Abszissen der Wassertemperatur t die entsprechende Anzahl Kalorien q_d als Ordinaten aufgetragen wurden. Aus diesem Schaubild entnimmt man z. B., daß 1 kg Luft, das an der Oberfläche von in einem Kühlteich liegenden Wasser von 45° hingestrichen ist, so viel an Wasserdunst weggetragen hat, daß dessen vom Wasser hergegebene Verdunstungswärme $q_d = 36$ Kalorien beträgt. Dabei ist es gleichgültig, welche Temperatur t_1 diese Luft vorher hatte. — Das gilt für trockene Luft.

Ist die Luft aber schon vorher feucht gewesen, hat 1 kg Luft schon z. B. 0,01 kg Wasserdampf enthalten, so wird bei dem Hinstreichen dieser Luft am Wasser 0,01 kg Dampf weniger verdunsten, es werden also dem Wasser $r \cdot 0,01$ Kalorien weniger an Verdunstungswärme entzogen. Ist die Luft vorher schon mit Wasserdampf gesättigt gewesen, so hat jedes Kilogramm reine Luft schon die in Zeile 8 der Tabelle, S. 279, angegebene Anzahl Kilogramm Wasserdampf enthalten, die also nachher beim Hinstreichen dieser Luft an wärmerem Wasser auch weniger aus diesem verdunsten, wodurch dem Wasser die in Zeile 10 angegebenen q_d Kalorien weniger an Wärme entzogen werden. Ist die Temperatur t_1 der Luft z. B. 30°, und ist sie mit Wasserdampf gesättigt, so enthält jedes Kilogramm Luft nach der Tabelle 0,0268 kg Wasserdampf, zu dessen Verdampfung 15,7 Kalorien notwendig gewesen sind. Streicht

¹⁾ Die Werte $\gamma \cdot \frac{RT}{l}$ der Zeile 8 dieser Tabelle geben die Anzahl Kilogramm Wasserdampf an, die 1 kg trockene Luft bei den verschiedenen Temperaturen aufnehmen kann, bis sie mit Wasserdampf gesättigt ist. Das Gemisch von Luft und Wasserdampf wiegt dann $(1 + \gamma \frac{RT}{l})$ kg. Also enthält 1 kg dieses

Gemisches $\frac{\gamma \frac{RT}{l}}{1 + \gamma \frac{RT}{l}}$ kg Wasserdampf, und ist dies der Wassergehalt der gesättigten Luft in kg/kg gesättigter Luft.

Dieser wird

für $t =$	0	10	20	30	60	75	100°
$\frac{\gamma \frac{RT}{l}}{1 + \gamma \frac{RT}{l}} =$	0,0036	0,0072	0,0142	0,026	0,132	0,278	1 kg/kg

(In einigen Büchern findet man für diesen Wassergehalt der gesättigten Luft — namentlich für die höheren Temperaturen — ganz andere Zahlen; ein Zeichen, daß dort dieser Wassergehalt nach einer unzutreffenden Formel berechnet worden.)

Enthält die Luft nur $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ soviel Wasser, so sagt man, deren „relative Feuchtigkeit“ sei $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$

Verdampfungswärme q_d eines Volumens Dampf von der Temperatur t und dem Drucke d_t Atm., das dem Volumen von 1 kg Luft von der gleichen Temperatur, aber einem Drucke $l = (1 - d_t)$ Atm. $\approx 10\,333(1 - d_t)$ kg/qm.

Verdampfungswärme pro kg Gewicht pro cbm Dampf
 Volumen von 1 kg Luft, auch Dampfvolumen

$$q_t = r \cdot \gamma \cdot \frac{R \cdot T}{l} = r \cdot \gamma \cdot \frac{29,3(273 + t)}{10\,333(1 - d_t)} \text{ Kalorien.}$$

kg Dampf in 1 kg Luft.

1.	$t =$	0	10	20	30	40	50	60	70	75	80	90	100°	Celsius
2.	$T = 273 + t =$	273	283	293	303	313	323	333	343	348	353	363	373°	absolut
3.	$R \cdot T = 29,3 \cdot T =$	8000	8293	8586	8879	9172	9465	9758	10 051	10 197	10 344	10 637	10 930	kg/met.
4.	$d_t =$	0,006	0,012	0,022	0,041	0,072	0,121	0,195	0,306	0,379	0,466	0,691	1	Atmosphäre
5.	$l = 10\,333(1 - d_t) =$	10 270	10 210	10 120	9910	9600	9080	8310	7180	6420	5520	3190	0	kg/qm
6.	$\frac{R \cdot T}{l} =$	0,780	0,810	0,849	0,894	0,955	1,040	1,173	1,389	1,590	1,873	3,34	∞	cbm
7.	$\gamma =$	0,0047	0,009	0,017	0,030	0,050	0,082	0,129	0,198	0,241	0,293	0,424	0,600	kg/cbm
8.	$\gamma \cdot \frac{R \cdot T}{l} =$	0,0037	0,0073	0,0144	0,0268	0,0477	0,0852	0,1515	0,275	0,383	0,548	1,420	∞	kg Dampf in 1 kg Luft
9.	$r = 607 - 0,7 t =$	607	600	593	586	579	572	565	558	555	551	554	537	Verdampfungswärme pro kg
10.	$q_d = r \cdot \gamma \cdot \frac{R \cdot T}{l} =$	2,25	4,38	8,54	15,7	27,6	48,7	85,6	153,5	212	302	772	∞	Kalorien

nun diese Luft an Wasser von 40° , 50° , 80° . . . vorbei, so wird es diesem jeweils durch Verdunstung um 15,7 Kal. weniger entziehen ¹⁾, als in der Tabelle S. 279 oder in Fig. 85 für trockene Luft angegeben ist. Um diese Fig. 85 auch für die 30° warme, mit Wasserdampf gesättigte Luft gelten zu lassen, hätten wir also die q_d -Kurve parallel zu sich selbst um eine Strecke entsprechend 15,7 Kal. nach abwärts zu verschieben. Auf das gleiche kommt es hinaus, ist dagegen zeichnerisch leichter aus-

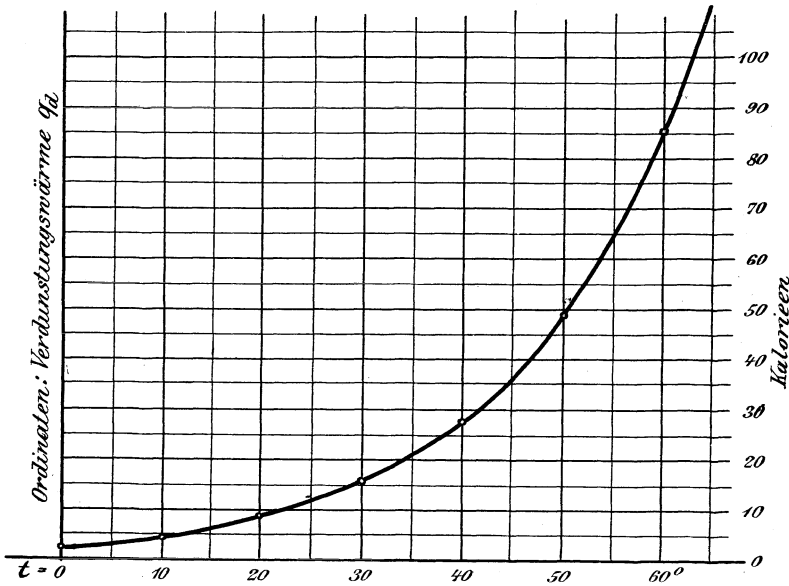


Fig. 85.

zuführen, wenn wir die q_d -Kurve belassen, dagegen die Abszissenachse um 15,7 Kal. parallel zu sich selber hinaufschieben; das gibt dann die Fig. 86 mit der stark ausgezogenen Abszissenachse, und greifen wir aus dieser Figur ab, daß 1 kg solcher feucht gesättigten Luft von 30° Wasser von z. B. 45° nur noch 20 Kal. (genau $36 - 15,7 = 20,3$ Kal.) durch Verdunstung entzieht.

Wäre die Luft von 30° zwar auch feucht, aber nicht gesättigt, sondern z. B. nur $\frac{2}{3}$ gesättigt, so hätte man in Fig. 85 die Abszissenachse nicht um die volle Ordinatenhöhe $q_d = 15,7$ Kal. bei 30° hinaufzuschieben, sondern nur um $\frac{2}{3}$ dieser Ordinatenhöhe, was die punktierte Abszissenachse in Fig. 86 gibt. Wir greifen aus dieser Figur ab, daß 1 kg solcher zu $\frac{2}{3}$ gesättigten Luft von 30° Wasser von z. B. 45° etwa 26 Kal. durch Verdunstung entzieht.

¹⁾ Dabei ist wieder vorausgesetzt, die Dampfwärme r sei für verschiedene Temperaturen konstant, was sie annähernd auch ist.

Das Diagramm Fig. 85 gibt also den Wärmeentzug durch Verdunstung pro 1 kg trockener vorbeistreichender Luft; für feucht gesättigte Luft von t_l Grad hat man die Abszissenachse so weit hinaufzuschieben, daß sie die q_d -Kurve über der Abszisse $t = t_l$ schneidet (Fig. 86, stark ausgezogene Abszissenachse für $t_l = 30^\circ$); für feuchte, aber nicht gesättigte Luft hat man die Abszissenachse nur um den relativen Grad der Sättigung auf der betreffenden q_d -Ordinate hinaufzuschieben (Fig. 86, punktierte Abszissenachse, für $t_l = 30^\circ$ und nur $\frac{2}{3}$ gesättigte Luft).

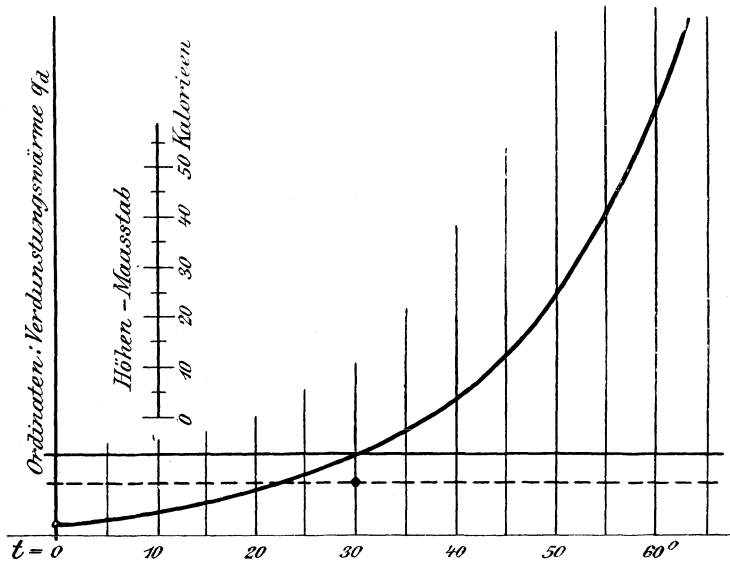


Fig. 86.

Betrachtet man ferner im Diagramm Fig. 86 die über der betreffenden Abszissenachse liegenden Ordinaten q_d als positiv, als den nützlichen Wärmeentzug aus dem zu kühlenden Wasser, so hat man die unter der Abszissenachse liegenden Ordinaten q_d als negativ aufzufassen, als die Wärme, die bei der betreffenden Wassertemperatur t pro 1 kg Luft von t_l Grad im Gegenteil an das Wasser abgegeben wird, wodurch dies Wasser wärmer wird. So kann man aus Fig. 86 abgreifen, daß wenn feucht gesättigte Luft von $t_l = 30^\circ$ über eine Wasserfläche von $t = 15^\circ$ streicht, daß dann jedes Kilogramm der feuchten Luft, das direkt an die Wasserfläche herankommt, $q_d = 10$ Kal. an diese abgibt, indem so viel von dem in der Luft von 30° enthaltenen Wasserdampf kondensiert und seine frei werdende Kondensationswärme (= der Verdampfwärme r) an das Wasser abgibt, daß die Luft nur noch die Dampfmenge enthält, die dem Sättigungsgrade von 15° entspricht,

auf welche Temperatur sich diejenige Luft, die wirklich an die Wasseroberfläche gelangt, auch abkühlt. Die Luft ist dabei also trockener geworden, und sieht man, wie man Luft selbst dadurch trocknen kann, daß man sie an Wasser vorbeiführt; nur muß das Wasser entsprechend kalt sein. — Wäre die Luft von $t_l = 30^\circ$ nur $\frac{2}{3}$ mit Wasserdampf gesättigt gewesen (punktirierte Abszissenachse in Fig. 86), und hätte man sie über Wasser von $t = 15^\circ$ hinstreichen lassen, so hätte laut Fig. 86 jedes Kilogramm Luft etwa $q_d = 4$ Kal. durch teilweise Kondensation des in ihm enthaltenen Wasserdampfes abgegeben.

b) Wärmeentzug durch Erwärmung der Luft.

Nach dem früher Gesagten erwärmt sich diejenige Luft, die unmittelbar an die zu kühlende Wasseroberfläche von t Grad herkommt, ebenfalls auf diese t Grade. War ihre Temperatur — die Temperatur der freien Luft — vorher t_l Grad, so hat sie sich um $t - t_l$ Grade erwärmt, und da die spezifische Wärme der Luft, und zwar für konstanten Druck, $c_p = 0,24$ ist, so entnimmt jedes Kilogramm solcher Luft dem zu kühlenden Wasser

$$q_l = c_p (t - t_l) = 0,24 (t - t_l) \text{ Kal.} \dots \dots (208)$$

worin t_l als die Temperatur der äußern Luft in jedem einzelnen Falle als gegeben, als konstant, t als die Temperatur des sich kühlenden Wassers, als veränderlich, anzusehen ist.

Gl. (208) stellt die Gleichung einer Schar paralleler Geraden dar, welche die Abszissenachse je in Punkten $t = t_l$ schneiden, und zwar unter einem Winkel, dessen trigonometrische Tangente = 0,24 ist, wenn man für q_l und t denselben Maßstab wählt, während der Winkel ein anderer wird, wenn man — um deutlichere Bilder zu bekommen — q_l und t nach verschiedenen Maßstäben aufträgt.

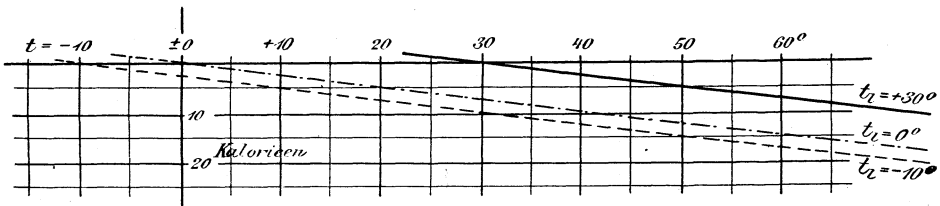


Fig. 87.

Während wir, wie gewohnt, in Fig. 85 und 86 die positiven Werte von q_d von der jeweiligen gültigen Abszissenachse aus nach aufwärts aufgetragen haben, tragen wir in Fig. 87 die positiven Werte von q_l nach abwärts auf, damit wir in einem später folgenden zusammenfassenden Diagramme die Werte q_d und q_l unmittelbar graphisch addieren können. Man entnimmt aus dem Diagramm Fig. 87 z. B., daß, wenn die Temperatur der äußern Luft

$$t_l = + 30^\circ \qquad 0^\circ \qquad - 10^\circ$$

war, alsdann jedes Kilogramm durch Erwärmung an einer Wasseroberfläche von z. B. $t = 45^{\circ}$ dem Wasser entzieht

$$q_1 = \quad 3,6 \quad \quad 10,8 \quad \quad 13,2 \text{ Kal.}$$

Die Formel (208) — d. h. der Wert der spezifischen Wärme $c_p = 0,24$ — gilt für trockene Luft; wir wollen sie aber auch für feuchte Luft gelten lassen und haben daher zu untersuchen, welchen Grad von Genauigkeit sie dann noch im ungünstigsten Falle hat. Als solchen ungünstigsten Fall nehmen wir Sommerluft von 30° an, die auch noch völlig mit Wasserdampf gesättigt sei. Nach der Fußnote S. 278 enthält 1 kg solcher feuchten Luft 0,026 kg Wasserdampf, also noch 0,974 kg reine Luft. Da die spezifische Wärme (bei konstantem Druck) reiner Luft = 0,24 und diejenige überhitzten Wasserdampfes (bei Erwärmung des vorher gesättigten Wasserdampfes wird er nun überhitzt) = 0,48 ist, so braucht es, um 1 kg jenes Gasgemenges um 1° C zu erwärmen

$$0,026 \cdot 0,48 + 0,974 \cdot 0,24 = 0,0125 + 0,234 = 0,2465 \text{ Kal.}$$

und das ist eben die spezifische Wärme der feuchten Luft in unserem extremsten Falle; sie ist also das

$$\frac{0,2465}{0,24} = 1,025 \text{ fache der trocknen Luft,}$$

also 2,5 % größer geworden. Indem aber das Jahr hindurch die Luft nur selten 30° warm wird und infolgedessen so viel Wasserdampf aufnehmen kann; indem sie ferner wohl nie mit Wasserdampf „gesättigt“ ist; und indem schließlich — wie wir auch sehen werden — der Wärmezug durch Verdunstung denjenigen durch Erwärmung der Luft ganz bedeutend überwiegt, der erstere also bei Kühlwerken nur eine untergeordnete Rolle spielt, so begehen wir keinen irgend in Betracht fallenden Fehler, wenn wir Gl. (208) auch unverändert für feuchte Luft gelten lassen.

c) Vereinigtes Wärmediagramm.

Aus dem Diagramm Fig. 86 ersehen wir die Wärme, die dem Wasser pro Kilogramm darüberstreichender Luft durch Verdunstung, und aus dem Diagramm Fig. 87 den andern Teil der Wärme, die ihm gleichzeitig durch Erwärmung der Luft entzogen wird. Setzen wir nun diese beiden Diagramme zusammen, so ergibt sich ein Diagramm, das in übersichtlicher Weise den Gesamtentzug an Wärme pro 1 kg über das Wasser streichender Luft gibt, und das alle nur möglichen einschlägigen Fragen beantwortet.

Zwecks Herstellung eines solchen Gesamtdiagrammes, das dann ein für allemal zur Lösung sämtlicher hierher gehörenden Aufgaben dient, trage man in einem rechtwinkligen Koordinatensystem auf der Abszisse die Temperaturen t des zu kühlenden Wassers ($t = 0, 10, 20, \dots 70, 80^{\circ}$) ab, und zu diesen Temperaturen als Ordinaten die Verdampfungswärme q_d Kal. aus der untersten Zeile der Tabelle S. 279, und lege durch die so erhaltenen Punkte die „ q_d -Kurve“. (Dabei wähle man den Maßstab nicht zu klein, mindestens: für die Temperaturen $2 \text{ mm} = 1^{\circ}$ und für die

Kalorien 1 mm = 1 Kal.) So erhält man vorerst wieder genau die Fig. 85.

Nun lege man durch den Nullpunkt (also für $t_l = 0$ in Gl. 208) die Gerade $q_l = 0,24 t$ schräg nach abwärts gehend (indem man z. B. für $t = 50^\circ$ $q_l = 0,24 \cdot 50 = 12$ Kal., bei obigem Maßstab also auch = 12 mm von der Abszissenachse nach abwärts aufträgt und durch den so erhaltenen Punkt vom Nullpunkte aus eine Gerade legt). Man weiß dann, daß sämtliche Geraden q_l (nach Gl. 208), deren Ordinaten den Wärmeentzug durch Erwärmung der Luft darstellen, dieser Geraden parallel sind. Damit ist das Diagramm Fig. 88 zum Gebrauch fertig, und möge dessen Anwendung an einem Beispiel gezeigt werden ¹⁾:

Man wünsche die Kühlung von Wasser pro 1 kg darüberstreichender äußerer Luft zu erfahren, wenn diese Luft eine Temperatur von z. B. $t_l = 30^\circ$ hat und schon zu $\frac{1}{3}$ mit Wasserdampf gesättigt ist.

Zu diesem Zwecke gehe man vom ursprünglichen Nullpunkte aus auf der ursprünglichen Abszisse um $t_l = 30^\circ$ nach rechts und gelangt so zum Abszissenpunkt $t = 30^\circ$. Von diesem Abszissenpunkt gehe man, da die Luft $\frac{1}{3}$ feucht gesättigt ist, um den dritten Teil der zu diesem Punkte gehörenden Ordinate q_d nach aufwärts und markiere dort den neuen Nullpunkt O' und ziehe durch diesen die (stark ausgezogene) q_l -Gerade (parallel zur q_l -Geraden durch den ursprünglichen Nullpunkt). Denkt man sich nun durch den neuen Nullpunkt O' auch die neue Abszissenachse gelegt (als solche mag in der Figur die Horizontale des ursprünglichen Koordinatennetzes für $q_d = 5$ Kal. gelten, die zufälligerweise annähernd durch den Punkt O' geht), so geben für jede beliebige Temperatur t des der Kühlung ausgesetzten Wassers:

- a) die Abschnitte der Ordinaten zwischen der stark ausgezogenen q_l -Geraden und der Abszissenachse durch O' die dem Wasser durch Erwärmung der Luft entzogenen Kalorien = q_l ;
- b) die Abschnitte der Ordinaten von jener Abszissenachse durch O' bis hinauf zur q_d -Kurve die dem Wasser gleichzeitig durch Verdunstung entzogenen Kalorien = q_d ;
- c) die ganzen Ordinatenabschnitte zwischen der q_l -Geraden und der q_d -Kurve den Gesamtentzug an Wärme, $q = q_d + q_l$

Hätte das der Kühlung ausgesetzte Wasser z. B. $t = 65^\circ$, so würden ihm pro Kilogramm 30° warmer und zu $\frac{1}{3}$ schon gesättigter Luft (Fig. 88) durch Erwärmung der letzteren $q_l = a b = \infty 8$ Kal. und durch Verdunstung $q_d = b c = \infty 111$ Kal., zusammen also $q = q_d + q_l = a c$

¹⁾ Wer sich die kleine Mühe nimmt, ein solches Diagramm in größerem Maßstabe aufzuzeichnen, dem wird dasselbe sofort verständlich, und wird er es sofort auch mit Sicherheit handhaben. Ohne Selbstaufzeichnung mögen allerdings die Bedeutungen der verschiedenen Linien und ihrer Schnittpunkte und ihre gegenseitigen Beziehungen zueinander schwer zu übersehen sein, weil — eigentlich alles nur gar zu einfach ist!

= ∞ 119 Kal. entzogen ¹⁾). Dadurch würde es sich, wenn ihm keine Wärme zugeführt wird, abkühlen und so auch einmal auf $t = 30^\circ$ kommen, also mit der darüberstreichenden Luft gleiche Temperatur haben. Von diesem Momente an kann die Luft durch ihre eigene Erwärmung dem Wasser keine Wärme mehr entziehen, wohl aber bringt sie noch Wasser zum Verdunsten, da sie erst zu $\frac{1}{3}$ gesättigt ist, und entzieht ihm bei 30° laut Fig. 88 pro Kilogramm Luft immer noch ∞ 10 Kal., also wird nun das Wasser sich unter die Lufttemperatur abkühlen. So sei die Wassertemperatur auf z. B. $t = 25^\circ$ gekommen; aus Fig. 88 sieht man, daß dabei die wärmere Luft, indem sie sich nun an der kälteren Wasseroberfläche abkühlt, dem Wasser ∞ 1 Kal. abgibt,

¹⁾ Wäre die Luft -10° kalt und trocken gewesen, so hätte man die q_i -Gerade durch den Abszissenpunkt -10° gelegt (Fig. 88), und sieht, daß diese Luft dem 65° warmen Wasser pro Kilogramm 18 Kal. durch ihre Erwärmung und 116 Kal. durch Wasserverdunstung, zusammen also 134 Kal., entzogen hätte. Bei kälterer Luft kann übrigens deren Feuchtigkeitsgrad vernachlässigt werden, indem solche, wenn sie einmal auf -5° , -10° und darunter gekommen, nur noch ganz wenig Wasserdämpfe mehr enthält. Im Diagramm kommt das dadurch zum Ausdruck, daß die q_d -Kurve, wenn wir sie nach links über A' hinaus weitergeführt hätten, bald asymptotisch in die Abszissenachse verlaufen würde.

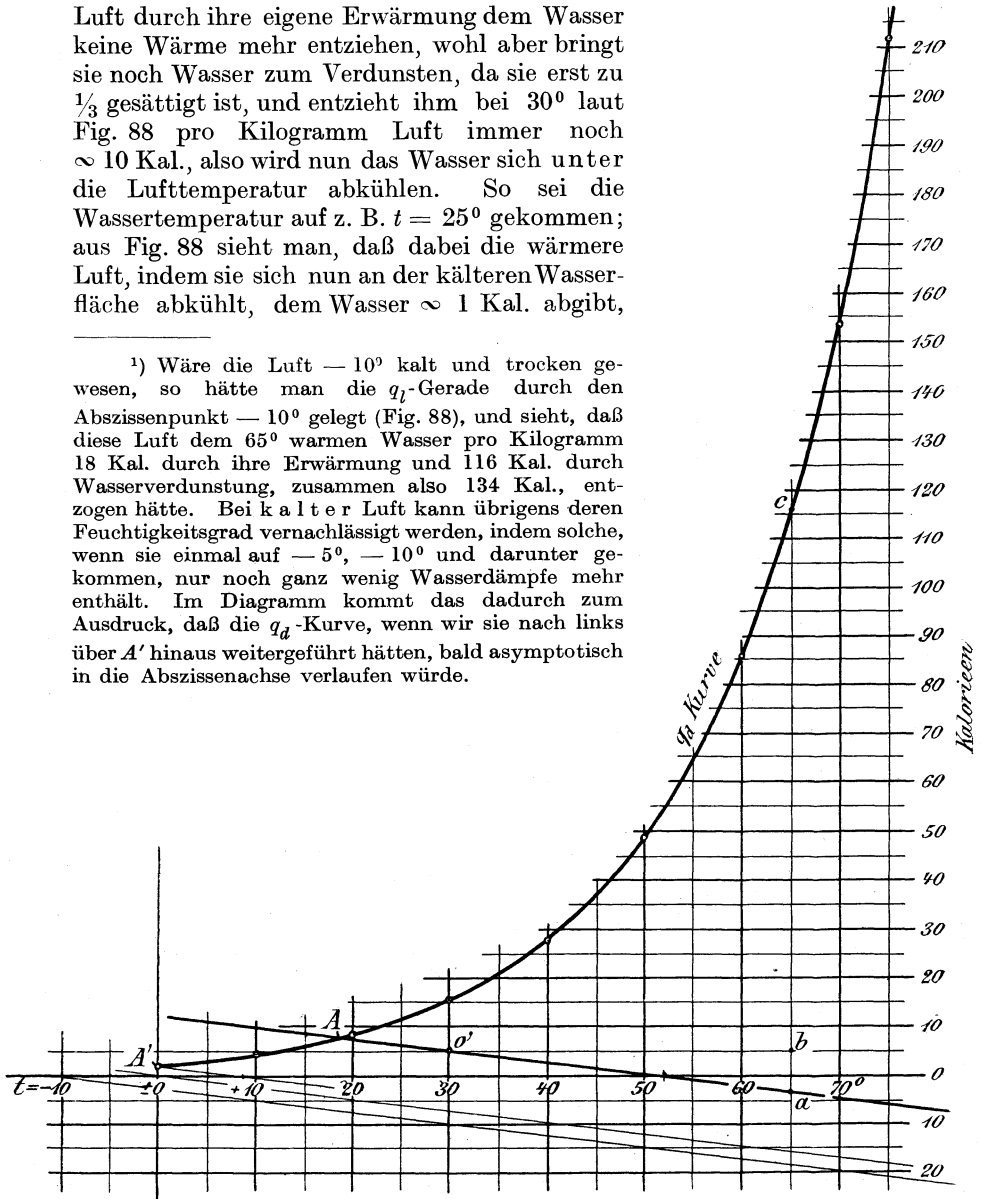


Fig. 88. Wärmeverlust (in Kalorien) von Wasser von der Temperatur t pro 1 kg vorbeistreichender Luft von der Temperatur t_i .

also selbes wieder erwärmen würde; gleichzeitig entzieht ihm die Luft aber noch durch Verdunstung ≈ 7 Kal.; im ganzen werden also dem Wasser bei 25° pro Kilogramm darüberstreichender Luft von 30° und $\frac{1}{3}$ Feuchtigkeitsgehalt immer noch $7 - 1 = 6$ Kal. entzogen; also kühlt sich das Wasser immer noch weiter ab, und zwar — siehe wieder Fig. 88 — bis auf $\approx 18^\circ$, wo die q_l -Gerade die q_d -Kurve im Punkte A schneidet. Dort gibt die Luft pro Kilogramm an das Wasser einerseits ≈ 3 Kal. ab, indem sie sich abkühlt; andererseits aber entzieht sie ihm auch noch ≈ 3 Kal. durch Verdunstung, so daß, wenn die Temperatur des Wassers auf 18° gesunken, seine Wärme durch Luft von 30° und $\frac{1}{3}$ feucht nicht mehr geändert wird und seine Temperatur konstant 18° bleibt, mag noch so viel solche Luft darüber hinstreichen.

Diese Verhältnisse spielen mit eine Rolle bei der Erscheinung, daß — auch ruhig in einem See oder Teich liegendes — Wasser, und zwar auch bei bedecktem, Abkühlung durch Ausstrahlung hinderndem Himmel, stets eine Anzahl Grade unter der mittleren Lufttemperatur bleibt, weil eben die freie Luft, wenn es nicht gerade regnet, wohl nie mit Wasserdampf völlig gesättigt ist. Wäre sie das, so würde das Wasser schließlich auch ihre Temperatur annehmen.

Wäre umgekehrt die Luft ganz trocken gewesen, so könnte sie bis zu $t_l = 52^\circ$ heiß werden (trockne, heiße Wüstenwinde) und würde das Wasser (Nachts, bei Wegfall der Sonnenstrahlung) doch noch auf 18° herunterkühlen, weil — wieder nach Fig. 88 — die durch den Punkt A über der Abszisse $t = 18^\circ$ gehende q_l -Gerade die ursprüngliche Abszissenachse erst bei $t = 52^\circ$ schneidet.

Würde bei unserem vorigen Beispiele (Luft von 30° und $\frac{1}{3}$ gesättigt), das Wasser durch irgendeinen Einfluß unter 18° gekühlt worden sein, z. B. auf $+5^\circ$, so würde ihm — immer nach Fig. 88 — jedes Kilogramm an ihm hinstreichende Luft $q_l = \approx 6$ Kal. mitteilen, indem sich die Luft, die unmittelbar an das Wasser gelangt, auf 5° abkühlen würde; und es würde ferner jedes Kilogramm Luft außerdem noch $q_d = \approx 2$ Kal. dem Wasser abgeben durch Kondensation eines Teiles des in ihm enthaltenen Wasserdampfes; das Wasser würde also im ganzen ≈ 8 Kal. pro Kilogramm daran hinziehender Luft aufnehmen, also sich erwärmen, und zwar so lange, bis es schließlich wieder auf 18° gekommen wäre, worauf die Wärmeabgabe der Luft an das Wasser wieder aufhörte.

Streicht also das eine Mal trockene Luft von 52° , ein anderes Mal $\frac{1}{3}$ feuchte Luft von 30° in ungemessener Menge über Wasser von gleichgültig welcher Temperatur, so wird dieses Wasser schließlich immer auf dieselbe Temperatur von 18° gebracht; war es vorher wärmer, so kühlt es sich auf 18° , und war es vorher kälter, so erwärmt es sich auf 18° .

So kann man mit dem Diagramm Fig. 88 für jeden beliebigen Fall, jede beliebige Temperatur der Luft und jeden beliebigen Feuchtigkeitsgehalt derselben bestimmen, auf welche Temperatur diese Luft das

Wasser abkühlt oder wärmt ¹⁾. Es entspricht diese Temperatur immer der Abszisse des Schnittpunktes A einer q_t -Geraden mit der q_d -Kurve; links vom Punkte A findet Wärmung, rechts davon Kühlung des Wassers statt.

¹⁾ Ist dabei die Wassermenge groß, so dauert es eine geraume Weile, bis so viel Luft darübergestrichen ist, bis das Wasser seine bestimmte Temperatur erreicht. Ist aber die Wassermasse im Vergleich zur vorbeiziehenden Luft klein, so erreicht das Wasser rasch jene bestimmte Temperatur: taucht man z. B. ein Tuch in warmes Wasser, windet es leicht aus und hängt es an die Luft, so wird es sehr rasch auf eine durch Temperatur und Feuchtigkeitsgehalt der äußern Luft bestimmte Temperatur abgekühlt, auf der es dann konstant bleibt, solange es noch feucht bleibt (oder feucht erhalten wird), und solange Temperatur und Feuchtigkeit der Luft sich nicht ändern, auch wenn die Menge der vorbeistreichenden Luft, d. h. die Geschwindigkeit des Luftzuges, sich mittlerweile beliebig ändert.

Das zeigt uns den Weg, mittels unseres Wärmediagramms auch den jeweiligen Feuchtigkeitsgehalt der Luft oder deren Sättigungsgrad bestimmen zu können: Hängt man zwei Thermometer nebeneinander auf, umwickelt die Kugel des einen mit dünner Leinwand, die mittels eines in ein Fläschchen mit Wasser tauchenden Doctes fortwährend feucht gehalten wird, umgibt man das Ganze mit leichten Schirmen — etwa aus Papier —, die wohl die Wärmeaus- und -einstrahlung, nicht aber das Vorbeiziehen der Luft hindern, stellt man sich damit also ein Augustsches Psychrometer her, und liest sowohl die Temperatur t_{tr} des trockenen als auch die Temperatur t_f des feuchten Thermometers ab, so braucht man nur — Skizze Fig. 88 a — den der Temperatur t_f entsprechenden Punkt A auf der q_d -Kurve aufzusuchen und durch diesen Punkt A die q_t -Gerade zu legen, so schneidet diese auf der bei Temperatur t_{tr} errichteten Ordinate den momentanen Sättigungsgrad der Luft in dem Verhältnis der Strecken $ba : bc$ ab, und findet man den numerischen Wert dieses Verhältnisses, also eben den „Sättigungsgrad“, durch Division der in der Figur abgemessenen Strecke ba durch die Strecke bc .

In Fig. 88 b — einer Reproduktion des Diagramms Fig. 88, aber mit größerem Maßstabe sowohl für die vertikalen Kalorien als für die horizontalen Temperaturen, damit genauer abgelesen werden kann — haben wir die Schar der parallelen q_t -Geraden fortschreitend von Grad zu Grad der Abschnitte der Temperaturen t_f auf der q_d -Kurve gezogen und dient so dieses Diagramm zur Bestimmung der Luftfeuchtigkeit: hat man z. B. die Temperatur des feuchten Thermometers zu $t_f = 16^\circ$, die des trockenen zu $t_{tr} = 28^\circ$ abgelesen, so findet man, daß die durch den Punkt $t_f = 16^\circ$ auf der q_d -Kurve gehende q_t -Gerade auf der zu $t_{tr} = 28^\circ$ gehörenden Ordinate den Sättigungsgrad der Luft zu $\frac{ba}{bc} = 0,26$ abschneidet, d. h. die betreffende Luft von 28° enthält momentan 26% der Feuchtigkeit, die sie bei 28° enthalten könnte, wenn sie völlig mit Wasserdampf gesättigt wäre. — Wünscht man noch das absolute Gewicht des Wassers in 1 cbm

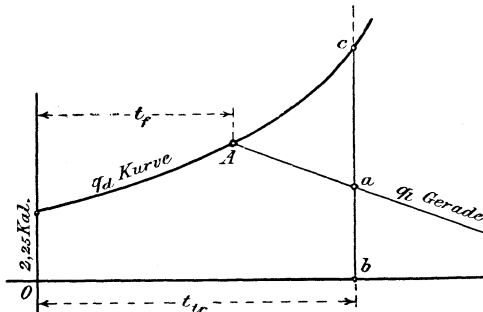


Fig. 88 a.

Will man erfahren, bei welcher Temperatur und welchem Feuchtigkeitsgrade der Luft das Wasser sich auf 0° abkühlt, d. h. der Gefrierpunkt eintritt, so hat man — Fig. 88 — nur durch den Punkt A' der q_d -Kurve eine q_f -Gerade zu legen. Man findet, daß diese Gerade die ursprüngliche Abszissenachse bei $t =$ etwa 9° C schneidet; das besagt, daß, wenn trockne Luft von $+9^{\circ}$ anhaltend über eine Wasseroberfläche oder einen nassen Gegenstand hinstreicht, sie dem Wasser so lange Wärme entzieht, bis dessen Temperatur auf 0° sinkt, so daß schließlich Gefrieren desselben eintritt. Um genauer ablesen und um insbesondere auch den Gefrierpunkt bei verschiedenen Feuchtigkeitsgraden der Luft bestimmen zu können, zeichnen wir — Fig. 89 — die Anfangspartie unseres Diagrammes in größerem Maßstabe heraus

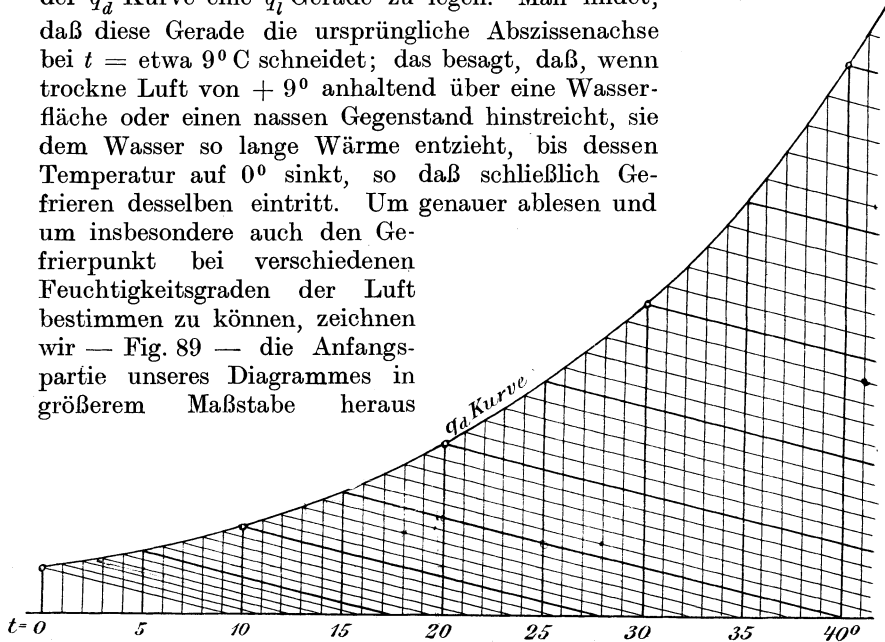


Fig. 88 b. Diagramm zur Bestimmung vom Sättigungsgrad der Luft mit Feuchtigkeit aus der Beobachtung der Temperaturen des feuchten und des trockenen Thermometers.

($1^{\circ} = 5$ mm und 1 Kal. = 20 mm). Aus diesem Diagramm lesen wir den genaueren Gefrierpunkt des Wassers bei trockener Luft zu $+9,4^{\circ}$ C ab.

jener Luft zu kennen, so bedenke man, daß, wenn die Luft gesättigt wäre, 1 cbm jener Luft auch 1 cbm gesättigten Dampf von 28° enthalten würde, der nach Dampftabelle I ein Gewicht von $\gamma = 0,0265$ kg hat; jene Luft von 28° enthält also pro Kubikmeter $0,26 \cdot 0,0265 = 0,0069$ kg Wasserdampf. —

In Büchern findet man für die Bestimmung des Sättigungsgrades φ mittels des Augustschen Psychrometers eine Formel angegeben, die sich mit unserer Buchstabenbezeichnung schreiben läßt

$$\varphi = \frac{d_{t_f} - a(t_{tr} - t_f) \frac{b}{760}}{d_{t_{tr}}}$$

wobei d den Druck des gesättigten Wasserdampfes in Atmosphären, und zwar von der Temperatur t_f bzw. t_{tr} (s. Tab. I hinten), b den Barometerstand in Millimeter Quecksilber und a eine Konstante bedeutet, die nach Wolf, Taschenbuch für Mathematik, Physik und Astronomie

$$a = \begin{cases} 0,000804 & \text{für } t_f > 0^{\circ} \\ 0,000748 & \text{für } t_f < 0^{\circ}, \end{cases}$$

Ist die Luft nicht trocken, sondern feucht, und hat sie einen Sättigungsgrad φ — unter diesem das Verhältnis des Gewichtes Wasserdampf in 1 kg trockner Luft zu dem Gewichte Wasserdampf verstanden, das 1 kg trockner Luft im Grenzfalle aufnehmen könnte, siehe Zeile 8, Tabelle S. 279 — welcher Sättigungsgrad auch = dem Verhältnis der Ordinaten $ba : bc$ Fig. 89 ist, so geben die Abszissen der Schnittpunkte der q_t -Geraden mit den betreffenden Temperaturordinaten diejenigen Lufttemperaturen t_l , bei denen der Gefrierpunkt eintritt, wenn die Luft einen Sättigungsgrad $\varphi = \frac{ba}{bc}$ hat ¹⁾.

Indem man aus der Fig. 89 diese Verhältnisse $ba : bc$ auf den verschiedenen Temperaturordinaten abgreift, ergibt sich:

Der Gefrierpunkt wird erreicht bei einer Lufttemperatur von
 $t_l = +9,4^{\circ} \quad 8^{\circ} \quad 7^{\circ} \quad 6^{\circ} \quad 5^{\circ} \quad 4^{\circ} \quad 3^{\circ} \quad 2^{\circ} \quad 1^{\circ} \quad 0^{\circ}$
 wenn die Luft einen Sättigungsgrad hat von

$$\varphi = \quad 0 \quad 0,09 \quad 0,17 \quad 0,25 \quad 0,35 \quad 0,45 \quad 0,57 \quad 0,70 \quad 0,84 \quad 1.$$

Trägt man — Fig. 90 — zu diesen Werten φ als Abszissen die zugehörigen Temperaturen t_l als Ordinaten auf, so sieht man aus diesem Schaubilde umgekehrt, daß, wenn die Luft einen Sättigungsgrad hat von

$$\varphi = \quad 0 \quad 0,1 \quad 0,2 \quad 0,3 \quad 0,4 \quad 0,5 \quad 0,6 \quad 0,7 \quad 0,8 \quad 0,9 \quad 1$$

alsdann der Gefrierpunkt erreicht wird bei einer Lufttemperatur von

$$t_l = +9,4 \quad 7,9 \quad 6,6 \quad 5,5 \quad 4,5 \quad 3,6 \quad 2,8 \quad 2 \quad 1,3 \quad 0,6 \quad 0^{\circ} \text{ C.}$$

und nach B e b b e r, Meteorologie (Leipzig, J. J. Weber, 1893)

$$a = 0,000 \ 635$$

sein soll.

Für unser Beispiel, $t_l = 16^{\circ}$ und $t_r = 28^{\circ}$, und für einen Barometerstand von $b = 760$ mm (für den unser Diagramm genau gilt) gibt die Formel den Sättigungsgrad der Luft

nach Wolf

$$\varphi = \frac{0,017 - 0,000 \ 804 \cdot (28 - 16) \cdot 1}{0,037} = 0,29$$

nach Bebbber

$$\varphi = \frac{0,017 - 0,000 \ 635 \cdot (28 - 16) \cdot 1}{0,037} = 0,32$$

während unser Diagramm ergeben hat $\varphi = 0,26$.

Obige Formel, deren Herleitung uns nicht bekannt ist, scheint also bloße Näherungswerte zu geben, und mag das wohl der Grund sein, warum das Augustsche Psychrometer als ein nur zur „ungefähren“ Bestimmung der Luftfeuchtigkeit dienendes Instrument angesehen zu werden scheint, während die richtige Auswertung seiner Angaben doch sehr genaue Resultate liefern muß.

¹⁾ Das ist nach früherem leicht einzusehen:

Hätte die Luft z. B. $t_l = +3^{\circ}$ und wäre sie trocken, so hätte man die q_t -Gerade durch den Punkt b , wäre sie aber mit Wasserdampf gesättigt, durch den Punkt c zu legen; ist sie nun nur zu $\varphi = \frac{ba}{bc} = \frac{31 \text{ mm}}{54 \text{ mm}} = 0,57$ gesättigt, so hat man sie durch einen um $0,57 \cdot q_d$ über der ursprünglichen Abszissenachse gelegenen Punkt a der Ordinate für $t = 3^{\circ}$ zu legen.

Je trockner die Luft ist, bei um so höherer Lufttemperatur liegt also der Gefrierpunkt, und wird derselbe bei ganz trockner Luft schon bei einer Temperatur derselben von $+9,4^{\circ}\text{C}$ erreicht, so daß man sagen kann:

Erst bei einer atmosphärischen Temperatur über $9,4^{\circ}\text{C}$ ist Eisbildung ausgeschlossen.

Freilich gilt das nur unter der, nur für unsere Wasserkühlanlagen zutreffenden Voraussetzung, es finde keine Wärmeabgabe des Wassers oder der feuchten Gegenstände, Pflanzen usw., durch Strahlung statt. Indem aber — gerade bei trockner, also meistens klarer Luft — eben

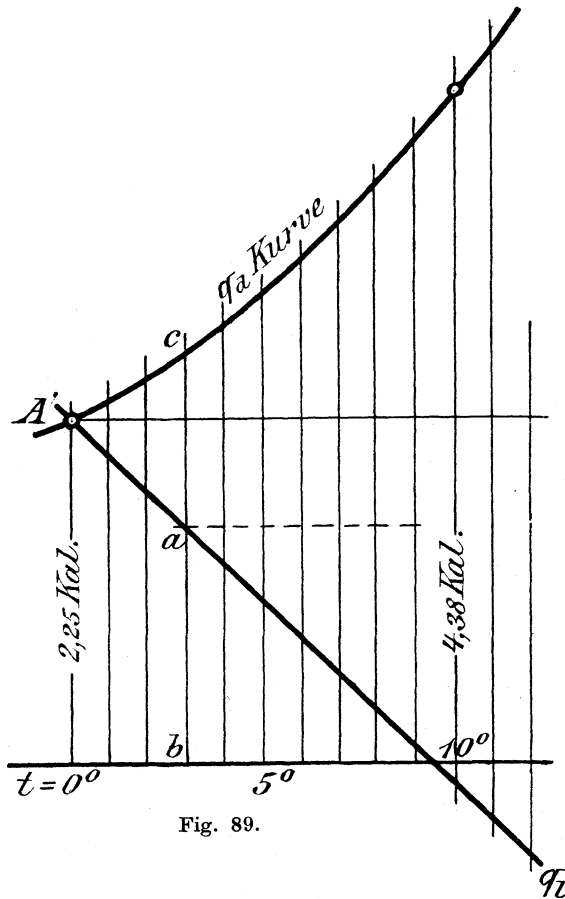
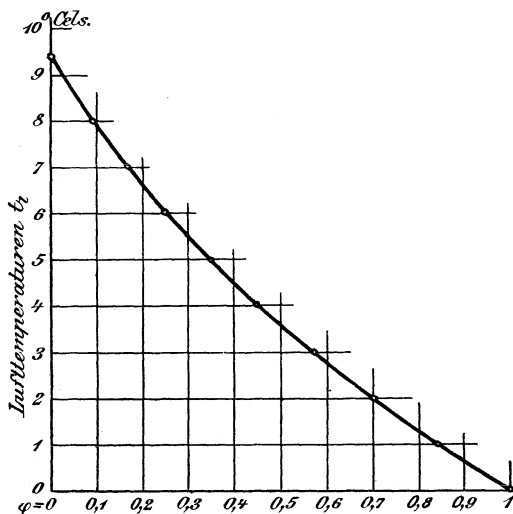


Fig. 89.

auch Wärmeausstrahlung stattfindet, wird jene Gefrierpunktsgrenze von $+9,4^{\circ}$ sogar noch erhöht; da aber andererseits die atmosphärische Luft auch nie vollkommen trocken ist, wird jene Grenze wieder erniedrigt. Wären die beiden, einander entgegenwirkenden Einflüsse (Feuchtigkeitsgehalt des Luft und Wärmeausstrahlung) gleich stark, was aber

nicht gerade der Fall zu sein braucht, so wäre die Lufttemperatur von $t_l = \infty + 9^\circ$ die wirkliche Grenze, über der „ein Reif in der Frühlingsnacht“ nicht mehr fallen könnte.

Nachdem wir die Anwendung unseres Wärmeaustauschdiagrammes Fig. 88 in gewissen Gebieten der Meteorologie kurz gezeigt haben, wenden wir uns zu dessen



[Fig. 90. Gefrierpunkte bei dem Sättigungsgrade φ der Luft.

Anwendung bei unsern Wasserkühlanlagen für Kondensationen zurück.

Wir unterscheiden da zwei typische Arten solcher Kühlwerke:

- a) solche, bei denen die Luft überall mit gleicher Temperatur das Kühlwerk verläßt, was bei geschlossenen Kaminkühlern und bei — im allgemeinen offenen — Rieselkondensatoren bei Oberflächenkondensation der Fall ist; und
- b) solche, bei denen die Luft das Kühlwerk an den verschiedenen Stellen mit verschiedener Temperatur verläßt wie bei offenen Gradierwerken, wo die im allgemeinen horizontal hinstreichende Luft oben durch das heißeste, unten durch das während des Herabfließens schon gekühlte Wasser durchgeht, also das Kühlwerk mit der von oben nach unten abnehmenden Temperatur des Wassers an der betreffenden Stelle verläßt.

Als in ihrem diesbezüglichen Verhalten zwischen diesen beiden Kühlwerkstypen liegend zu betrachten sind offene Kühlteiche, während Körtingsche Streudüsen eher der ersteren Art zuzuordnen sind.

Dabei wollen wir betrachten:

Die nötige Luftmenge für einen bestimmten Wärmeentzug aus dem zu kühlenden Wasser;

die verschiedene Kühlwirkung bei ungeänderten äußern Luftverhältnissen, aber bei verschiedener Wärmezufuhr zu dem zu kühlenden Wasser; und endlich werden wir noch einiges sagen über

den nötigen Umfang der Kühlwerke.

1. Nötige Luftmenge.

Indem wir die Wärmemenge kennen, die pro Zeiteinheit dem Wasser beim Durchgang durch den Kondensator zugeführt wird — es ist dies die Verdampfungswärme des pro Zeiteinheit kondensierten Dampfes, oder also des von den kondensierten Maschinen verbrauchten Dampfes —, können wir nach unserem Wärmediagramm, Fig. 88, die Anzahl Kilogramm Luft berechnen, die wir an dem erwärmten Wasser vorbeiführen müssen, um ihm eben jene Wärmemenge pro derselben Zeiteinheit wieder zu entziehen, und zwar bei einer bestimmten, vom gewünschten Vakuum im Kondensator erforderten Wassertemperatur.

Als konkretes Beispiel zur Durchführung dieser Rechnung denken wir uns, wir hätten die Kühlanlage für die Zentralkondensation für 5500 PS_i zu bestimmen, die wir in Kapitel F ausführlich bearbeitet haben. Aus Tab. III S. 160 wissen wir, daß die kondensierten Maschinen dieser Anlage bei einem Kondensatordruck von $p_0 = 0,16 \text{ Atm. abs.}$ einen minutlichen Dampfverbrauch von $D' = 815 \text{ kg}$ haben, und daß, wenn die Kondensation als „Weiße Gegenstromkondensation“ gebaut wird, das Wasser den Kondensator mit $t' = 56^\circ$ verläßt, und daß, wenn wir pro Minute $W = 17\,900 \text{ l}$ oder kg Kühlwasser in den Kondensator treten lassen, dieses eine Temperatur von $t_0 = 30^\circ$ haben darf, so daß die Kühlanlage pro Minute $W = 17\,900 \text{ kg}$ Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ zu kühlen, also dem Wasser pro Minute

$$\begin{aligned} Q &= W (t' - t_0) \dots \dots \dots (209) \\ &= 17\,900 (56 - 30) = 465\,000 \text{ Kal.} \end{aligned}$$

zu entziehen hat.

Auf die gleiche Anzahl Kalorien kommen wir auch aus der Angabe des minutlichen Dampfverbrauches $D' = 815 \text{ kg}$. Indem nämlich die Verdampfungswärme innert den Temperaturen, bei denen Dämpfe in einen Kondensator kommen, annähernd konstant, und zwar $r = 570 \text{ Kal./kg}$, ist (S. 11), bringen diese 815 kg kondensierenden Dampfes pro Minute

$$\begin{aligned} Q &= r \cdot D' \dots \dots \dots (210) \\ &= 570 \cdot 815 = 465\,000 \text{ Kal.} \end{aligned}$$

in das Kühlwasser, also die gleiche Zahl wie vorhin ¹⁾).

¹⁾ Indem die „Verdampfungswärme“ $r \cdot D'$ in die Kühlwassermenge W übergeht und diese von t_0 auf t' erwärmt, hat man die Wärmeleichung

$$r \cdot D' = W (t' - t_0)$$

woraus die Temperaturdifferenz zwischen Kühl- und Heißwasser folgt

$$t' - t_0 = r \cdot \frac{D'}{W} = 570 \frac{D'}{W} \dots \dots \dots (210a)$$

Diese Temperatur d i f f e r e n z ist hiernach für eine gegebene minutliche Dampf-

Die Temperatur der äußeren Luft sei für unser Beispiel $t_l = 20^\circ$, und ihr Sättigungsgrad $= \frac{1}{2}$.

a) Nötige Luftmenge bei Kaminkühlern.

Für die Lufttemperatur $t_l = 20^\circ$ gehen wir auf der ursprünglichen Abszissenachse unseres Wärmediagrammes, Fig. 88 (dessen entsprechende Teile wir hier in Fig. 91 nochmals herauszeichnen), vom ursprünglichen Nullpunkt um $t = 20^\circ$ nach rechts und — weil die Luft $\frac{1}{2}$ feucht ist — auf der zugehörigen Ordinate um $\frac{1}{2} q_a$ nach aufwärts und bezeichnen dort den neuen Nullpunkt O' . Durch diesen legen wir die q_l -Gerade, womit unser Diagramm für den vorliegenden Fall hergerichtet ist. Indem die Luft unten mit $t_l = 20^\circ$ in den Kaminkühler eintritt, dem herabrieselnden Wasser entgegen in die Höhe steigt, sich daran erwärmt und Dampf aufnimmt, und oben, wo das 56° warme Wasser eintritt, dieses auch auf 56° erwärmt und mit Dampf von derselben Temperatur gesättigt verläßt, haben wir im Diagramm Fig. 91 (oder im ursprünglichen Diagramm Fig. 88) bei der Abszisse $t = t' = 56^\circ$ eine Ordinate zu errichten (die auch noch bei $t = 45^\circ$ errichtete Ordinate lasse man vorerst außer Betracht) und greifen nun aus der Figur ab,

menge D' und eine gegebene minutliche Kühlwassermenge W eine unveränderliche, bestimmte Größe, wenn auch die beiden Temperaturen t' und t_0 selber noch unbekannt sind, und beide zusammen veränderlich sein können. Um eben diese Temperaturdifferenz muß auch das Wasser im Kühlwerk gekühlt werden und kühlt es sich auch so, sobald Beharrungszustand eingetreten ist. Es wird nämlich die Temperatur t_0 des gekühlten Wassers und damit auch die Temperatur t' des Wassers im Kondensator so lange steigen, bis die Temperaturdifferenz $t' - t_0$ in eine solche Höhe zu liegen kommt, daß dabei der Entzug der dem Wasser zugeführten Wärmemenge (und zwar auch bei gleichgebliebener Luftmenge) stattfinden kann. Indem — wie ein Blick auf Fig. 88 zeigt — die entzogene Wärmemenge pro 1 kg vorbeistreichender Luft mit steigender Wassertemperatur ganz gewaltig zunimmt, wird bald ein Beharrungszustand von t_0 und t' erreicht. — Somit ist die Anzahl der Grade, um die das Wasser sich kühlt, schon als bestimmte Größe gegeben, sobald nur Dampfmenge und Kühlwassermenge gegeben sind, und der oft gehörte Ausspruch: „die Wirkung unseres Kühlwerkes ist schlecht, denn es kühlt das Wasser nur um so und so viel Grade,“ hat keinen Sinn; denn es kann ja gar nicht mehr kühlen, es kann nicht mehr Wärme aus dem Wasser ziehen, als in dieses hineingebracht worden ist! Hätte man eine Kondensation gehabt, die sich mit weniger Wasser begnügte, bei der dann die gleiche Wärmemenge dieses Wasser im Kondensator um mehr Grade erwärmt hätte, so hätte es sich auf dem Kühlwerk auch von selber schon um mehr Grade gekühlt. Nicht darin besteht die bessere oder schlechtere Wirkung eines Kühlwerkes, ob die Temperaturdifferenz $t' - t_0$ größer oder kleiner sei — diese ist eben bei gegebenem D' und W gegeben —, sondern darin, ob jene bestimmte Temperaturdifferenz in niedrigeren oder höheren Regionen liege.

Da $\frac{D'}{W} = \frac{1}{n}$ = dem reziproken Werte des Kühlwasserverhältnisses ist, kann man obige Gl. (210 a) auch schreiben

$$t' - t_0 = \frac{570}{n} \dots \dots \dots (210 b)$$

welche Gl. wieder die Gl. (3) S. 11 (mit Schaubild Fig. 3) des Kühlwasserverhältnisses gibt.

daß 1 kg 20° warme Luft, indem sie sich auf 56° erwärmt, hierfür $q_1 = 8,5$ Kal. aus dem Wasser nimmt, und indem sie sich auch noch mit Wasserdampf sättigt, dem Wasser weitere $q_d = 64,5$ Kal. entzieht,

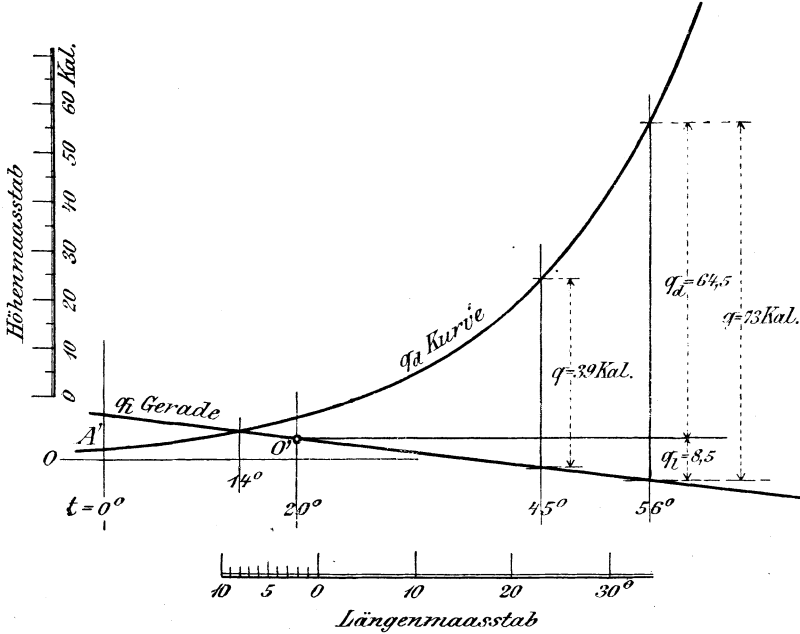


Fig. 91.

so daß der gesamte Wärmeentzug, den das Wasser pro 1 kg Luft erleidet

$$q = q_1 + q_d = 8,5 + 64,5 = 73 \text{ Kal.}$$

beträgt. Da dem Wasser im ganzen $Q = 465\,000$ Kal. pro Minute zu entziehen sind, müssen also

$$G = \frac{Q}{q} \dots \dots \dots (211)$$

$$= \frac{465\,000}{73} = 6370 \text{ kg Luft,}$$

oder, da 1 kg atmosphärischer Luft im Mittel ein Volumen von 0,80 cbm hat ¹⁾,

$$V = 0,8 G \dots \dots \dots (212)$$

$$= 0,8 \cdot 6370 = 5100 \text{ cbm atm. Luft}$$

pro Minute an dem Wasser vorbeistreichen.

¹⁾ Für die Vorstellung der Größe der Luftmenge taugt die Angabe deren Gewichtes nicht, sondern drücken wir sie besser wieder durch deren Volumen aus; ebenso ist dies für weitere Rechnungen nötig über Annahmen der Geschwindigkeit der Luft, nötige Durchgangsquerschnitte usw. Nach der „Hütte“, 1899, Bd. I, S. 272 kann das Gewicht von 1 cbm atm. Luft von mittlerer Feuchtigkeit annähernd zu

$$\gamma_a = 1,3 - 0,004 t \dots \dots \dots (211a)$$

Unser Diagramm läßt auch leicht erkennen, wieviel Wasser in dem Kühlwerk verdunstet. Nehmen wir an — wie es annähernd auch der Fall ist —, die Verdampfungswärme r sei für die verschiedenen hier auftretenden Temperaturen konstant, und es würde im Kühlwerk die Wärme aus dem Wasser nur durch Verdunstung entzogen, so müßte in dem Kühlwerk pro Minute gerade so viel von dem Wasser verdunstet werden, als ihm an Gewicht des kondensierten Dampfes zugeführt worden, d. h. es müßte gerade die Speisewassermenge D' verdunstet werden. Indem aber die Wärme nicht nur in Form von Verdunstungswärme (q_d), sondern auch noch in der erwärmten Luft (q_l) abgeführt wird, ergibt sich das im Kühlwerk zur Verdunstung gelangende Wassergewicht X aus der Proportion

$$X : D' = q_d : q$$

woraus

$$X = \frac{q_d}{q} \cdot D' \dots \dots \dots (213)$$

In unserm Falle müssen also pro Minute verdunsten

$$X = \frac{64,5}{73} D' = 0,88 D'$$

d. h. 88 % der Speisewassermenge von 815 kg oder also 720 kg oder Liter pro Minute, in diesem Falle also $\frac{720}{17\,900} = 0,04 = 4\%$ der ganzen Kühlwassermenge.

Hätte man die Kondensation für die gleiche Maschinenanlage von 5500 PS_i als Parallelstrom-Mischkondensation gebaut, und hätte man hierbei wieder den gleichen Kondensatordruck $p_0 = 0,16$ Atm. erreicht, so hätte sich das Kühlwasser im Kondensator nur bei ∞ großer Luftpumpe auch auf $t' = 56^\circ$ erwärmen können, wie es das bei Gegenstrom getan hat; bei einer Luftpumpe endlicher Größe kann aber jene Temperatur nicht erreicht werden. Sei nun eine Luftpumpe solcher Größe gewählt worden, daß die Heißwassertemperatur t' z. B. $= 48^\circ$ wird (wobei dann auch eine größere Kühlwassermenge nötig ist, was uns aber hier nicht weiter berührt), so findet man aus dem Diagramm, Fig. 91, daß bei $t = t' = 48^\circ$ (dieser Abszissenwert liegt in der Figur gerade bei der vertikalen Maßlinie rechts neben 45°) 1 kg Luft $q = 46$ Kal. dem zu kühlenden Wasser entzieht. Im ganzen haben aber die $D' = 815$ kg Dampf dem Wasser wieder pro Minute $Q = r D' = 570 \cdot 815 = 465\,000$ Kal. zugeführt. Also müssen nun bei Parallelstromkondensation dem Kaminkühler pro Minute

$$G = \frac{Q}{q} = \frac{465\,000}{46} = 10\,100 \text{ kg}$$

angenommen werden, also umgekehrt das Volumen von 1 kg zu

$$v = \frac{1}{\gamma_a} = \frac{1}{1,3 - 0,004 t} \text{ cbm/kg.} \dots \dots (211b)$$

$$\begin{matrix} \text{Das gibt für } t = & -10^\circ & \pm 0^\circ & +10^\circ & +20^\circ & +30^\circ \\ v = & 0,75 & 0,77 & 0,79 & 0,82 & 0,85 \text{ cbm.} \end{matrix}$$

Da die hierher gehörenden Rechnungen durchaus keine Genauigkeit verlangen, vielmehr nur eine ungefähre Vorstellung der Größenverhältnisse geben sollen, genügt es, für das Volumen von 1 kg atm. Luft den konstanten Mittelwert zu setzen

$$v = 0,8 \text{ cbm} \dots \dots \dots (211c)$$

oder

$$V = 0,8 G = 8080 \text{ cbm Luft}$$

zugeführt werden, während bei Gegenstromkondensation nur 5100 cbm nötig waren. Das Sinken der oberen Temperatur des zu kühlenden Wassers von $t' = 56^\circ$ auf $t' = 48^\circ$, also um 8° , erfordert für den gleichen Wärmeentzug schon eine Vermehrung der am Wasser vorbeizuführenden minutlichen Luftmenge von ~ 3000 cbm, oder von $\sim \frac{3000}{5000} = 60\%$.

Solange nun die Luft freies Gemeingut bleibt, kostet die Vermehrung der benötigten Luftmenge selber freilich nichts, wohl aber kosten die Mittel, um die vermehrte Luftmenge durch den Kaminkühler zu treiben. Sieht man auch von der Anwendung von Ventilatoren ab und überläßt das Ansaugen der Luft dem natürlichen Zuge des Kamins, so muß entweder die Höhe desselben so vermehrt werden, daß eine um 60% größere Geschwindigkeit der durchziehenden Luft entsteht, oder man muß den Querschnitt des Kamines bzw. des ganzen Kühlers entsprechend vergrößern.

b) Nötige Luftmenge bei Rieselkühlern.

Hätten wir es mit einem Oberflächenkondensator für unsere Maschinenanlage von 5500 P S_i zu tun, und erstellte man diesen Oberflächenkondensator mit Rieselkühler, und ergäbe eine wie auf S. 83 angestellte Rechnung, daß das Rieselwasser eine — überall am Kühler gleiche — Temperatur von z. B. $t_1 = 45^\circ$ haben dürfte, wenn wieder der gleiche Kondensatordruck von $p_0 = 0,16$ Atm. abs. erreicht werden sollte, so wäre also dem Rieselwasser bei der konstanten Temperatur $t = t_1 = 45^\circ$ seine Wärme von $Q = 465\,000$ Kal./Min. zu entziehen. Aus dem Diagramm Fig. 91 greift man ab, daß bei dieser Wassertemperatur 1 kg vorbeistreichende Luft dem Wasser $q = 39$ Kal. entzieht; zum Entzug von $Q = 465\,000$ Kal. wären demnach pro Minute nötig

$$G = \frac{Q}{q} = \frac{465\,000}{39} = 11\,900 \text{ kg}$$

oder

$$V = 0,8 G = \infty 9500 \text{ cbm Luft.}$$

Annähernd wird der Luftbedarf auch bei Streudüsen auf die gleiche Art berechnet werden können, indem die Luft, wenn sie horizontal oder auch schräg den Bereich einer Streudüse durchstreicht, einmal mit den niederfallenden kühleren und dann auch mit den aufsteigenden heißeren Wassertropfen in Berührung kommt, also den Bereich der Streudüse auch mit einer annähernd überall gleichen, etwa der

Durchschnittstemperatur $\frac{t' + t_0}{2}$ verlassen wird, im Falle unseres Beispiels also mit etwa $\frac{56 + 30}{2} = 43^\circ$. Für diese Temperatur ergibt das

Diagramm Fig. 91 den Wert $q = 35$ Kal. Also müssen pro Minute

$$G = \frac{Q}{q} = \frac{465000}{35} = 13300 \text{ kg} = 0,8 \cdot 13300 = 10600 \text{ cbm}$$

Luft durch den Düsenbereich streichen.

c) Nötige Luftmenge bei offenen Gradierwerken.

Unter offenen Gradierwerken verstehen wir freistehende Gerüste, die mit Reisigbündeln, schrägen Brettchen, Latten etc. belegt sind. Oben wird das warme Wasser von t' Grad durch Zulaufgerinne gleichförmig über das Ganze verteilt und rieselt oder tröpfelt fein zerteilt und langsam an der Einlage des Gerüstes nieder, der frei durchstreichenden Luft möglichst viel Oberfläche bietend, kühlt sich dabei und langt unten im Sammelbassin auf eine Temperatur von t_0 Grad gekühlt an, von wo es wieder dem Kondensator zugeführt wird. Dabei rechnet man bei solchen offenen Gradierwerken — im Gegensatz zu Kaminkühlern — nicht auf einen infolge Leichterwerdens der Luft durch deren Erwärmung und Dampfaufnahme am Gradierwerk entstehenden Luftzug nach oben, — dieser könnte auch, wenn das Gradierwerk nicht durch Wände eingefast wird, die kaminartig über dasselbe hinaus in die Höhe geführt werden, wodurch eben wieder ein „Kaminkühler“ entstünde, nur unbedeutend sein —, sondern man rechnet auf den natürlichen Luftzug im Freien, der in der Nähe der Erdoberfläche naturgemäß eine annähernd horizontale Richtung hat. Dementsprechend ordnet man die Einlagen, über die das Wasser herunterrieselt, so an, daß sie einer horizontal hinreichenden Luft möglichst freien und ungehinderten Durchgang bieten, während ein vertikales Durchstreichen der Luft schon eher auf Hindernisse stößt, obschon man natürlich ein solches durchaus nicht absichtlich zu hindern sucht. Freilich setzt dann die Wirksamkeit eines solchen Gradierwerkes das Bestehen einer natürlichen horizontalen Luftströmung voraus, und würde jene Wirksamkeit bei absoluter Windstille auf das geringe Maß beschränkt, das außen am Gradierwerk durch Erwärmung aufsteigende Luft noch bewirken könnte. Nun herrscht aber einerseits im Freien nur ganz selten absolute Windstille; ein leiser Luftzug, den unser Gefühl vielleicht gar nicht wahrnimmt, wird wohl immer vorhanden sein; wie wir andererseits noch sehen werden, genügt aber bei den Größenverhältnissen, die man solchen Gradierwerken gibt, schon solch ein leiser Luftzug, um dem darüberrieselnden Wasser genügend Wärme zu entziehen. Wir nehmen somit an, die Bewegung der Luft in einem Gradierwerke finde nur in horizontalem Sinne statt.

Nimmt man ferner an, die Geschwindigkeit der horizontal hinreichenden Luft in den verschiedenen Höhenschichten sei gleich, was bis zur Höhe eines Gradierwerkes wohl zutreffend sein wird; ist ferner der wirksame Teil des Gradierwerkes, die Einlage (z. B. die Reisigbündel), allseitig durch annähernd vertikale Ebenen begrenzt (d. h. bleibt Breite und Tiefe der Einlage von oben nach unten zu nahezu gleich), wie es ebenfalls gewöhnlich der Fall ist: dann streicht durch gleichhohe

Schichten des Gradierwerkes pro Zeiteinheit auch gleichviel Luft durch. Gehen nun durch das ganze Gradierwerk pro Minute G kg Luft durch, und teilen wir das Gradierwerk in ∞ viele und ∞ dünne horizontale Schichten ein, so gehen durch jede solche Schicht dG kg Luft durch. 1 kg pro Minute horizontal durch eine solche ∞ dünne Schicht durchstreichende Luft würde der diese selbe Schicht in derselben Zeit vertikal durchsickernden Wassermenge W eine Wärmemenge von q Kal. entziehen; also entziehen ihr dG kg Luft $q \cdot dG$ Kal. Dadurch sinkt die Temperatur des Wassers, die oben beim Eintritt in die ∞ dünne Schicht $= t$ gewesen sei, unten beim Austritt aus dieser Schicht auf $t - dt$, und der Wärmeverlust $W \cdot dt$, den das Wasser beim Durchsickern durch die ∞ dünne horizontale Schicht des Gradierwerkes erlitten hat, ist = der Wärmemenge $q \cdot dG$, welche die dG kg Luft, die gleichzeitig durch jene Schicht horizontal durchgegangen sind, dem Wasser entzogen haben, d. h. es besteht die Differentialgleichung

$$W \cdot dt = q \cdot dG \dots \dots \dots (214)$$

oder

$$dG = W \cdot \frac{dt}{q}.$$

Diese Gleichung integriert, ergibt sich

$$G = \int W \frac{dt}{q} + C$$

als die ganze nötige Luftmenge G in kg, welche durch das ganze Gradierwerk, von oben nach unten gleichförmig verteilt, horizontal durchstreichen muß, um die minutliche Wassermenge W von der Temperatur t' auf t_0 zu kühlen. Die Bestimmung der Konstanten C hätte dadurch zu geschehen, daß für die obere Abgrenzung der obersten Horizontalschicht, wo G noch = 0 ist, $t = t'$ wäre.

In dem Integral oben ist W , das pro Minute durch je eine Horizontalschicht des Gradierwerkes herabströmende Wasser, streng genommen nicht konstant, sondern von oben nach unten nach Maßgabe der verdunstenden Wassermenge etwas abnehmend. Da diese letztere aber immer nur klein ist — in unserm letzten Beispiel betrug sie $0,04 W$ —, so kann näherungsweise W konstant angenommen werden, und dann haben wir

$$G = W \int \frac{dt}{q} + C.$$

Die Werte von q sind aber aus unserm Wärmediagramm Fig. 88 bekannt und können z. B. für die Temperatur der Luft $t_l = 20^\circ$ und wenn sie zu $\frac{1}{2}$ mit Feuchtigkeit gesättigt ist, für die verschiedenen Wassertemperaturen t aus dem Spezialdiagramm Fig. 91 abgegriffen werden. Trägt man diese Werte von q als Ordinaten zu den zugehörigen Abszissen t in einem rechtwinkligen Koordinatensystem auf, so erhält man eine Kurve und kann durch einige in derselben ausgewählte Punkte eine sogenannte Parabel n^{ter} Ordnung legen, die sich der wirklichen Kurve nahe anschmiegt, und auf bekannte Weise deren Konstante bestimmen.

Damit ist q als Funktion von t , d. h. $q = f(t)$ bestimmt, und kann unsere Gleichung

$$G = W \int \frac{dt}{f(t)} + C$$

integriert werden, und erhält man so

$$G = W \cdot F(t)$$

also auch umgekehrt

$$t = \frac{\varphi(G)}{W}$$

worin für $G = 0$ (oberste Schicht) $t = t' =$ der Temperatur des oben auf das Gradierwerk kommenden Heißwassers wird. Indem man dann G die Werte 100, 200, 300 beilegt, erhält man die verschiedenen, mit wachsendem G kleiner werdenden Temperaturen t des gekühlten Wassers, und kann diese wieder graphisch auftragen als Ordinaten zu den Abszissen G . — Da durch jede gleichhohe Schicht des Gradierwerkes gleichviel Luft durchgeht, so gehen, wenn z. B, durch die oberste, 1 m hohe Schicht 100 kg Luft durchgegangen sind, auch durch jede folgende untere Schicht von 1 m Höhe 100 kg Luft durch und kühlen das Wasser auf die berechnete Temperatur t . Also kann man sich unter den Abszissen auch die absteigende Höhe des Gradierwerkes vorstellen und sieht dann, wie die Temperatur des Wassers von oben nach unten abnimmt. Dabei wird das erhaltene Bild dann natürlicher und anschaulicher, wenn man die Abszissenachse vertikal legt, um die Höhen von oben nach unten abtragen zu können, während man die zugehörigen Temperaturen horizontal nach auswärts aufträgt.

Dieser Weg würde uns zu arg komplizierten Formeln führen, indem $\int \frac{dt}{f(t)}$ unter allen Umständen ein sehr verwickelter Ausdruck würde [und noch verwickeltere Formeln hätten wir erhalten, wenn wir schon die allgemeine Funktion q_d nach Gl. (207) als $f(t)$ hätten darstellen wollen]. Deswegen schlagen wir ein Näherungsverfahren ein, indem wir das Gradierwerk nicht in ∞ dünne, sondern nur in relativ dünne horizontale Schichten teilen, wobei dann durch jede solche Schicht pro Minute nicht die ∞ kleine Luftmenge dG , sondern die kleine Menge ΔG durchgeht, wodurch die Temperatur der diese Schicht durchrieselnden Wassermenge nicht um das ∞ kleine dt , sondern um das kleine Δt abnimmt, und die Differentialgleichung (214) übergeht in die Differenzgleichung:

$$W \cdot \Delta t = q \cdot \Delta G$$

woraus

$$\Delta G = \frac{W}{q} \cdot \Delta t \dots \dots \dots (215)$$

wobei wir wieder die pro Minute durch die verschiedenen horizontalen Gradierwerksschichten herabirinnende Wassermenge W konstant annehmen, also wieder deren kleinen Verdunstungsverlust vernachlässigen wollen.

In Anwendung dieser Gl. (215) geht man von der obersten Schicht des Gradierwerkes, dessen Größe uns übrigens noch völlig unbekannt ist und vorerst auch gar nicht bekannt zu sein braucht, aus, für welche man die Temperatur t' des vom Kondensator herkommenden heißen Wassers kennt. Mit dieser Temperatur kennt man dann auch nach Diagramm Fig. 88 den Wärmeentzug q pro Kilogramm durch diese Schicht durchstreichender Luft. Nun nimmt man für die oberste Schicht, deren Dicke uns wiederum unbekannt ist und vorerst auch nicht bekannt zu sein braucht, einen Temperaturverlust Δt etwa 1 bis 3 bis 5° an. Dann findet man nach Gl. (215) die Anzahl kg Luft ΔG , die pro Minute durch die oberste Gradierwerksschicht durchstreichen müssen, um die pro Minute durch diese Schicht rieselnde Wassermenge W von t' auf $t = t' - \Delta t$ abzukühlen. Mit dieser Temperatur tritt das Wasser in die zweite Schicht ein, und entnimmt man für diese Temperatur wieder aus Fig. 88 das neue q ; soll sich das Wasser in der zweiten Schicht wieder um ein Temperaturintervall Δt kühlen (wobei dieses Δt gleich groß wie das vorige oder verschieden davon gewählt werden kann), so ergibt die Gl. (215) wieder die Anzahl kg Luft ΔG , die pro Minute durch die zweite Schicht des Gradierwerkes strömen müssen. So setzt man die Rechnung Schicht per Schicht fort, bis man mit der Temperatur auf diejenige (t_0) kommt, auf die man das Wasser gekühlt haben will. Die Summe aller ΔG , d. h. $\Sigma(\Delta G)$ ist dann das Gewicht der ganzen Luft, die pro Minute zur Kühlung von W kg Wasser von t' auf t_0 durch das Gradierwerk gleichförmig verteilt horizontal durchströmen muß.

Als Beispiel berechnen wir den Luftbedarf für ein Gradierwerk für unsere 5000 P S_i Dampfanlage, wo also pro Minute $W = 17900$ kg Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ heruntergekühlt werden sollen. Die äußere Luft habe wieder eine Temperatur von 20° und sei zur Hälfte mit Feuchtigkeit gesättigt, so daß zum Abgreifen der verschiedenen Wärmemengen q wieder das Spezialdiagramm Fig. 91 dienen kann.

Das Wasser tritt mit $t' = 56^\circ$ in die oberste Schicht des Gradierwerkes; hierbei ist nach Fig. 91 $q = 73$ Kal. Soll sich nun das Wasser in dieser obersten Schicht um z. B. $\Delta t = 3^\circ$ abkühlen, so müssen durch diese Schicht nach Gl. (215) minutlich

$$\Delta G = \frac{W}{q} \cdot \Delta t = \frac{17900}{73} \cdot 3 = 730 \text{ kg}$$

Luft streichen.

Dann tritt das Wasser mit $t = 53^\circ$ in die zweite Schicht, wo es sich wieder um z. B. $\Delta t = 3^\circ$, also auf 50° kühlen soll; indem laut Fig. 91 für $t = 53^\circ$ $q = 61,5$ ist, sind hierzu

$$\Delta G = \frac{W}{q} \cdot \Delta t = \frac{17900}{61,5} \cdot 3 = 870 \text{ kg}$$

Luft erforderlich. Diese zweite Schicht muß also schon höher als die erste sein, damit bei gleicher Geschwindigkeit die vermehrte Luftmenge durchgehen kann.

So ergibt sich die folgende Rechnung für die aufeinander folgenden Schichten:

$t' = 56^\circ$	$q = 73 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{73} \cdot 3 = 730 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 53^\circ$
$t = 53^\circ$	$q = 61,5 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{61,5} \cdot 3 = 870 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 50^\circ$
$t = 50^\circ$	$q = 51,5 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{51,5} \cdot 3 = 1040 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 47^\circ$
$t = 47^\circ$	$q = 43,5 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{43,5} \cdot 3 = 1230 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 44^\circ$
$t = 44^\circ$	$q = 36 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{36} \cdot 3 = 1490 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 41^\circ$
$t = 41^\circ$	$q = 30,2 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{30,2} \cdot 3 = 1780 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 38^\circ$
$t = 38^\circ$	$q = 25 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{25} \cdot 3 = 2150 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 35^\circ$
$t = 35^\circ$	$q = 20,5 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{20,5} \cdot 3 = 2620 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 32^\circ$
$t = 32^\circ$	$q = 16 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 2^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{16} \cdot 2 = 2240 \text{ kg}$	$t - \Delta t = 30^\circ$
$t_0 = 30^\circ$		$\Sigma(\Delta t) = 26^\circ$	$G = \Sigma(\Delta G) = 14150 \text{ kg}$	

Es müssen also $G = 14150$ oder $\infty 14000 \text{ kg}$ Luft pro Minute durch das ganze Gradierwerk streichen, um in derselben Zeit $W = 17900 \text{ kg}$ Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ zu kühlen. Würde man das Gradierwerk z. B. 14 m hoch machen, so müßte durch jede Schicht von 1 m Höhe 1000 kg oder 800 cbm Luft strömen. Wie breit man hierzu das Gradierwerk machen müßte, oder welche minimale, immer als vorhanden vorauszusetzende Luftgeschwindigkeit man annehmen darf, bzw. man erfahrungsgemäß annimmt, werden wir später bei Besprechung der Größe der Kühlanlagen sehen.

Trägt man nach irgendeinem Maßstabe die verschiedenen Luftgewichte ΔG auf einer Vertikalachse von O aus abwärts auf und die zugehörigen Temperaturen t als Horizontale, so erhält man das Schaubild Fig. 92, wobei man auch annehmen kann, die Vertikalachse stelle die Höhe des Gradierwerkes vor, und sieht man aus dem Verlauf der Temperaturkurve, wie die Temperatur des sich kühlenden Wassers von oben nach unten abnimmt¹⁾.

¹⁾ Das gleiche Diagramm, Fig. 92, gilt auch für die Kühlung stehenden Wassers in einem Teiche, wenn dem Wasser keine Wärme zugeführt wird (z. B. auch für Kühlschiffe in Brauereien) und Luft über dasselbe gleichförmig hinzieht, wenn man nur die Ordinaten als die Werte der verlaufenden Zeit ansieht. Steht z. B. eine Wassermenge von 17900 l von anfänglich $t' = 56^\circ$ in dem Teiche, und streichen pro Minute z. B. 1000 kg Luft (von 20° und $\frac{1}{2}$ gesättigt) satt über dieses Wasser hin, so wird es sich

	in	5	10	15 Minuten
kühlen auf	$t = 42^\circ$		34°	29°
also in den	ersten		zweiten	dritten 5 Minuten
an Temperatur verlieren	14°		8°	5°

Im folgenden Abschnitt brauchen wir auch noch die Fortsetzung der t -Kurve Fig. 92 nach oben. Diese erhalten wir durch die folgende Rechnung, indem wir uns auf das vorhin bestimmte Gradierwerk

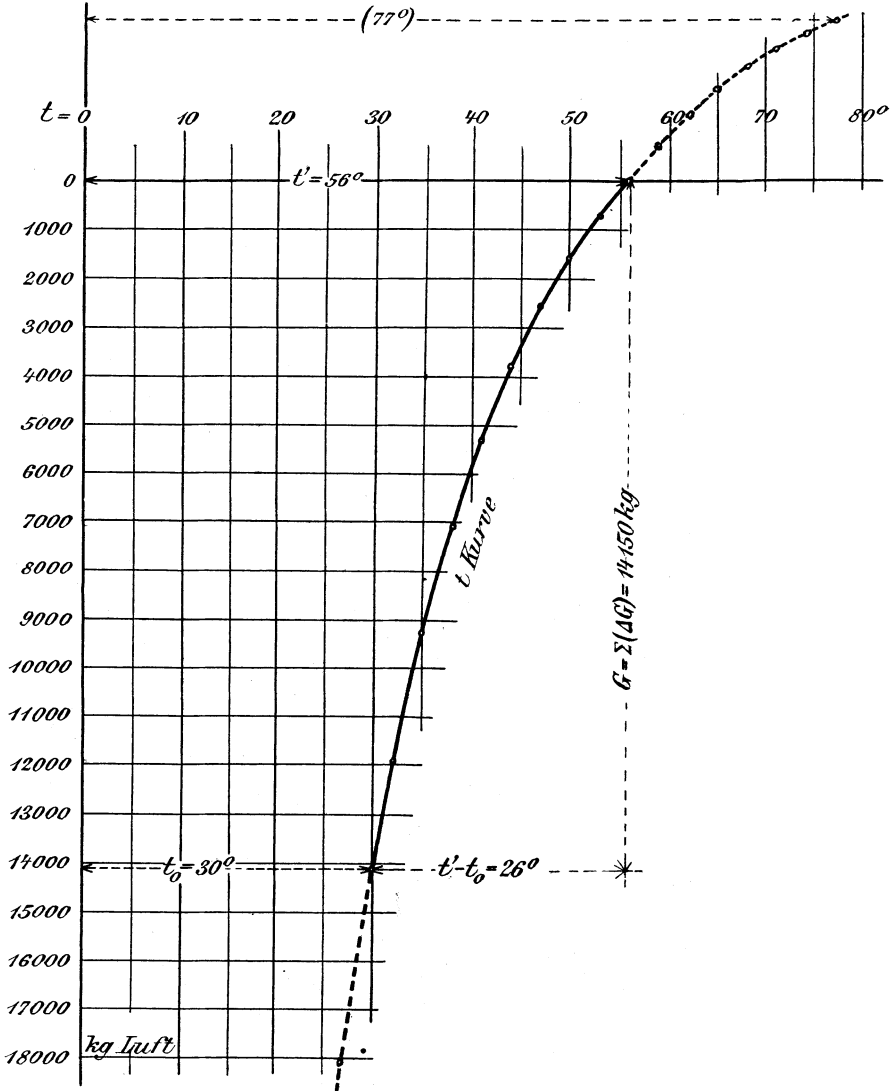


Fig. 92.

Würde man das Gradierwerk nach abwärts immer weiter verlängern (also dasselbe immer höher machen), so würde die Temperatur des gekühlten Wassers schließlich auf $t = 14^\circ$ kommen, weil — siehe Fig. 91 — die q_t Gerade für Luft von 20° und $\frac{1}{2}$ gesättigt die q_d -Kurve bei $t = 14^\circ$ schneidet. Die t -Kurve, Fig. 92, verläuft also unten asymptotisch in die Vertikale $t = 14^\circ$.

weitere Schichten sukzessive aufgelegt denken, in deren jeder die Temperatur des Wassers um Δt höher ist:

$t_0 = 56^\circ$	$q = 73 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{73} \cdot 3 = 730 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 59^\circ$
$t = 59^\circ$	$q = 86 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{86} \cdot 3 = 625 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 62^\circ$
$t = 62^\circ$	$q = 102 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{102} \cdot 3 = 526 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 65^\circ$
$t = 65^\circ$	$q = 120 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{120} \cdot 3 = 448 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 68^\circ$
$t = 68^\circ$	$q = 144 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{144} \cdot 3 = 373 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 71^\circ$
$t = 71^\circ$	$q = 170 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{170} \cdot 3 = 316 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 74^\circ$
$t = 74^\circ$	$q = 205 \text{ Kal.}$	$\Delta t = 3^\circ$	$\Delta G = \frac{17900}{205} \cdot 3 = 262 \text{ kg}$	$t + \Delta t = 77^\circ$
$t = 77^\circ$		$\Sigma(\Delta t) = 21^\circ$	$\Sigma(\Delta G) = 3280 \text{ kg}$	

Vergrößern wir sonach das Gradierwerk so, daß oben noch weitere 3280 kg Luft (immer von 20° und $\frac{1}{2}$ gesättigt) pro Minute durchgehen, so werden in dieser Vergrößerung die 17900 kg Wasser von 77° auf 56° gekühlt. Oder:

Bietet das Gradierwerk dem streichenden Luftzuge eine Fläche dar, daß pro Minute 14150 kg Luft durchgehen, so kühlen sich 17900 kg Wasser pro Minute von 56° auf 30° ; bietet das vergrößerte Gradierwerk dem Luftzuge eine — gleichgültig nach welcher Richtung — vergrößerte Fläche dar, daß pro Minute nun $14150 + 3280 = 17430 \text{ kg}$ Luft durchgehen, so dürften die 17900 kg Wasser mit 77° auf das Gradierwerk geschüttet werden, wenn sie unten auch wieder auf 30° gekühlt anlangen sollten.

2. Verschiedene Kühlwirkung bei verschiedener Wärmezufuhr aber gleichen Luftverhältnissen.

Ändert sich am Kühlwerk nichts, bleiben auch die Luftverhältnisse dieselben, wechselt aber der Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen, ist also die Wärmezufuhr in das Kühlwasser veränderlich, so ist es interessant zu erfahren, wie sich mit wechselndem Dampfverbrauch die Temperatur t_0 des gekühlten Wassers ändert, indem von dieser Temperatur, wie wir aus früherem wissen, der Effekt der Kondensation ganz wesentlich abhängt.

Wenn der Dampfverbrauch steigt, so wird das vom Kondensator auf das Kühlwerk kommende Wasser heißer, die darangelangende Luft erwärmt sich also auch mehr und nimmt auch mehr Dampf auf, sie wird also aus beiden Gründen leichter, d. h. die Differenz ihres spezifischen Gewichtes und desjenigen der umgebenden Luft und damit auch ihr Auftrieb wird größer, und damit entsteht ein verstärkter Luftzug nach oben.

Das gilt in vollem Umfange bei Kaminkühlern, bei denen der Luftzug eben ausschließlich und nur durch den Auftrieb der erwärmten Luft, durch die Zugwirkung des Kamines, hervorgebracht wird.

Bei offenen Kühlwerken, Kühlteichen, im Freien aufgestellten Streudüsen, Rieselkühlern, Gradierwerken usw. verhält sich die Sache nicht ganz so: Bei absoluter Ruhe der atmosphärischen Luft werden zwar die ans Wasser gelangten und dort warm gewordenen Luftteile auch in die Höhe steigen, infolge eintretender Wirbelbewegungen sich aber sofort mit der umgebenden Luft mischen und ihre Wärme so weit an diese abgeben, daß ein eigentlicher vertikaler Luftstrom, der immer neue Luft an dem Kühlwerk vorbeiziehen würde, gar nicht entsteht. (Ja sogar hindert die von den untern Partien eines Rieselkühlers, eines Gradierwerkes usw. aufsteigende, schon warm und feucht gewordene Luft den Zutritt seitlicher frischer Luft, die noch mehr wärmeaufnahmefähig gewesen wäre, verschwächt also eher die Kühlwirkung der Anlage.) Bei offenen Kühlern und bei absolut ruhender Luft wird man also auf einen wesentlich verstärkten Luftzug durch höher gewordene Temperatur des zu kühlenden Wassers nicht rechnen dürfen.

Nun ist aber, worauf wir schon hinwiesen, im Freien die Luft nur ganz ausnahmsweise und jeweilen nur für kurze Zeit absolut ruhig; im Gegenteil herrscht, auch bei stillem Wetter, immer ein leichter Luftzug. Dieser im Freien beinahe nie verschwindende Luftzug — ganz abgesehen von jenen Zeiten, wo merklicher Wind weht — bringt an ein offenes Kühlwerk bedeutend mehr frische Luft heran, als durch den verkümmerten Auftrieb der erwärmten Luft an ein solches herangezogen werden kann, und jener Einfluß überwiegt diesen so bedeutend, daß wir der Wahrheit wohl sehr nahe kommen, wenn wir sagen:

Die an ein offenes Kühlwerk gelangende Luftmenge ist unabhängig von der Temperatur des sich kühlenden Wassers und hängt nur ab von den atmosphärischen Luftverhältnissen.

Also werden bei gleichbleibenden Luftverhältnissen (gleichem Luftzug) an einen offenen Kühler immer gleichviel Kilogramm Luft gelangen und dort eine Wärmemenge q entziehen, die für die verschiedenen Wassertemperaturen bei verschiedenem Dampfverbrauch der Maschinen einfach wieder aus unserem Wärmediagramm Fig. 88 entnommen werden kann.

a) Rieselkühler.

Im letzten Kapitel S. 256 konnten wir nicht berechnen, wieviel das Vakuum sinkt, wenn bei einem offenen Oberflächenkondensator (mit Rieselkühler) der Dampfverbrauch der angeschlossenen Maschinen auf das Doppelte steigt, weil wir dort noch nicht berechnen konnten, welche höhere Temperatur t_2 das Rieselwasser annimmt, wenn es doppelt soviel Wärmeeinheiten in die umgebende Luft (unter sonst gleichen Verhältnissen, also bei gleicher Luftströmung, gleicher Lufttemperatur und gleichem Feuchtigkeitsgehalt der äußern Luft) abgeben muß, als es in der gleichen Zeit beim einfachen Dampfverbrauch abgeben

mußte, wo das Rieselwasser eine Temperatur von $t_1 = 33^\circ$ angenommen hatte. Die Berechnung dieser neuen Rieselwassertemperatur ist nun einfach: Sei — damit wir die Fig. 88 direkt benützen können — die Temperatur der Luft $= 30^\circ$, und sei sie zu $\frac{1}{3}$ mit Feuchtigkeit gesättigt, für welche Verhältnisse im Diagramm Fig. 88 die stark ausgezogene q_t -Gerade gilt, so greifen wir bei der Abszisse $t = t_1 = 33^\circ$ ab, daß jedes Kilogramm vorbeistreichender Luft dem Rieselwasser $q = 15$ Kal. entzogen hatte. Bei verdoppeltem Dampfverbrauch muß ihm jedes Kilogramm pro Zeiteinheit vorbeistreichender Luft — indem bei gleich stark oder gleich schwach gebliebener Luftströmung jetzt immer noch die gleiche Luftmenge vorbeiströmt wie vorhin — nun $q = 30$ Kal. entziehen. Aus dem Diagramm Fig. 88 greifen wir ab, daß das bei $t = 42^\circ$ der Fall ist. Die Temperatur des Rieselwassers wird also von $t_1 = 33^\circ$ auf $t_2 = 42^\circ$ steigen ¹⁾.

b) Offenes Gradierwerk.

Auf S. 301 haben wir gesehen, daß, wenn durch das Gradierwerk der Kondensation für die 5500 P S_i Maschinenanlage pro Minute $G = 14150$ kg Luft (von 20° und $\frac{1}{2}$ mit Feuchtigkeit gesättigt) zieht, diese Luft, wie verlangt, pro Minute $W = 17900$ kg Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ kühlt.

Frage: Wenn die minutliche Kühlwassermenge W die gleiche bleibt, wenn auch die äußeren Luftverhältnisse, Luftzug usw. sich nicht ändern, wenn also auch wieder pro Minute $G = 14150$ kg Luft von 20° und $\frac{1}{2}$ gesättigt durch das auch gleichgebliebene Gradierwerk streichen; wenn aber nun der Dampfverbrauch der kondensierten

¹⁾ Mit Kenntnis dieser Temperatur $t_2 = 42^\circ$, die wir aber, um bei den früheren Bezeichnungen zu bleiben, wieder t_1 nennen wollen, können wir nun unser im letzten Kapitel unerledigt gebliebenes Beispiel zu Ende rechnen. Sei wieder die Kühlfläche des Oberflächenkondensators $F = 390$ qm, der Wärmetransmissionskoeffizient $a = 1,50$, die minutliche Dampfmenge aber nun doppelt so groß als S. 83 angenommen, nämlich nun $D = 600$ kg, und die Rieselwassertemperatur, wie oben ausgerechnet, $t_1 = 42^\circ$, so findet man — ganz wie man S. 83 für den einfachen Dampfverbrauch gefunden — nach Gl. (51) die Temperatur im Kondensatorinnen

$$t' = \sqrt{\frac{570 D}{a F}} + t_1 = \sqrt{\frac{570 \cdot 600}{1,5 \cdot 390}} + 42 = 24 + 42 = 66^\circ$$

und damit den dieser Temperatur entsprechenden Dampfdruck

$$d_{t'} = d_{66^\circ} = 0,257 \text{ Atm.}$$

Wäre wieder — wie S. 83 — die minutliche Luftpumpenleistung $v_0 = 31$ cbm, während wieder pro Minute $L = 0,84$ cbm äußere Luft eindränge, so erhielte man bei doppeltem Dampfverbrauch der angeschlossenen Maschinen bei diesem Rieselkondensator einen Kondensatordruck

$$p_0 = \frac{L}{v_0} + d_{t'} = \frac{0,84}{31} + 0,257 = 0,027 + 0,257 = 0,284 \text{ Atm.}$$

während laut S. 83 dieser Kondensatordruck beim einfachen Dampfverbrauch der Maschinen $p_0 = 0,147$ Atm. war. Das Vakuum hat sich also um $0,137$ Atm. = $10,4$ cm verschlechtert.

Maschinen anhaltend auf das 1,50 fache steigt: welche Temperaturen $[t']$ und $[t_0]$ werden nun, nachdem der neue Beharrungszustand eingetreten ist, das heiße und das gekühlte Wasser annehmen? (Dabei schreiben wir die Größen, die sich mit dem gesteigerten Dampfverbrauch ändern, in eckigen Klammern, zur Unterscheidung der Größen, die sich dabei nicht ändern.)

Wenn beim einfachen Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen dem Kühlwasser pro Minute eine Wärmemenge von

$$W(t' - t_0) = W(56 - 30) = 26W \text{ Kal.}$$

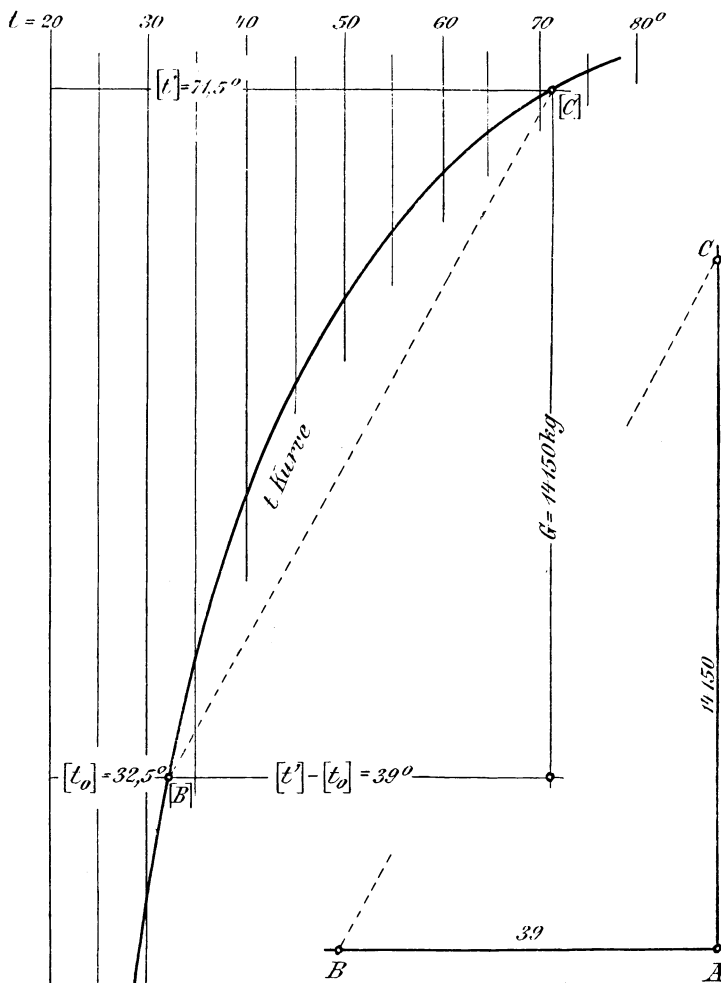


Fig. 93.

zugeführt wurde, so werden ihm beim 1,50 fachen Dampfverbrauch
 $1,50 \cdot 26 W = 39 W$ Kal.

zugeführt. Die Temperaturdifferenz zwischen dem heißen und dem gekühlten Wasser, die vorher 26° betrug, wird also steigen auf

$$[t'] - [t_0] = 39^{\circ}.$$

Diese Temperatur trage man — Nebenfigur zu Fig. 93 — in dem in Fig. 92 für die Temperaturen gewählten Maßstabe auf dem horizontalen Schenkel AB eines rechtwinkligen Dreiecks auf, während man die $G = 14150$ kg Luft, die nach wie vor pro Minute durch das Gradierwerk gehen, in dem für diese Luftgewichte gewählten Maßstabe auf dem vertikalen Schenkel AC jenes Dreiecks aufträgt.

Zeichnet man nun in der Hauptfigur Fig. 93 nochmals die t -Kurve der Fig. 92 ab und verschiebt das Dreieck ABC parallel sich selbst so, daß die Punkte B und C in jene t -Kurve fallen, so ist aus der Entstehungsweise der Fig. 92, also auch der von ihr kopierten Fig. 93, leicht zu verstehen, daß die zu den Punkten $[B]$ und $[C]$ gehörigen Temperaturen diejenigen des heißen bzw. des gekühlten Wassers bei dem gesteigerten Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen sind.

Während also beim einfachen Dampfverbrauch, nachdem Beharrungszustand eingetreten, das Wasser mit $t' = 56^{\circ}$ aus dem Kondensator und auf das Gradierwerk kommt, sich beim Herunterrieseln über dieses auf $t_0 = 30^{\circ}$ kühlt und so wieder dem Kondensator zugeführt wird, steigt beim anhaltend auf das Anderthalbfache gesteigerten Dampfverbrauch die Temperatur des aus dem Kondensator kommenden heißen Wassers so lange, bis sie auf $[t'] = 71,5^{\circ}$ gekommen, und kühlt sich dann das Wasser auf dem Gradierwerk auf $[t_0] = 32,5^{\circ}$. Trotz dem um 50% gestiegenen Dampfverbrauch ist also die Temperatur des auf dem Gradierwerk gekühlten Wassers nur um

$$[t_0] - t_0 = 32,5 - 30 = 2,5^{\circ}$$

gestiegen.

c) Kaminkühler.

Auch bei einem Kaminkühler können wir die neuen Temperaturen $[t']$ und $[t_0]$ des heißen und des gekühlten Wassers berechnen, wenn der Dampfverbrauch vom einfachen auf z. B. den 1,50 fachen gestiegen ist, vorausgesetzt, das durchziehende Luftgewicht G sei das gleiche geblieben, es werde also etwa durch einen Ventilator mit konstanter Umdrehzahl geliefert.

Auf S. 294 haben wir gesehen, daß, wenn in dem Kaminkühler unserer 5500 PS_i Dampfanlage pro Minute $G = 6370$ kg Luft von 20° und $\frac{1}{2}$ gesättigt durch die minutliche Kühlwassermenge $W = 17\,900$ kg durchgeht, dann dem Wasser pro Minute die Wärmemenge $Q = 465\,000$ Kal. entzogen und dasselbe von $t' = 56^{\circ}$ auf $t_0 = 30^{\circ}$ gekühlt wird.

Ist nun der Dampfverbrauch der Maschinen auf den 1,50 fachen gestiegen, so sind dem Wasser pro Minute zu entziehen

$$[Q] = 1,5 \cdot 465\,000 = 700\,000 \text{ Kal.}$$

und zwar voraussetzungsgemäß wieder durch minutliche $G = 6370$ kg Luft. Also muß nun 1 kg Luft dem Wasser entziehen

$$[q] = \frac{[Q]}{G} = \frac{700000}{6370} = 110 \text{ Kal.}$$

Aus dem Diagramm Fig. 91 greifen wir ab, daß das bei $[t'] = 63^\circ$ der Fall ist. Die Temperatur des heißen Wassers steigt also durch den gesteigerten Dampfverbrauch von 56° auf 63° . Aus der Wärmeleichung

$$[Q] = W ([t'] - [t_0])$$

findet sich die Temperaturdifferenz

$$[t'] - [t_0] = \frac{[Q]}{W} = \frac{700000}{17900} = 39^\circ$$

also die Temperatur des gekühlten Wassers

$$[t_0] = [t'] - 39 = 63 - 39 = 24^\circ$$

während diese beim einfachen Dampfverbrauch $= 30^\circ$ war. Der Kaminkühler kühlt nun die gleiche Wassermenge, wenn sie mit höherer Temperatur oben eintritt, tiefer ab, weil nun in den oberen Schichten bei heißerem Wasser wegen des dort stark anwachsenden Wertes von q dem Wasser von der gleichen Luftmenge viel mehr Wärme entzogen wird.

Würde — nur um noch das weitere Verhalten solcher Kaminkühler zu zeigen — der Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen noch mehr, z. B. auf den doppelten steigen, so wären dem Wasser $[Q] = 2 \cdot 465\,000 = 930\,000$ Kal. zu entziehen; also müßte 1 kg Luft dem Wasser entziehen

$$[q] = \frac{[Q]}{G} = \frac{930000}{6370} = 146 \text{ Kal.}$$

Das fände laut Diagramm Fig. 91 statt bei der Heißwassertemperatur $[t'] = 68^\circ$. Das ergäbe die Temperaturdifferenz

$$[t'] - [t_0] = \frac{[Q]}{W} = \frac{930000}{17900} = 52^\circ$$

also die Temperatur des gekühlten Wassers

$$[t_0] = [t'] - 52 = 68 - 52 = 16^\circ.$$

Kommt also das Wasser mit einer Temperatur von $t' = 56^\circ$ in unsern Kühler, so kühlt es sich auf $t_0 = 30^\circ$; kommt es mit $t' = 63^\circ$ in jenen, so kühlt es sich auf $t_0 = 24^\circ$, und kommt es mit $t' = 68^\circ$ in den Kühler, so verläßt es ihn mit $t_0 = 16^\circ$.

Die merkwürdige Eigenschaft solcher Kaminkühler, heißeres Wasser bei gleichbleibender Luft- und Wassermenge tiefer abzukühlen als weniger heißes Wasser, veranlaßt uns, die Temperaturen t_0 des unten gekühlt austretenden Wassers noch für einige weitere Temperaturen t' des oben eingeführten heißen Wassers zu berechnen, um eine Übersicht über diese Verhältnisse zu gewinnen:

Trete das Wasser oben mit z. B. $t' = 42^\circ$ ein, so entzieht ihm jedes Kilogramm durchstreichender Luft laut Diagramm Fig. 91 $q = 32$ Kal. Also entziehen ihm die $G = 6370$ kg Luft $Q = 6370 \cdot 32 = 204\,000$ Kal. Dadurch kühlt sich das Wasser um $t' - t_0 = \frac{204\,000}{17\,900} = 11^\circ$, also auf $t_0 = t' - 11 = 42 - 11 = 31^\circ$.

Tritt das Wasser oben mit $t' = 28^\circ$ ein, so entzieht ihm jedes Kilogramm Luft laut Diagramm Fig. 91 noch $q = 12$ Kal.; also werden ihm im ganzen entzogen $Q = 12 \cdot 6370 = 76\,400$ Kal. Dies bewirkt eine Abkühlung von $t' - t_0 = \frac{76\,400}{17\,900} = 4^\circ$, also auf $t_0 = 28 - 4 = 24^\circ$.

Würde das Wasser oben mit $t' = 14^\circ$ aufgeschüttet, so entzieht ihm die Luft keine Wärme mehr, weil in Diagramm Fig. 91 die q_t -Gerade und die q_d -Kurve sich bei $t = 14^\circ$ schneiden, dort also die zwischen Wasser und Luft ausgetauschte Wärme $q = 0$ ist; das Wasser würde also mit $t' = t_0 = 14^\circ$ unten aus dem Kühler austreten, wie es oben eingetreten ist.

Und träte endlich das Wasser oben mit $t' = 0^\circ$ in den Kühler, für welche Temperatur das Diagramm Fig. 91 $q = -7$ Kal. zeigt, so entzieht ihm die Luft die negative Wärme $Q = -7 \cdot 6370 = -44\,600$ Kal., d. h. die 20° warme und zu $\frac{1}{2}$ mit Feuchtigkeit gesättigte Luft wärmt das 0° kalte Wasser, und zwar um

$$t' - t_0 = \frac{Q}{W} = -\frac{44\,600}{17\,900} = -2,5^\circ$$

woraus $t_0 = t' + 2,5 = 0 + 2,5 = 2,5^\circ$; das Wasser tritt nun also auf $+2\frac{1}{2}^\circ$ erwärmt aus.

Im untern Teil der Fig. 94 tragen wir nun in einem rechtwinkligen Koordinatensysteme die verschiedenen hier ausgerechneten zusammengehörigen Werte von t' und t_0 zu einem Schaubilde ein, die Heißwassertemperaturen t' als Abszissen und die zugehörigen Temperaturen t_0 des gekühlten Wassers als Ordinaten, und erhalten so die t_0 -Kurve.

Tritt das zu kühlende Wasser mit einer von 0° an steigenden Temperatur t' ein, so steigt auch die Temperatur t_0 des austretenden gekühlten Wassers; aber nur, bis jene etwa $t' = 48^\circ$ geworden, wo diese ein Maximum von etwa $t_0 = 32^\circ$ erreicht. Steigt dann die Temperatur t' des zu kühlenden Wassers noch weiter, also über 48° hinaus, so sinkt die Temperatur t_0 des gekühlten Wassers wieder.

Im obern Teile der Fig. 94 sind noch die Temperaturverluste $t' - t_0$ selber als Ordinaten zu den Temperaturen t' als Abszissen aufgetragen. Man erkennt, wie die Temperaturverluste $t' - t_0$, der Kühleffekt des Kühlers, mit wachsender Temperatur t' des aufgebrachtten warmen Wassers immer mehr ansteigen, wie es offenbar auch der Fall sein muß.

Es ist nicht zu vergessen, daß sich alles das nur auf den Fall bezieht, daß immer gleichviel Kilogramm Luft pro Minute durch den Kühler gehen, daß also die Luft etwa zwangsweise von einem Ventilator mit konstanter Umdrehzahl geliefert werde. Wird aber die Luftbeischaffung

der natürlichen Zugwirkung des Kamins überlassen, so ist das pro Zeiteinheit durchgesogene Luftgewicht nicht konstant: bei heißerem Wasser wird die Luft im Kamine wärmer und dampfreicher, aus beiden Gründen also leichter, also deren Auftrieb größer, und nimmt daher die Luftgeschwindigkeit im Kamine unbedingt zu. Indem aber die wärmere und dampfreichere Luft nun auch verdünnter geworden, ist mit der vermehrten Luftgeschwindigkeit im Kamin nicht auch unbedingt eine Vermehrung des durchgehenden Luftgewichtes verbunden, vielmehr bleibt noch zu untersuchen, wie sich dieses Gewicht mit der Temperatur im Kamine, also mit t' , ändert. Hiervon wird in dem Abschnitte über die Zugwirkung der Kaminkühler die Rede sein.

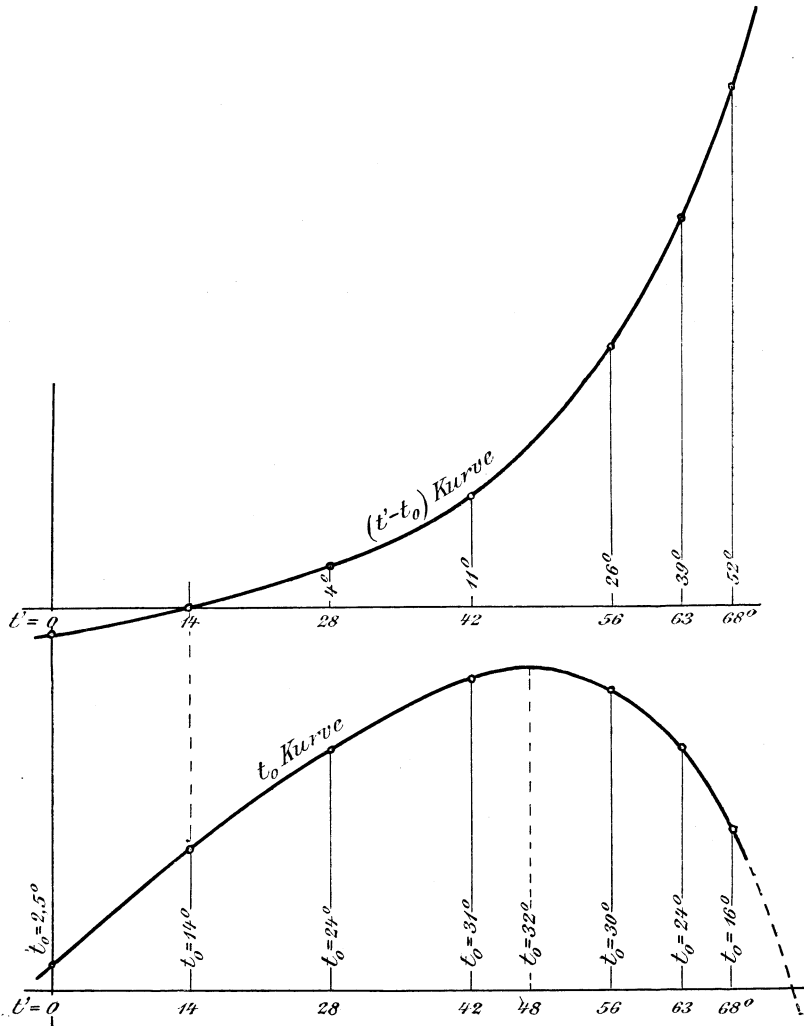


Fig. 94.

3. Nötiger Umfang der Kühlwerke.

Nachdem wir die nötige minutliche Luftmenge G kg oder V cbm zur minutlichen Kühlung von W kg Wasser von t' auf t_0 bestimmt haben, können wir nun sofort auch die nötige Querschnittfläche F qm des Kühlwerks senkrecht zur Richtung der durchstreichenden Luft, oder also senkrecht zur Windrichtung — bei einem offenen Gradierwerk also Länge \times Höhe desselben, bei einem Kaminkühler dessen Grundrißfläche — bestimmen, wenn wir die Windgeschwindigkeit w m/sek. kennen oder erfahrungsgemäß annehmen; es wäre

$$F = \frac{V}{60 w} \dots \dots \dots (216)$$

Dann hätte man noch die Dicke d der wasserdurchrieselten Schichten des Kühlwerkes, in der Windrichtung gemessen — bei einem Gradierwerk also die horizontale Tiefe desselben, bei einem Kaminkühler die vertikale Höhe der Einlagen in demselben — erfahrungsgemäß so zu bestimmen, daß die durchgehenden Luftteilchen wiederholt und genügend oft an herabrieselnde Wasserteilchen stoßen, um sich wirklich — oder doch annähernd — auf die Wassertemperatur erwärmen und mit Feuchtigkeit sättigen zu können. Damit, d. h. mit der Querschnittsfläche F und der Dicke d , wären die drei Dimensionen des eigentlichen Kühlwerkes im großen und ganzen bestimmt.

Dabei ist die Bestimmung der nötigen Querschnittsfläche F weitaus wichtiger als die der nötigen Dicke d . Diese letztere soll die genügende Zerteilung des herabrieselnden Wassers ermöglichen, und wird man die dazu nötige Dicke d meistens schon durch richtig ausgebildetes konstruktives Gefühl angemessen wählen. Von der Größe der Querschnittsfläche F hängt es dagegen ab, ob die früher berechnete Luftmenge, die als unbedingt nötige Minimalluftmenge zu betrachten ist, bei einer zur Verfügung stehenden oder herstellbaren Windgeschwindigkeit überhaupt an das Kühlwerk heran- und durch dasselbe hindurchgebracht werden kann oder nicht. Ist jene Fläche F zu klein, so daß eben nicht mindestens die berechnete Luftmenge durchstreicht, so nützt es nichts, wenn auch die Dicke d noch so groß und die Wasserverteilung noch so gut angeordnet ist: die beabsichtigte Kühlwirkung wird dann eben nicht erreicht, sondern nur eine kleinere. Sei beispielsweise der mittlere Durchmesser der Wassergarbe einer Körtingschen Streudüse 4 m, deren mittlere Höhe = 3 m, also die einer horizontal hinstreichenden Luft dargebotene Querschnittsfläche $F = 4 \cdot 3 = 12$ qm, und wäre eine nach früherem bestimmte Luftmenge von z. B. 24 cbm pro Sekunde zu einer bestimmten, beabsichtigten Kühlwirkung nötig, so würde diese erreicht, wenn die Windgeschwindigkeit $w \geq 2$ m/sek. wäre. Sobald die Windgeschwindigkeit aber unter 2 m sinkt, kann die beabsichtigte Kühlwirkung nicht völlig erreicht werden, trotzdem die Wasserzerteilung bei solch einer Düse doch die denkbar beste ist, weil nun eben zu wenig Luft durchgeht und dem Wasser zu wenig Wärme entführt, während, wenn mehr Luft durchginge, diese auch dem Wasser,

eben vermöge dessen feiner Zerteilung, auch mehr Wärme entführen könnte und dies auch tun würde. — Ganz gleich würde es sich auch mit einem ins Freie gestellten, also nicht mit Kamin überbauten, Rieselkühler verhalten. Bedürfte dieser zur beabsichtigten Kühlwirkung wieder des Vorbeistreichens von 24 cbm Luft pro Sekunde, und würde die Projektion seines Umrisses auf eine Ebene senkrecht zur Windrichtung wieder eine Fläche von 12 qm einschließen, so könnten eben die benötigten 24 cbm Luft erst bei einer Windgeschwindigkeit von 2 m/Sek. an ihn herangelangen, möchte seine Oberfläche im Detail noch so künstlich ausgeklügelt, mit Rippen, Rippchen, Drahtbürsten, Spiraldrähten usw. versehen sein.

Wir beschränken uns infolgedessen auf die Bestimmung der nötigen Querschnittsfläche F eines Kühlwerkes senkrecht zur Richtung der durchstreichenden Luft, und zwar bei den zwei Hauptarten von Kühlwerken, bei offenen Gradierwerken und bei Kaminkühlern. Näherungsweise kann man dann Streudüsen und Rieselkühler — aber mit einer konstanten Mitteltemperatur t des Wassers — in die erstern einreihen, wenn sie im Freien stehen, und in die letztern, wenn sie mit einem Zug erzeugenden Kamine überbaut sind.

Indem bei Gradierwerken die Richtung der durchstreichenden Luft horizontal, bei Kaminkühlern vertikal ist, geht unsere Querschnittsfläche F über bei erstern in die Ansichtsfläche des Gradierwerkes, bei letztern in die Grundrißfläche oder kurz Grundfläche des Kaminkühlers, und wollen wir sie im folgenden auch so bezeichnen.

a) Nötige Ansichtsfläche F bei Gradierwerken.

Nachdem im Freien wohl nur ganz selten absolute Bewegungslosigkeit der Luft, absolute Windstille, vorhanden ist, brauchte man

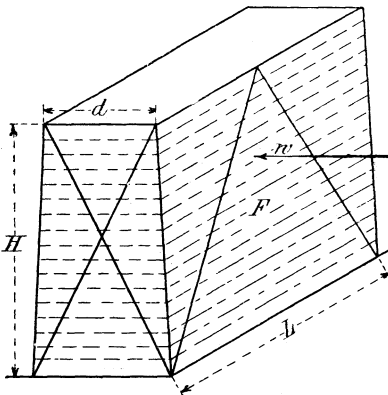


Fig. 95.

bloß eine minimale Luftgeschwindigkeit $w_{min.}$ anzu-nehmen, unter die die Windgeschwindigkeit sozusagen nie sinken wird, um mit dieser nach Gl. (216) die der Windrichtung entgegengesetzte Fläche F ($= H \cdot L$, Fig. 95,) des Gradierwerkes bestimmen zu können, die dann unter allen Umständen für die verlangte Kühlwirkung genügen würde. Indem jedermann zwar wohl unterscheidet zwischen leisem Wind, starkem Wind, Sturm usw., einem aber das Gefühl über die dabei herrschende Luftgeschwindigkeit im Stiche läßt, geben wir hier nach

Prof. Bebbler (Meteorologie, Leipzig, J. J. Weber, 1893) die Beaufortsche Windskala, die jene Windgeschwindigkeiten angibt:

0. Windstille	$w = 0$	m/sek.
1. leiser Zug	2	„
2. leichter Wind	3,4	„
3. schwacher Wind	5,2	„
4. mäßiger Wind	7,2	„
5. frischer Wind	9,5	„
6. starker Wind	11,8	„
7. steifer Wind	14,2	„
8. stürmischer Wind	16,5	„
9. Sturm	19	„
usw. usw. usw.		

Nähme man nun als untere Grenze der Luftbewegung das an, was die Meteorologen „leisen Zug“ nennen, also $w = 2$ m/sek., so käme nach Gl. (216) die nötige Ansichtsfläche des Gradierwerkes:

$$F = \frac{V}{60 \cdot 2} = \frac{V}{120}.$$

Und würde man der Sicherheit halber annehmen, die geringste vorkommende Windgeschwindigkeit sinke bis auf die Hälfte des „leisen Zuges“, also auf $w = 1$ m/sek., so käme

$$F = \frac{V}{60}$$

also doppelt so groß als vorhin.

Man erkennt, daß man mit solchen „Annahmen“ der geringsten Luftzuggeschwindigkeit ganz im Unsichern bleibt. Viel sicherer ist es, den umgekehrten Weg einzuschlagen, von ausgeführten Gradierwerken (also gegebenem F) auszugehen, die auch bei sogenanntem windstillen Wetter tatsächlich noch genügend gekühlt haben, und für diese nach früherem die nötige Luftmenge V für mittlere, nicht zu günstige Verhältnisse zu berechnen, woraus dann umgekehrt die Luftzuggeschwindigkeit

$$w_{min.} = \frac{V}{60 F} \dots \dots \dots (217)$$

folgt, die nicht unterschritten worden sein kann, weil sonst das Gradierwerk zuzeiten nur ungenügend gekühlt haben würde. Die so aus Erfahrung bestimmte Minimalgeschwindigkeit führt man dann in Gl. (216) ein und erhält damit Gradierwerkdimensionen, wie sie sich erfahrungsgemäß bewährt haben.

Der Verfasser hat sich schon vor Jahren aus spärlichen Daten die grobe, empirische Regel zur Bestimmung der Ansichtsfläche F von Gradierwerken aufgestellt:

$$F = 26 \left(\frac{W}{1000} \right) \dots \dots \dots (218)$$

Er hat also die Fläche F proportional der zu kühlenden Kühlwassermenge gesetzt und für jeden pro Minute zu kühlenden cbm Wasser 26 qm Ansichtsfläche gegeben. Nach dieser Regel ist eine Anzahl offener Gradierwerke ausgeführt worden, und war deren Kühl-

wirkung immer eine genügende, d. h. kühlten sie das Wasser auch bei ungünstiger Witterung noch von etwa 60 bis 65° auf 30 bis 35°¹⁾. Hier- nach hätte das Gradierwerk für die Kondensation unserer 5500 PS; Maschinenanlage, das wir S. 300 behandelten, indem es per Minute $\frac{W}{1000} = 17,9$ cbm zu kühlen hat, eine Ansichtsfläche erhalten von

$$F = 26 \cdot 17,9 = 465 \text{ qm.}$$

(Hätte man dessen Höhe z. B. $H = 12$ m gemacht, so hätte dessen Länge $L = \frac{465}{12} = 38,7 = \approx 40$ m sein müssen.)

Nun ist aber der notwendige minutliche Luftbedarf dieses Gradierwerkes, und zwar wenn die Luft 20° hat und zur Hälfte gesättigt ist, S. 301 berechnet worden zu

$$G = 14\,150 \text{ kg, oder } V = 0,8 G = 11\,300 \text{ cbm.}$$

Setzen wir diese beiden Zahlen für F und V in Gl. (217) ein, so erhalten wir

$$w_{min.} = \frac{11\,300}{60 \cdot 465} = 0,40 \text{ m/Sek.}$$

als diejenige kleine Luftgeschwindigkeit, die schon genügt, um einem Gradierwerk genügend Luft zur erfordernten Kühlung zuzuführen, wenn das Gradierwerk der Windrichtung seine Breitseite bietet, und welche Geschwindigkeit w_{min} entsprechend größer wird — aber auch bei den ausgeführten Gradierwerken entsprechend größer gewesen sein

¹⁾ Das Verhältnis $F: \frac{W}{1000}$, das oben = 26 angenommen ist, schwankt übrigens in der Praxis gänzlich bedeutend; so sind dem Verfasser z. B. zwei Gradierwerke bekannt, jedes für die Kühlung von 13 cbm Wasser pro Minute bestimmt: beim einen Gradierwerk (A) ist $F = 21 \frac{W}{1000}$, und beim andern (B) ist $F = 35 \frac{W}{1000}$. Es hat also A nur $\frac{21}{26} = 0,81$, B dagegen $\frac{35}{26} = 1,34$ soviel Ansichtsfläche, als das nach unserer Regel bestimmte Gradierwerk, das wir das „normale“ nennen wollen, bekommen hätte. Es geht also — bei sonst gleichen Luftzugverhältnissen — durch A nur 0,81, durch B dagegen 1,34 mal soviel Luft pro Minute durch, als durch das normale durchgegangen wäre. Beträge die letztere Luftmenge z. B. 14150 kg und hätte die Luft 20° und wäre zu $\frac{1}{2}$ mit Feuchtigkeit gesättigt, so hätte sie laut Diagr. Fig. 92 eine minutliche Wassermenge von 17900 kg von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ gekühlt. Nun gehen beim Gradierwerk A nur $0,81 \cdot 14150 = 11\,700$ kg/Min. Luft durch, welche laut Fig. 92 das Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 32,5^\circ$ kühlen würden; beim Gradierwerk B gehen dagegen $1,34 \cdot 14150 = 19\,000$ kg/Min. Luft durch, welche wieder nach Fig. 92 das Wasser von $t' = 56$ auf $t_0 = 27^\circ$ kühlen würden. Trotz der großen Verschiedenheit der Kühlfläche ist also der Kühleffekt nicht sehr verschieden; es rührt das daher, daß, um die Temperatur t_0 des gekühlten Wassers nur um wenige Grade zu erniedrigen, schon bedeutend mehr Luft durch das Gradierwerk strömen muß (Fig. 92), daß es also schon bedeutend höher oder bedeutend breiter oder beides zusammen sein muß. Die Umkehrung dieses Satzes ergibt aber, daß eine ziemliche Vergrößerung oder Verkleinerung der Ansichtsfläche eines Gradierwerkes einen Unterschied von nur wenigen Graden in der Temperatur des gekühlten Wassers hervorbringt.

muß, indem sie sonst nicht genügend gekühlt hätten —, wenn der horizontale Wind schräg zur Breitseite des Gradierwerkes streicht.

Führen wir diesen Wert der erfahrungsmäßig immer vorhandenen Windgeschwindigkeit $w_{min} = 0,40$ in Gl. (216) ein, so erhalten wir die nötige Ansichtsfläche eines offenen Gradierwerkes in Quadratmetern

$$F = \frac{1}{24} V \dots \dots \dots (219)$$

wo V die nach früherem zu berechnende minutliche Minimalluftmenge in Kubikmetern bedeutet, die nötig ist, um pro Minute W kg Wasser von t' auf t_0 abzukühlen oder also dem Wasser $Q = W (t' - t_0)$ Kal./Min. zu entziehen.

Wir haben somit zwei verschiedene Formeln gegeben zur ungefähren Größenbestimmung solcher offenen Gradierwerke:

Nach der groben Faustformel (218), welche nur auf die Wassermenge W abstellt, für die zu entziehende Wärmemenge und für die Temperaturregion, in welcher dieser Entzug stattfinden soll, aber nur konstante Mittelwerte zugrunde legt, nach dieser groben Formel wird man rechnen, wenn die Aufgabe des Gradierwerkes nicht näher bestimmt ist, wenn es also nur W kg/Min. Wasser „wie üblich“ kühlen soll.

Nach der rationellern Formel (219) dagegen wird man rechnen, wenn die Aufgabe des Gradierwerkes näher präzisiert ist. Man findet dann, daß für die gleiche zu kühlende Wassermenge W die Ansichtsfläche F des Gradierwerkes nicht nur größer sein muß, wenn unter sonst gleichen Umständen die zu entziehende Wärmemenge Q größer ist — das versteht sich von selber —, sondern das F auch insbesondere größer — und erheblich größer — gemacht werden muß, in einer um so tieferen Temperaturregion jene Wärmemenge Q entzogen werden soll, d. h. je niedriger die Temperatur t' ist, mit der das heiße Wasser auf das Gradierwerk gelangt, und je niedriger die Temperatur t_0 ist, auf die es im Gradierwerk gekühlt werden soll.

Natürlich sind die Erfahrungszahlen 26 bzw. $\frac{1}{24}$ der empirischen Formeln (218) bzw. (219) und auch diese selber nicht als feststehende zu betrachten, sondern nur als zur Zeit ungefähr passende Werte ergebende, und auch nur für Gradierwerke, deren Grundriß $L \cdot d$ (Fig. 95) ein langgestrecktes Rechteck bildet, also für lange und schmale Gradierwerke mit höchstens zwei Vertikalreihen Rieseleinlagen hintereinander, deren Tiefe d zusammen nicht über etwa 2—4 m beträgt. Für mehrreihige Gradierwerke mit erheblich größerem d , deren Kühlwirkung aber nach unserer Anschauung durchaus nicht proportional der Vergrößerung der Tiefe d wachsen kann, und die auch seltener angewendet werden, würden unsere Formeln (218) und (219) nicht passen.

b) Grundfläche F bei Kaminkühlern.

Indem bei geschlossenen Kühlern, zu denen eben auch die Kamin-kühler gehören, die Luft durch die wasserberieselten Einlagen zwangsweise durchgeschafft, sei es durch einen Ventilator durchgedrückt, oder durch einen übergebauten Kamin durchgesogen wird, hat man die Wahl der Windgeschwindigkeit w in Gl. (216) in der Hand; je größer man

w wählt, um so kleiner wird die benötigte Grundfläche F , dagegen um so höher muß der Kamin oder um so stärker der Ventilator sein, um die benötigte größere Geschwindigkeit w zu schaffen, und dies um so mehr, als auch der Widerstand, den jene wasserberieselten Einlagen der durchströmenden Luft entgegensetzen, proportional mit dem Quadrate der Luftgeschwindigkeit zunimmt. Aus diesem Grunde schon geht man mit der Größe der Grundfläche F nicht unter ein gewisses Maß hinab. Dazu kommt noch, daß die Grundfläche groß genug sein muß, um dem herabrieselnden Wasser genügend Ausbreitung zu seiner feinen Zerteilung geben zu können. Es empfiehlt sich wieder, die lichte Grundfläche F proportional der zu kühlenden Wassermenge, d. h.

$$F = a \cdot \frac{W}{1000}$$

zu setzen und den Faktor a wieder erfahrungsgemäß aus ausgeführten Anlagen zu bestimmen. In seiner wiederholt angeführten Arbeit gibt Eberle den durchschnittlichen Wert dieses Faktors für Kaminkühler (also ohne Ventilatoren), wie er ihn durch Umfrage ermittelt habe, zu $a = 15-18$ an. An einer Anzahl teils ausgeführter, teils mit Garantieübernahme offerierter Kaminkühler hat der Verfasser diesen Durchschnittswert bestätigt gefunden, obschon — wie sehr begreiflich — einzelne Abweichungen (nach abwärts bis zu $a = 8,5$ und nach aufwärts bis zu $a = 22$) vorkommen. Für geschlossene Kühler mit Ventilator hat nach Eberle der Faktor a einen nur etwa halb so großen Wert. Solche Ventilator Kühler, die auch nur selten mehr gebaut werden, schließen wir aus unsern weiteren Betrachtungen aus; sie wären ganz gleich zu behandeln wie Kaminkühler, nur daß man alle Querschnitte nur etwa halb so groß, alle Windgeschwindigkeiten also etwa doppelt so groß annehmen und danach den Ventilator bestimmen würde.

Mit dem Mittelwert $a = 16,5$ kann man die nötige Grundfläche bei Kaminkühlern zu

$$F = 16,5 \left(\frac{W}{1000} \right) \dots \dots \dots (220)$$

annehmen. Danach würde der Kaminkühler für unsere immer betrachtete 5500 PS_i Dampfanlage, der pro Minute $W = 17900$ kg Wasser von 56 auf 30° zu kühlen hatte, eine Grundfläche erhalten von

$$F = 16,5 \cdot 17,9 = 296 \text{ qm.}$$

Hätte die Luft eine Temperatur von 20°, und wäre sie zur Hälfte mit Feuchtigkeit gesättigt gewesen — eine Annahme, die uns nicht auf zu günstige Verhältniszahlen führt —, so hätte man nach S. 294 zur beabsichtigten Kühlung eine minutliche Luftmenge von

$$G = 6370 \text{ kg} \quad \text{oder} \quad V = 0,8 G = 5100 \text{ cbm}$$

gebraucht. Deren vertikale Geschwindigkeit unten beim Eintritt in den Kaminquerschnitt F , aber noch bevor sich die Luft durch die Einlagen des Kühlers verteilt — es ist das also bloß eine ideelle Geschwindig-

keit, was aber für den hier verfolgten Zweck nichts ausmacht, indem sie wieder aus der Rechnung herausfällt —, wäre also gewesen

$$w = \frac{V}{60 F} = \frac{5100}{60 \cdot 296} = 0,287 \text{ m/Sek.}$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (216) ein, so erhält man die nötige Grundfläche von Kaminkühlern rund zu

$$F = \frac{1}{17} V \dots \dots \dots (221)$$

wo V wieder die nach früherm direkt aus dem Wärmeaustauschdiagramm hervorgehende minutliche Luftmenge in Kubikmetern bedeutet, die erforderlich ist, um W kg Wasser pro Minute von t' auf t_0 zu kühlen, und zwar unter der Voraussetzung, die Luft erwärme sich völlig auf die Heißwassertemperatur t' .

Wir haben also zur Berechnung der Grundfläche F von Kaminkühlern auch zwei Formeln, eine grobe Mittelwertsformel (220) und eine rationellere Formel (221); die gleichen Bemerkungen, die wir zu den analogen Formeln (218) und (219) für Gradierwerke machten, gelten auch hier.

4. Zugwirkung des Kamines bei Kaminkühlern.

a) Wirksame Saughöhe, Luftgeschwindigkeit, durchgezogenes Luftgewicht.

Bedeutet in Fig. 96;

- d die Höhe der wasserdurchrieselten Schichten im Kaminkühler,
- h die Höhe des darübergebauten Kamines in m,
- w_1 die mittlere Luftgeschwindigkeit in m/Sek. in der halben Höhe des Kamines,
- F_1 die mittlere Querschnittsfläche des Kamines in jener Höhe,
- γ_a das Gewicht von 1 cbm Außenluft von der Temperatur t_a und mittlerem Feuchtigkeitsgehalt,
- γ das Gewicht von 1 cbm gesättigtem Dampf von der Temperatur t und dem Drucke d_t Atm. oder 10 333 d_t kg/qm,
- γ_i das Gewicht von 1 cbm Luft von der Temperatur t und einem Drucke $l = (1 - d_t)$ Atm. oder 10 333 $(1 - d_t)$ kg/qm, also

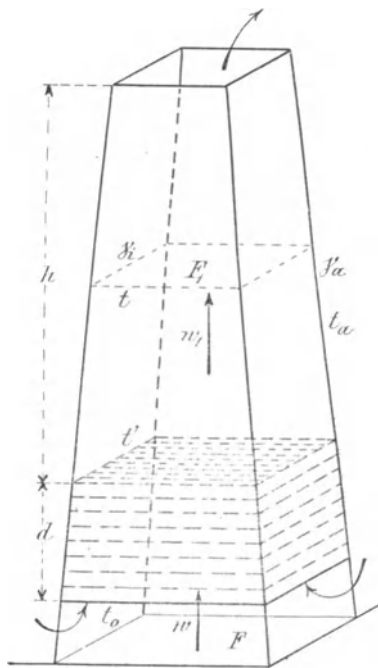


Fig. 96.

und dieses Luftgewicht G ist auch dasjenige, das unten pro Minute einströmen muß, um pro Minute W kg Wasser von t' auf t_0 zu kühlen, und das wir im Abschnitt „Nötige Luftmenge bei Kaminkühlern“ berechnet haben. Mit diesem benötigten Luftgewicht G können wir aus Gl. (225) umgekehrt (bei gegebenen Temperaturen t' , t_0 und t_a) entweder mit angenommenem Querschnitt F_1 die nötige Kaminhöhe h oder mit angenommener Höhe h die nötige Querschnittsfläche F_1 des Kamines berechnen, vorausgesetzt, wir kennen den Widerstandskoeffizienten ξ . Vorerst wollen wir aber Gl. (225) noch mehr für unsere Zwecke spezialisieren. Wir können diese Gleichung auch schreiben:

$$G = 60 \sqrt{\frac{2g}{1 + \xi}} \cdot F_1 \cdot \sqrt{h} \cdot \gamma_l \sqrt{\frac{\gamma_a - \gamma_i}{\gamma_i}} \dots \quad (226)$$

Betrachten wir zuerst den letzten Faktor $\gamma_l \sqrt{\frac{\gamma_a - \gamma_i}{\gamma_i}}$: Das Gewicht γ_a pro Kubikmeter atmosphärischer Luft von mittlerer Feuchtigkeit und der Temperatur t_a kann nach Gl. (221 a) gesetzt werden

$$\gamma_a = 1,30 - 0,004 t_a.$$

Nehmen wir die mittlere Sommertemperatur der Luft zu $t_a = 20^0$ an — um die Wintertemperatur brauchen wir uns wenig zu kümmern, weil im Winter der kälteren Luft und ihres geringeren Wassergehaltes wegen alle Kühlwerke so wie so schon besser kühlen als im Sommer —, so können wir

$$\gamma_a = 1,22 \text{ kg/cbm} \dots \dots \dots (227)$$

konstant setzen.

Das Volumen v von 1 cbm Luft von der Temperatur t und dem Drucke l ist nach Gl. (204) oder (205)

$$v = \frac{R T}{l}.$$

Also ist umgekehrt das Gewicht von 1 cbm solcher Luft

$$\gamma_l = \frac{1}{v} = \frac{l}{R T} = \frac{10333 (1 - d_l)}{29,3 (273 + t)}; \dots \dots (228)$$

es kann aus der Tabelle S. 279 entnommen werden, indem es einfach der reziproke Wert der in Zeile 6 jener Tabelle ausgerechneten Werte ist; es hängt nur von der Temperatur t ab, ist also eine Funktion nur von t .

γ , das Gewicht von 1 cbm gesättigtem Wasserdampf von der Temperatur t , wird aus der Dampftabelle I hinten entnommen und ist auch eine Funktion nur von t .

Also ist auch $\gamma_i = \gamma_l + \gamma$ und damit der ganze letzte Faktor der Gl. (226) eine Funktion nur von t , und kann man diesen Faktor schreiben

$$\gamma_l \sqrt{\frac{1,22 - \gamma_i}{\gamma_i}} = f(t) \dots \dots \dots (229)$$

wo die Temperatur t , wie wir noch sehen werden, einfach einige Grade unter der Temperatur t' des zu kühlenden Wassers liegt, also in jedem einzelnen Falle als gegeben zu betrachten ist. (Wir werden gleich nachher die Werte von $f(t)$ nach obiger Gleichung tabellarisch ausrechnen.) Damit schreibt sich Gl. (226)

$$G = 60 \sqrt{\frac{2g}{1+\xi}} \cdot F_1 \cdot \sqrt{h} \cdot f(t) \quad . \quad . \quad . \quad (230)$$

Die Widerstandshöhe $\xi \frac{w_1^2}{2g}$ wird verwendet:

- a) zur Überwindung des Widerstandes beim Eintritt in und beim Durchgang der Luft durch die wasserberieselten Einlagen des Kaminkühlers (also zu vergleichen dem Widerstand beim Eintritt und Durchgang der Luft durch den Rost, die Brennstoffschicht und die Feuerkanäle bei Dampfkesselfeuerung);
- b) zur Überwindung der Reibung im eigentlichen Kamine von der Höhe h (s. Fig. 96): und endlich
- c) zur Überwindung des Widerstandes oben beim Austritt aus dem Kamine, indem die dort vertikal aufsteigende Kaminluft entweder auf ruhende oder horizontal strömende, ja manchmal auf etwas geneigt nach abwärts strömende Luft trifft.

Von diesen drei Widerständen ist der unter b) genannte, von der Reibung im eigentlichen Kamin herrührende, wegen des hier immer kleinen Verhältnisses von Umfang der Querschnittsfläche F_1 zu Inhalt dieser Fläche, immer so klein, daß er gegenüber den beiden andern immer unbedingt vernachlässigt werden darf. Somit darf der Widerstandskoeffizient ξ als ganz unabhängig von der Kaminhöhe h betrachtet werden, und damit ergibt sich aus Gl. (230) das erste Gesetz:

Das durch einen Kaminkühler pro Zeiteinheit durchgesogene Luftgewicht ist proportional \sqrt{h} .

Vergrößert man also an einem bestehenden Kaminkühler die Höhe h des Kamines auf das z. B. 1,50- oder 2fache, ohne sonst was zu ändern, so geht nun $\sqrt{1,50}$ bzw. $\sqrt{2}$, d. h. 1,22- bzw. 1,41 mal soviel Luft durch, als vorher unter sonst gleichen Umständen durchgegangen ist. Um wieviel dadurch der Kühleffekt gesteigert, d. h. um wieviel die Temperatur t_0 des gekühlten Wassers dadurch erniedrigt wird, läßt sich nach früherem berechnen.

Nicht aber darf man aus dem Umstande, daß in Gl. (230) G auch proportional F_1 zu sein scheint, schließen, daß die durchgehende Luft auch ohne weiteres proportional der Kaminquerschnittsfläche F_1 sei, daß man also, um z. B. doppelt soviel Luft durch den Kaminkühler zu schaffen, einfach den Kaminquerschnitt F_1 doppelt so groß zu machen brauche. Es ist nämlich der Gesamtwiderstandskoeffizient ξ nicht unabhängig von der Querschnittsfläche F_1 ; vielmehr hätten wir eigentlich diesen Gesamtwiderstandskoeffizienten ξ in zwei Teile ξ_1 und ξ_2 zerlegen sollen, wovon der Teil ξ_1 sich auf den oben unter a) genannten Widerstand, also auf die kleinere Geschwindigkeit w (s. Fig. 96) unten

bezöge, während der andere Teil ξ_2 die Widerstände unter b) und c) mit der größeren Geschwindigkeit w_1 in sich faßte; es hätte also eigentlich die wirksame Saughöhe h_0 des Kamines zerlegt werden müssen in

$$h_0 = \frac{w_1^2}{2g} + \xi_1 \frac{w^2}{2g} + \xi_2 \frac{w_1^2}{2g} = (1 + \xi_2) \frac{w_1^2}{2g} + \xi_1 \frac{w^2}{2g}.$$

Indem dann das Verhältnis $\frac{w}{w_1}$ in bestimmter, hier nicht näher ermittelt werden sollender Beziehung zum Verhältnis $\frac{F}{F_1}$ steht, hängt auch der Gesamtwiderstandskoeffizient ξ von dem Verhältnis $\frac{F}{F_1}$ ab, und wenn jener Widerstandskoeffizient für ein bestimmtes Verhältnis $\frac{F}{F_1}$ ermittelt wird, so gilt der so ermittelte Wert von ξ auch nur für dieses. — Eine Zerlegung des Gesamtwiderstandskoeffizienten ξ in zwei getrennte ξ_1 und ξ_2 ist aber zurzeit unzulässig, wie man solche Zerlegung auch in der Lehre über die Zugwirkung bei Dampfkesselkaminen noch nicht ausführt, indem man froh ist, wenn einem die Bestimmung des einen Gesamtkoeffizienten halbwegs gelingt, der dann freilich nur für Verhältnisse gilt, ähnlich den der verarbeiteten Beobachtung zugrunde gelegten.

Weiter sehen wir aus Gl. (230), daß unter sonst gleichen Umständen das pro Minute durch einen Kaminkühler gesogene Luftgewicht proportional dem Faktor $f(t)$ ist, und berechnen wir hier tabellarisch diesen Faktor nach Gl. (229):

Zu diesem Zwecke nehmen wir in Zeile 1 der folgenden Tabelle eine Reihe von t an, beginnend mit $t = 20^\circ$ (also Innentemperatur $t =$ Außentemperatur t_a). In Zeile 2 schreiben wir die Werte $\gamma_i = \frac{l}{RT}$ an (als Reziproke der schon in Tabelle S. 279 ausgerechneten Werte $\frac{RT}{l}$). In Zeile 3 schreiben wir die Dampfdichten γ an aus Dampftabelle I hinten. Durch Addition der Zeilen 2 und 3 finden wir in Zeile 4 die Werte der Dichtigkeit $\gamma_i = \gamma + \gamma_l$ der feuchtwarmen Luft im Kamine und dann endlich in Zeile 5 den Wert $f(t) = \gamma_i \sqrt{\frac{1,22 - \gamma_i}{\gamma_i}}$:

1.	t	$= 20^\circ$	40°	50°	60°	80°	100°
2.	γ_l	$= 1,18$	$1,05$	$0,96$	$0,85$	$0,53$	0
3.	γ	$= 0,02$	$0,05$	$0,08$	$0,13$	$0,29$	$0,60$
4.	γ_i	$= 1,20$	$1,10$	$1,04$	$0,98$	$0,82$	$0,60$
5.	$f(t)$	$= 0$	$0,35$	$0,41$	$0,42$	$0,37$	0

Im Schaubild Fig. 97 sind diese Werte von $f(t)$ als Ordinaten zu den Abszissen t aufgetragen, und sieht man daraus:

Bei $t = t_a = 20^\circ$, also Temperatur innen im Kamin = der Außentemperatur, ist $f(t) = 0$, also nach Gl. (230) auch das pro Minute durch

den Kamin gesogene Luftgewicht = 0, was ganz richtig ist, indem, wenn die Temperatur innen und außen gleich ist, eben kein Auftrieb stattfindet.

Steigt dann mit steigender Warmwassertemperatur t' auch die Innentemperatur t , so nimmt das durch den Kamin angesogene Luftgewicht G zu bis zu einem Maximum, das bei etwa $t = 60\text{--}62^\circ$ erreicht wird.

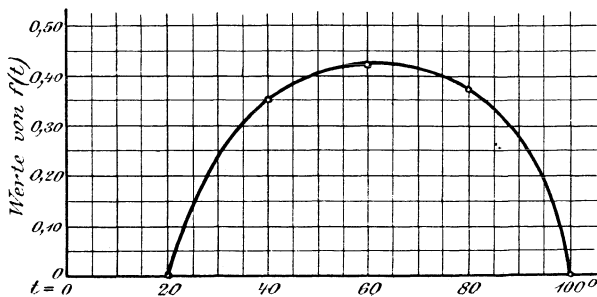


Fig. 97.

Gelangt dann das Wasser immer noch heißer in den Kaminkühler, nimmt also t immer noch mehr zu, so sinkt $f(t)$ wieder und damit auch das durch den Kamin gesogene Luftgewicht G , bis es bei $t = 100^\circ$ wieder zu Null wird, was wiederum begreiflich ist: wenn das Wasser mit 100° im Kamine auf die Einlagen aufgeschüttet wird, so erfüllt sein Dampf allein schon den Raum mit dem Druck von 1 Atm., es findet also keine Luft mehr Zutritt, und oben strömt nur Dampf (von 100°) aus dem Kamin.

b) Verschiedene Kühlwirkung bei verschiedener Wärmezufuhr bei selbsttätigen Kaminkühlern.

Auf S. 307 u. f. haben wir die Kühlwirkung unseres Kaminkühlers für unsere 5500 PS_i Dampfanlage für wechselnden Dampfverbrauch, also wechselnde Heißwassertemperatur t' berechnet unter der Voraussetzung, es gehe immer gleich viel Luft durch den Kühler, diese werde also von einem Ventilator geliefert.

Nachdem wir nun aber auch das mit wechselnder Temperatur t (oder t') wechselnde Luftgewicht G nach Gl. (230) rechnen können, das von einem Kaminkühler ohne Ventilator, bloß durch dessen eigene Zugwirkung durchgesogen wird, können wir jetzt auch die Kühlwirkung eines selbstventilierenden Kaminkühlers bei wechselndem Dampfverbrauch der kondensierten Maschinen, d. h. bei variabler Heißwassertemperatur t' , bestimmen. Indem nämlich nach Gl. (230) das durchgesogene Luftgewicht G einfach proportional dem Faktor $f(t)$ ist, wir dessen Werte aber in Fig. 97 für wechselnde Temperaturen t bzw. t' dargestellt haben, so brauchen wir, wenn wir für eine Temperatur (t') unter bestimmten Verhältnissen das pro Minute durchgesogene

Luftgewicht G kennen, dieses nur mit dem Verhältnis $\frac{f[t']}{f(t')}$ zu multiplizieren, um das bei jeder andern Heißwassertemperatur $[t']$, aber sonst unter den gleichen Verhältnissen durchgesogene Luftgewicht $[G]$ zu finden, wobei $f(t')$ sowohl als auch $f[t']$ aus dem Schaubild Fig. 97 zu entnehmen sind. Sind aber die verschiedenen Luftgewichte G bekannt, so sind daraus nach früherem auch leicht die verschiedenen Kühlwirkungen zu bestimmen.

Sei beispielsweise der selbstventilierende Kaminkühler für unsere immer zugrunde gelegte 5500 PS₁ Anlage so eingerichtet, daß seine eigene Zugwirkung bei der Heißwassertemperatur $t' = 56^\circ$, für welche wir aus Fig. 94 $f(t') = 0,42$ entnehmen, $G = 6370$ kg Luft von 20° und zu $\frac{1}{2}$ mit Feuchtigkeit gesättigt unten aus dem Freien ansaugt, so kühlt er die pro Minute konstant durchrinnenden $W = 17900$ kg Wasser laut S. 294 von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$, und entzieht dabei dem Wasser $Q = 465\,000$ Kal./Min.

Nimmt nun der Dampfverbrauch z. B. ab, so daß das heiße Wasser mit einer Temperatur von z. B. $[t'] = 28^\circ$ in den Kühler kommt, so entnehmen wir der Fig. 97 den dieser Temperatur entsprechenden Faktor $f[t']$ zu 0,20. Es wird also nun pro Minute nur noch ein Luftgewicht durchgesogen von

$$[G] = \frac{f[t']}{f(t')} = \frac{0,20}{0,42} \cdot 6370 = 3030 \text{ kg}$$

Indem nach Diagramm Fig. 91 bei $[t'] = 28^\circ$ jedes Kilogramm durchstreichender Luft dem Wasser $[q] = 12$ Kal. entzieht, entziehen ihm die 3030 kg Luft

$$[Q] = 12 \cdot 3030 = 36\,400 \text{ Kal.}$$

Dadurch erleidet die ganze Wassermenge von $W = 17\,900$ kg/Min. einen Temperaturverlust von

$$[t'] - [t_0] = \frac{[Q]}{W} = \frac{36\,400}{17\,900} = 2^\circ.$$

Also wird jetzt die Temperatur des gekühlten Wassers

$$[t_0] = [t'] - 2 = 28 - 2 = 26^\circ.$$

Ganz auf die gleiche Weise haben wir berechnet, daß

bei den Heißwassertemperaturen	$[t'] = 42^\circ$	63°	68°
das Wasser sich kühlen würde auf	$[t_0] = 32^\circ$	24°	17° .

Hiermit und mit den beiden weiter zusammengehörenden Werten von $t_0 = 30^\circ$ bei $t' = 56^\circ$ für den Normaldampfverbrauch, haben wir im unteren Teil des Schaubildes Fig. 98 die t_0 -Kurve aufgezeichnet (ganz wie früher die Fig. 94), wobei wir noch bedacht haben, daß, wenn die Wassertemperatur t' bis auf und noch unter die Temperatur $t_a = 20^\circ$ der Außenluft sinkt, dann der Zug im Kamin aufhört, keine Luft mehr durchgesogen wird, die Kühlwirkung also aufhört, und das Wasser unten mit der gleichen Temperatur austritt, mit der es oben aufgeschüttet wurde, daß also für $[t'] \leq 20^\circ$ $[t_0] = [t']$ wird.

Ganz gleich wie in Fig. 94 haben wir auch im oberen Teile der Fig. 98 noch die Temperaturkurve $t' - t_0$ aufgezeichnet. Ferner haben wir in beiden Teilen der Fig. 98 auch noch — strichpunktiert — die Kurven der Fig. 94 eingezeichnet, die für konstantes (durch Ventilator geliefertes) Luftgewicht gelten. Die Kurven weichen so wenig voneinander ab, daß es — praktisch gesprochen — keinen Unterschied ausmacht, ob man mittels Ventilators immer ein konstantes Luftgewicht durch den Kühler bläst, oder ob man letztern durch seine eigene Zugwirkung ein mit der Heißwassertemperatur sich änderndes Luftgewicht durchsaugen läßt, wenn nur in beiden Fällen für die mittlere (normale) Heißwassertemperatur (in unserm Beispiele $t' = 56^\circ$) das Luftgewicht das gleiche ist (in unserm Beispiele $G = 6370 \text{ kg/Min.}$).

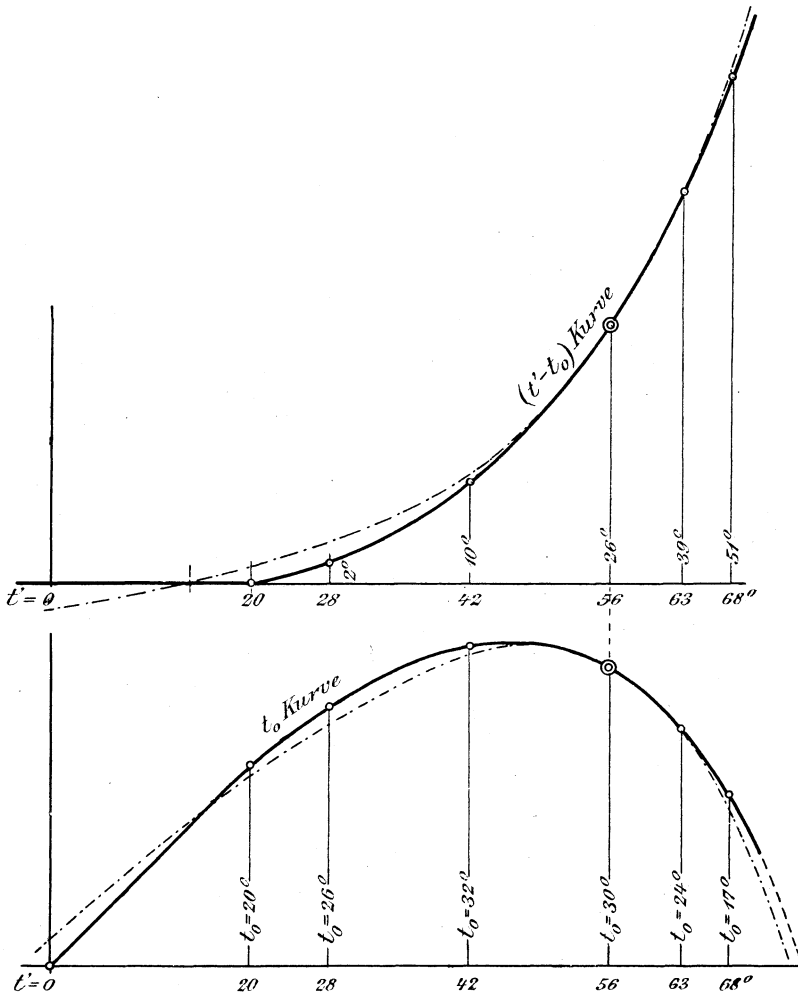


Fig. 98.

Noch sei bemerkt, daß die verschiedenen Temperaturkurven unter der Voraussetzung abgeleitet worden sind, die Luft in einem Kaminkühler erwärme sich völlig auf die Temperatur t' des heißen Wassers, wie das der Fall oder doch annähernd der Fall wäre bei sehr guter Wasserzerteilung. Bei minder guter Wasserzerteilung wird die Luft nicht ganz auf jene Temperatur kommen; immerhin werden die Temperaturkurven doch den charakteristischen Verlauf nach Fig. 94 bzw. 98 nehmen ¹⁾).

c) Bestimmung des Widerstandskoeffizienten ξ bei Kaminkühlern.

Mißt man an einem ausgeführten selbstventilierenden Kaminkühler Außentemperatur t_a und Innentemperatur t , so hat man in Gl. (230) schon den Faktor $f(t)$. Ferner kann man an dem Kamin auch die Querschnittsfläche F_1 und die Höhe h messen und ebenfalls in Gl. (230) einsetzen. Mißt man dann noch mittels Anemometers die Geschwindigkeit w_1 des im mittleren Querschnitt F_1 aufsteigenden Gemisches von Luft und Wasserdampf, so kann man, indem diese feuchtwarme Luft bei der (auch im Querschnitt F_1 gemessenen) Temperatur t mit Feuchtigkeit gesättigt ist, auch das pro Minute den Kamin durch-

¹⁾ Erwärmt sich (infolge unvollkommener Wasserzerteilung) die Luft nicht völlig auf t' , sondern nur auf $t = t' - \alpha$, so scheint es angemessen, dieses α proportional der Differenz der Heißwassertemperatur t' und der Temperatur t_a der Außenluft, d.h.

$$\alpha = \frac{t' - t_a}{m}$$

zu setzen. Wäre dann $t_a = t'$, so wäre $\alpha = 0$, und mit wachsender Differenz $t' - t_a$ nähme auch der Wert α zu, wie es auch tatsächlich der Fall sein wird. Der Divisor m stellt dann den Wirkungsgrad des Kaminkühlers dar, insofern dieser von der Konstruktion des Kühlers in bezug auf bessere oder minder gute Wasserzerteilung abhängt: bei einem Kühler mit ideal guter Wasserzerteilung wäre $m = \infty$ (also $\alpha = 0$, d. h. die Luft erwärmt sich völlig auf t' und sättigte sich dabei); und je schlechter die Wasserzerteilung, um so kleiner wäre m (um so größer also die Temperaturdifferenz α).

Der Verfasser hat das S. 307 u. ff. gegebene Beispiel für einen Kaminkühler unter der Annahme

$$m = 4$$

durchgerechnet, also daß, wenn die Heißwassertemperatur z. B. $t' = 60^\circ$ ist, die Luft von der Außentemperatur $t_a = 20^\circ$ sich nur auf

$$t = t' - \alpha = t' - \frac{t' - t_a}{m} = 60 - \frac{60 - 20}{4} = 50^\circ$$

erwärme und dementsprechend nur den 50° entsprechenden Sättigungsgrad erreiche. Die sich so ergebende t_0 -Kurve hat er auch in die Fig. 94 eingetragen und so gefunden: Sieht man die ursprüngliche t_0 -Kurve als die Flugbahn eines Geschosses mit Berücksichtigung des Luftwiderstandes an, mit der sie ja große Ähnlichkeit hat, so gibt die neue Kurve die Bahn desselben Geschosses und bei gleicher Elevation des Geschützrohres, nur mit stärkerer Pulverladung: die neue t_0 -Kurve verläuft anfänglich nahezu auf der alten, steigt aber länger an, fällt dann aber zum Schluß auch wieder rasch ab.

strömende Gewicht G an reiner Luft berechnen und auch in Gl. (230) einsetzen, und erhält man dann den Widerstandskoeffizienten

$$\xi = 3600 \cdot 2g h \left\{ \frac{F_1}{G} \cdot f(t) \right\}^2 - 1 \quad \dots \quad (231)$$

aus lauter bekannten bzw. gemessenen Größen. Es wäre zu wünschen, daß die kaminkühlerbauenden Firmen solche Bestimmungen des Widerstandskoeffizienten für ihre so mannigfach verschiedenen Systeme von Kühlern ausführen und die Berechnung derselben ausführlich veröffentlichten würden, etwa in der Zeitschr. d. Ver. d. Ing., damit solche Bestimmungen zu allgemeiner Kenntnis gelangen.

Einstweilen liegen solche Bestimmungen des Widerstandskoeffizienten auf direktem Wege nicht vor, und wollen wir daher, um doch eine ungefähre Vorstellung der Größe dieses Koeffizienten zu gewinnen, einen Mittelwert desselben auf indirektem Wege zu erhalten suchen, indem wir wieder den Kaminkühler für unsere 5500 PS₁ Dampfanlage betrachten:

Da dieser Kühler $W = 17\,900$ kg/Min. Wasser zu kühlen hat, hätte er nach Faustregel (220) eine Grundfläche erhalten von

$$F = 16,5 \frac{W}{1000} = 16,5 \cdot 17,9 = 296 \text{ qm.}$$

Aus einigen Plänen von solchen Kaminkühlern haben wir entnommen, daß, wenn sie nach Fig. 96 ausgeführt werden — also mit nur mäßiger Verjüngung nach oben —, der mittlere Querschnitt F_1 des Kamines etwa 70% von dessen Grundfläche beträgt. Es wäre also mittlerer Querschnitt $F_1 = 0,7 F = 208$ qm.

Die Gesamthöhe $h + d$ solcher Kühler pflegt man, je nach der Größe der Kühler, gegenwärtig zwischen 16 bis 25 m zu nehmen, wovon auf die Höhe d der wasserdurchrieselten Schichten etwa $\frac{1}{4}$ entfällt. Beträge danach die Gesamthöhe unseres Kühlers etwa 24 m, so wäre die wirkliche Kaminhöhe $h = \frac{3}{4} 24 = 18$ m.

Die Temperatur der Außenluft sei wieder 20° , und sei die Luft zur Hälfte mit Feuchtigkeit gesättigt. Soll solche Luft pro Minute, wie bei diesem Kühler verlangt, 17 900 kg Wasser von $t' = 56^\circ$ auf $t_0 = 30^\circ$ kühlen, so müssen, wie wir S. 294 berechnet haben, pro Minute $G = 6370$ kg solcher Luft durchgehen, und zwar unter der Voraussetzung, diese Luft erwärme sich völlig auf die Temperatur $t' = 56^\circ$ des oben aufgeschütteten warmen Wassers und sättige sich dementsprechend auch mit Dampf von 56° . Diese Voraussetzung erfordert bei Kaminkühlern eine Einschränkung: während bei Gradierwerken, wo die Luft horizontal durch die wasserberieselten Schichten durchgeht, jedes Luftteilchen wiederholt an Wasserteilchen von der Temperatur t der betr. Schicht stößt, sich die Luft sehr wohl ganz oder doch sehr annähernd auf diese Temperatur t erwärmen kann, trifft bei einem Kaminkühler, wo die Luft vertikal dem herabrieselnden Wasser entgegen aufsteigt, jedes Luftteilchen nur einmal in jeder horizontalen Schicht auf Wasser von der Temperatur t dieser Schicht, also auch nur einmal auf die oberste Wasserschicht mit der Höchsttemperatur t' ; oder mit

anderen Worten, die Luft ist nur ∞ kleine Zeit mit der obersten heißesten Wasserschicht in Berührung. Aus diesem Grunde, und ferner, weil die Wasserzerteilung in den obersten Schichten, gerade wo sie am wirksamsten wäre, meistens noch nicht so weit gediehen ist wie in den untern Schichten, wird sich die Luft nicht völlig auf die Temperatur t' des zufließenden warmen Wassers erwärmen, sondern nur auf eine Temperatur t , die einige Grade unter t' bleibt. Daß sie aber bei dieser Temperatur t mit Feuchtigkeit gesättigt ist, darauf haben wir schon hingewiesen. Um wie viel Grade t kleiner ist als t' , wird hauptsächlich von der guten oder weniger guten Wasserzerteilung, besonders in der obersten Schicht schon, abhängen. Nehmen wir für unsern Fall einen Temperaturverlust von 10° an, d. h. erwärme sich die Luft in unserem Kühler statt auf $t' = 56^\circ$ nur auf $t = 46^\circ$ (und sättige sich bei dieser Temperatur mit Feuchtigkeit, was nicht in Frage steht), so greifen wir aus dem Diagramm Fig. 91 ab, daß 1 kg durchziehende Luft dem Wasser $q = 42$ Kalorien (statt 73 bei $t' = 56^\circ$) entzieht. Es braucht also zum Entzug der

$$Q = 465\,000 \text{ Kal./Min.}$$

ein Luftgewicht von

$$G = \frac{Q}{q} = \frac{465\,000}{42} = 11\,000 \text{ kg/Min.}^1)$$

Hiermit haben wir auch das Luftgewicht G zum Einsetzen in unsere Gleichung.

Was nun schließlich den Faktor $f(t)$ betrifft, so lesen wir diesen aus Fig. 97 für $t_a = 20^\circ$ und $t = 46^\circ$ ab zu $f(t) = 0,39$.

Setzen wir nun alle diese Werte von F_1 , h , G und $f(t)$ in Gl. (231) ein, so bekommen wir als einen ungefähr passenden Mittelwert für den Widerstandskoeffizienten

$$\xi = 3600 \cdot 2 \cdot 9,81 \cdot 18 \left(\frac{208}{11\,000} \cdot 0,39 \right)^2 - 1$$

oder

$$\xi = 69 - 1 = 68. \quad \dots \dots \dots (232)$$

Setzt man diesen Wert von ξ in Gl. (223) oder (224) ein, so kann man die Geschwindigkeit w_1 der Luft im Kamine berechnen; und setzt man ihn in Gl. (226) oder (230) ein, so kann man entweder mit angenommenem Kaminquerschnitt F_1 die nötige Kaminhöhe h oder mit

¹⁾ Bei Ableitung der empirischen Formel (221) für die nötige Grundfläche ($F = \frac{1}{17} V$) von Kaminkühlern haben wir keine Rücksicht darauf genommen, daß sich bei solchen Kühlern die Luft meistens nicht völlig auf die Temperatur t' des heißen Wassers erwärmt. Es ist das dort auch nicht nötig gewesen, wenn man dort — wie auch angegeben — unter V nur immer das mindest notwendige Luftvolumen, das „theoretische“ Volumen, in die Formel einführt, das sich ergibt, wenn die Luft eben sich völlig auf t' erwärmen würde. Es ist auch richtiger, dort dieses bestimmte theoretische Volumen zugrunde zu legen, anstatt des wirklich notwendigen Volumens, das je nach der besseren oder schlechteren Wasserzerteilung sehr verschieden sein kann.

angenommener Kaminhöhe h den nötigen Kaminquerschnitt F_1 berechnen, um pro Minute G kg Luft durch den Kamin zu fördern.

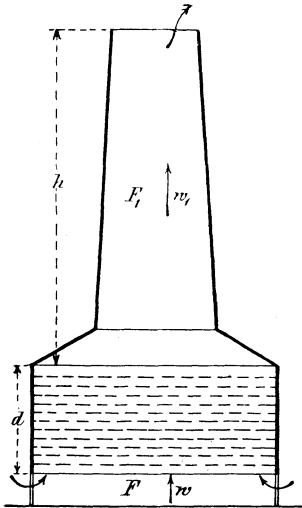


Fig. 99.

Der hier zu 68 abgeleitete Wert des Widerstandskoeffizienten kann nur als einseitiger ungefährender Wert für Kaminkühler mit mäßiger und stetiger konischer Verjüngung nach oben, wie Fig. 96 zeigt, gelten, wo das Verhältnis $F_1 : F \approx 0,70$ ist; bei Kaminkühlern mit — der Materialersparnis, der Kosten wegen — starker Einschnürung des Kamins nach Fig. 99, wo das Verhältnis $F_1 : F$ erheblich viel kleiner ist, wird der Widerstandskoeffizient ξ , worauf wir schon hindeuteten, einen andern Wert haben, der aber noch seiner Bestimmung harret.

Der bessern Einsicht in die Verhältnisse halber wollen wir hier auch noch wirksame Druckhöhe und Geschwindigkeit im Kamine ohne und mit Berücksichtigung der Widerstände bei unserem betrachteten Kaminkühler nach Fig. 96 geben;

Indem für $t_a = 20^\circ$, $\gamma_a = 1,22$ und für $t = 46^\circ$ $\gamma_l = 1,00$ und $\gamma = 0,07$, also $\gamma_i = \gamma_l + \gamma = 1,07$ ist, kommt die

wirksame Druckhöhe mit $h = 18$ m nach Gl. (223)

$$h_0 = \frac{\gamma_a - \gamma_i}{\gamma_i} \cdot h = \frac{1,22 - 1,07}{1,07} \cdot 18 = 0,14 \cdot 18 = 2,52 \text{ m Wassersäule.}$$

Ohne jeden Widerstand würde also die Luft im Kamine mit einer Geschwindigkeit aufsteigen

$$[w_1] = \sqrt{2g h_0} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 2,52} = 7,02 \text{ m.}$$

Mit Berücksichtigung der Widerstände ($\xi = 68$ oder $\xi + 1 = 69$) haben wir aber die wirksame Druckhöhe h_0 in 69 gleiche Teile zu teilen, von denen jeder also $\frac{2,52}{69} = 0,0365$ m hoch wird. Nur ein Teil hiervon, also nur die Druckhöhe 0,0365 m, wird in der Erzeugung der Geschwindigkeit im Kamine

$$w_1 = \sqrt{2g \frac{h_0}{1 + \xi}} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 0,0365} = 0,845 \text{ m}$$

nutzbar, während 68 jener Teile, also die Druckhöhe $68 \cdot 0,0365 = 2,48$ m, lediglich zur Überwindung der Widerstände aufgebraucht werden.

Bei Dampfkesselkaminen (wo aber w_1 gewöhnlich 2—4 m ist, während hier w_1 immer viel kleiner, in unserem speziellen Falle nur = 0,845 m, ist) nimmt man den Widerstandskoeffizienten ξ für den Durchgang der Luft durch Rost, Brennstoffschicht und Feuerzüge, gegenüber welchem der des Kamines selber trotz der relativ

engen Kamine immer noch sehr klein ist, nach Péclet zu $\xi = 30$ an, während wir ihn hier für unsere Kaminkühler zu $\xi = 68$ gefunden haben, also reichlich doppelt so groß. Freilich ist in letzterem Wert auch noch der Widerstand inbegriffen, den die abziehende Luft oben beim Austritt aus dem Kamine erfährt, der bei der weiten Mündung der Kaminkühler recht bedeutend werden kann, wenn die äußere Luftströmung etwas schräg nach abwärts gerichtet ist, wie das häufig vorkommt. Immerhin erkennt man, wie wichtig es ist, neben der anzustrebenden guten Wasserzerteilung, die Einlagen im Kühler, über die das Wasser herabrieselt, so anzuordnen, daß die durchstreichende Luft auf möglichst wenig Widerstand stößt.

M. Dampftabellen.

Dampftabelle I, für Temperaturen von 0—100°.

Temperatur <i>t</i>	Spannung d_t		cbm pro kg	kg pro cbm γ
	Atm. abs.	cm Vakuu- meter- anzeige		
0	0,006	75,54	212,67	0,0047
1	6	75,51		
2	7	75,47		
3	7	75,43		
4	8	75,40		
5	8	75,35	151,66	0,0066
6	0,009	75,30		
7	9	75,25		
8	10	75,20		
9	11	75,14		
10	12	75,08	109,54	0,0091
11	0,012	75,02		
12	13	74,95		
13	14	74,88		
14	15	74,81		
15	16	74,73	80,10	0,0125
16	0,017	74,65		
17	19	74,56		
18	20	74,46		
19	21	74,37		
20	22	74,26	59,28	0,0169
21	0,024	74,15		
22	25	74,03		
23	27	73,91		
24	29	73,78		
25	31	73,65	44,38	0,0225

Temperatur <i>t</i>	Spannung d_t		cbm pro kg	kg pro cbm γ
	Atm. abs.	cm Vakuu- meter- anzeige		
26	0,032	73,50		
27	34	73,30		
28	37	73,19		
29	39	73,03		
30	41	72,85	35,58	0,0298
31	0,044	72,66		
32	46	72,46		
33	49	72,26		
34	52	72,04		
35	55	71,82	25,68	0,0389
36	0,058	71,58		
37	61	71,33		
38	64	71,07		
39	68	70,80		
40	72	70,51	19,83	0,0504
41	0,076	70,21		
42	80	69,89		
43	84	69,57		
44	89	69,22		
45	93	68,86	15,46	0,0647
46	0,098	68,48		
47	104	68,09		
48	109	67,68		
49	115	67,25		
50	121	66,80	12,16	0,0822

Fortsetzung der Dampftabelle I.

Temperatur <i>t</i>	Spannung d_t		cbm pro kg	kg pro cbm γ	Temperatur <i>t</i>	Spannung d_t		cbm pro kg	kg pro cbm γ
	Atm. abs.	cm Vakuu- meter- anzeige				Atm. abs.	cm Vakuu- meter- anzeige		
51	0,127	66,3			76	0,395	45,9		
52	133	65,8			77	412	44,6		
53	140	65,3			78	430	43,3		
54	147	64,8			79	448	42,0		
55	154	64,3	9,65	0,104	80	466	40,5	3,41	0,293
56	0,162	63,7	9,17	0,109	81	0,485	39,1		
57	170	63,1	8,77	0,114	82	505	37,6		
58	178	62,4	8,41	0,119	83	526	36,0		
59	186	61,8	8,06	0,124	84	547	34,4		
60	195	61,1	7,73	0,129	85	569	32,7	2,83	0,354
61	0,205	60,4	7,41	0,135	86	0,592	31,0		
62	214	59,7	7,10	0,141	87	616	29,2		
63	224	58,9	6,81	0,147	88	640	27,3		
64	235	58,1	6,53	0,153	89	665	25,4		
65	246	57,3	6,23	0,160	90	691	23,5	2,36	0,424
66	0,257	56,5			91	0,718	21,4		
67	268	55,6			92	745	19,3		
68	281	54,6			93	774	17,2		
69	293	53,7			94	803	14,9		
70	306	52,7	5,06	0,198	95	833	12,6	1,98	0,506
71	0,320	51,7			96	0,865	10,2		
72	334	50,6			97	897	7,8		
73	348	49,5			98	930	5,3		
74	364	48,3			99	964	2,7		
75	379	47,1	4,14	0,241	100	1,000	0	1,67	0,600

(Dampftabelle II für Temperaturen über 100° siehe folgende Seite.)

Dampftabelle II, für Temperaturen über 100°.

Atm. <i>p</i>	Tem- peratur <i>t</i>	cbm pro kg	kg pro cbm <i>γ</i>	Atm. <i>p</i>	Tem- peratur <i>t</i>	cbm pro kg	kg pro cbm <i>γ</i>
1	100	1,67	0,60	5,5	156	0,33	3,01
1,10	103	1,51	0,66	6	159	0,31	3,26
1,20	105	1,39	0,72	6,5	162	0,28	3,52
1,40	110	1,20	0,83	7	165	0,26	3,77
1,60	114	1,06	0,94	7,5	168	0,25	4,02
1,80	117	0,95	1,05	8	171	0,23	4,27
2	121	0,86	1,16	8,5	173	0,22	4,52
2,20	124	0,79	1,27	9	176	0,21	4,77
2,40	126	0,72	1,38	9,5	178	0,20	5,02
2,60	129	0,67	1,49	10	180	0,19	5,27
2,80	132	0,63	1,60	10,5	182	0,18	5,52
3	134	0,59	1,70	11	184	0,17	5,76
3,20	136	0,55	1,81	11,5	186	0,16	6,01
3,40	138	0,52	1,91	12	188	0,16	6,25
3,60	140	0,49	2,02	13	192	0,15	6,74
3,80	142	0,47	2,13	14	195	0,14	7,22
4	144	0,45	2,23	15	198	0,13	7,48
4,20	146	0,43	2,33	16	200	0,12	7,94
4,40	147	0,41	2,44	17	203	0,12	8,42
4,60	149	0,39	2,54	18	206	0,11	8,87
4,80	151	0,38	2,65	19	209	0,11	9,32
5	152	0,36	2,75	20	211	0,10	9,79

II. Abschnitt.

Der Kühlwasser-Akkumulator Patent Weiss für alle Arten der hier in Betracht kommenden Kondensatoren.

A. Allgemeine, orientierende Beschreibung des Akkumulators.

Kondensatoren für Fördermaschinen, die z. B. eine halbe Minute lang gehen, dann wieder ungefähr ebensolange stillstehen, für Walzwerksmaschinen, die einmal sehr viel, dann wieder ganz wenig Dampf brauchen, sollten eigentlich so eingerichtet werden, daß sie in Perioden hohen Dampfverbrauches viel, in Perioden niedern Dampfverbrauches entsprechend weniger Kühlwasser erhielten. Praktisch läßt sich das aber nicht machen. Man richtet daher immer die Pumpen usw. für eine konstante Kühlwassermenge ein und muß diese dann selbstredend für den Maximaldampfverbrauch genügend bemessen; man braucht also große Wassermengen und große Pumpen, damit man in Perioden hohen Dampfverbrauches noch ein genügendes Vakuum erhält. In Perioden niedern Dampfverbrauches oder sogar Stillstandes der kondensierten Maschinen geht dann die große Wassermenge nutzlos durch den Kondensator, erwärmt sich wenig, bzw. gar nicht, wobei man in solchen Perioden ein der niedrigen Temperatur des Ablaufwassers entsprechendes übertrieben hohes Vakuum erhält, wo man es gar nicht braucht, und wo es auch keinen Wert hat.

Um nun einerseits die Schwankungen der Temperatur im Kondensator und damit auch die Schwankungen des Vakuums zu dämpfen, und um andererseits auch mit einer mittleren Wassermenge auszukommen, entsprechend dem mittleren Dampfverbrauche, um also auch an Kühlwasser, Betriebsarbeit und Betriebskosten der Kondensation zu sparen, hat man versucht, einen gewissen Wasservorrat im Kondensator unterzubringen, der die Temperaturänderungen mitmachen und sich in Perioden hohen Dampfverbrauches nicht so rasch erwärmen und in Perioden niedern Dampfverbrauches nicht so rasch kühlen soll, der also in der Tat die sonst bei wechselndem Dampfverbrauch auftretenden Temperaturextreme näher an eine mittlere Temperatur heranziehen könnte. Sollte solcher Wasservorrat aber gegenüber der gewaltigen latenten Dampfwärme — rund

570 WE pro Kilogramm Dampf — zur Wirkung kommen, so daß er Perioden hohen Dampfverbrauches von einiger Dauer, wenn auch nur von 10—20—40 Sekunden, Stand zu halten vermöchte, so müßte er nicht nur sehr groß, sondern er müßte auch in solch zerteiltem Zustande im Kondensator untergebracht sein, daß die Dampfwärme auch in ihn hineindringen könnte; da das Wasser ein schlechter Wärmeleiter ist, nützte eine kompakte unten liegende Wassermasse, von der sich nur die Oberfläche erwärmen würde, nichts. Die nötigen großen Wassermassen, und erst noch in aufgelöstem Zustande, aufzunehmen, müßten die Kondensatorkörper ins Ungeheuerliche wachsen! Begnügt man sich aber notgedrungen mit kleineren und ziemlich kompakt liegenden Wasservorräten — wie sie übrigens jeder Kondensator schon mehr oder weniger enthält — so nützen diese bei etwas länger dauernden Perioden hohen Dampfverbrauches, wie sie bei Zentral-kondensationen häufig und, wenn Fördermaschinen daran angeschlossen sind, immer vorkommen, gar nichts mehr: Temperatur und damit Druck im Kondensator schnellen nach Einsetzen solcher Perioden beinahe so schnell in die Höhe als wie ohne jene ungenügenden Wasservorräte.

Diese Tatsachen erkennend, verlegen wir nach neuer praktischer Idee den Wasservorrat nicht in den Kondensator, sondern außerhalb desselben an einen beliebigen Ort, wo eben Platz dafür vorhanden, und können ihn so beliebig groß, also seine die Stabilität des Vakuums auch bei wechselndem Dampfverbrauche erhaltende Wirkung ganz beliebig groß machen.

Wir lassen das im Kondensator — gleichgültig ob dieser nun ein Gegenstrom- oder ein Parallelstromkondensator sei — niedergehende Kühlwasser, nachdem es sich schon mit dem Dampf gemischt und unter Kondensation einer entsprechenden Menge Dampfes soviel Wärme aufgenommen hat, als es überhaupt aufnehmen kann, nicht — wie bisher gewohnt — direkt zum Ausfluß des warmen Wassers aus dem Kondensator gelangen, sondern wir fangen das ganze schon gedient habende und erwärmte Wasser im Kondensatorinnern ab und leiten es durch Rohrleitung G in außen- und tieferliegende, recht groß zu haltende geschlossene Behälter oder Reservoirs (R), aus denen es durch andere Rohrleitung H wieder an etwas tiefer liegender Stelle in den Kondensator unter Benützung seines eigenen Gefälles (h) zurückgeführt wird (Fig. 100 und 101), wo es sich nun noch mals mit dem Dampf mischt und jetzt erst auf gewohntem Wege, sei es durch ein barometrisches Fallrohr, sei es durch eine Naßluftpumpe, endgültig aus dem Kondensator abgeführt wird (vgl. die Figuren). Indem in jenen großen Behältern, den „Kühlwasser-Akkumulatoren“, das bei jeder Periode hohen Dampfverbrauches heißer aus dem Kondensator kommende Wasser mit dem bei der vorangegangenen Periode niedrigeren Dampfverbrauches kühler aus dem Kondensator gekommenen sich mischt, nimmt das Wasser in jenen Behältern eine verhältnismäßig wenig auf und nieder schwankende mittlere Temperatur an, mit der es auch wieder in den Kondensator zurücktritt. Das bewirkt, daß

in Perioden hohen Dampfverbrauches der Dampf nicht nur am oben frisch eintretenden Kühlwasser kondensiert, sondern auch an dem in gleicher Menge aus dem Akkumulator zurückkommenden kühlen Wasser; also steigt die gemeinsame Temperatur, auf die beide Wässer erwärmt werden, und von der eben der Druck im Kondensator abhängt, nicht so hoch, als wenn nur das frische Kühlwasser oben eingetreten wäre. Umgekehrt hat in Perioden niedern Dampfverbrauches das aus dem Akkumulator in den Kondensator zurückkommende Wasser — von der vorherigen Periode hohen Dampfverbrauches her — eine höhere Temperatur als diejenige, auf die sich das oben frisch eintretende Kühlwasser allein durch die nun geringere Dampfmenge erwärmt hätte; somit wird in Perioden niedern Dampfverbrauches die Temperatur und damit auch der Druck im Kondensator höher, als wie er ohne unsern Akkumulator geworden wäre. Das verschlägt aber gar nichts: es liegt nichts daran, in Perioden niedern (oder gar keinen) Dampfverbrauches ein besonders hohe Vakuum zu erhalten, wenn das Vakuum nur in Perioden hohen Dampfverbrauches auf angemessener Höhe bleibt, und dafür sorgen eben unsere Akkumulatoren.

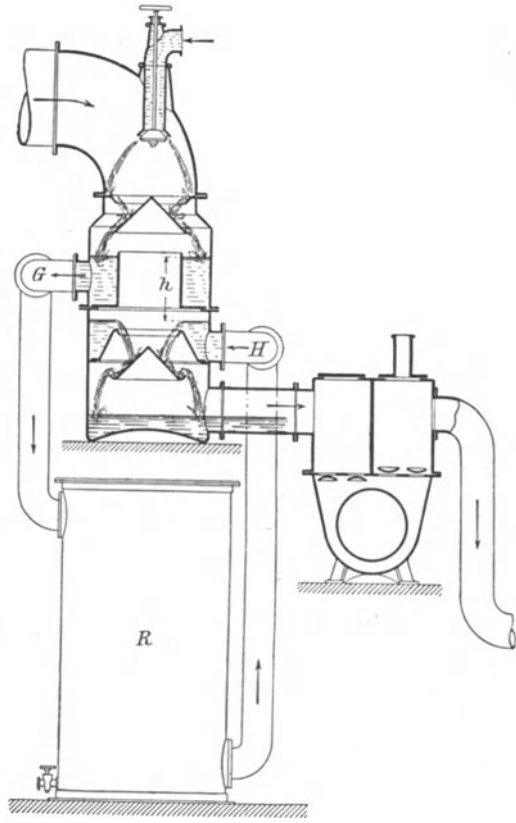


Fig. 100. Gewöhnlicher Einspritz-Kondensator (Parallelstrom-Kondensator) mit Akkumulator.

Weil solche Behälter oder Akkumulatoren an einem beliebigen Orte seitwärts oder auch direkt unter dem Kondensator stehen können, — wo sich eben Platz dafür findet — kann man sie auch beliebig groß machen; und da sie auch immer vollständig mit Wasser ausgefüllt sind, und kein Dampf in sie einzutreten nat, für den auch noch Raum zu lassen wäre, so wird ihr Inhalt auch völlig ausgenützt. Da ferner diese Behälter immer nur geringem Drucke aus-

gesetzt sind (von außen dem Überdruck der Luft über den Kondensator-
druck, jedoch vermindert um den innern Wasserdruck, beim Betrieb
der Kondensation; von innen ein paar Metern Wasserdruck beim
Stillstand der Kondensation), so können sie aus leichtem Bleche
auch billig hergestellt werden. Es bietet nicht die geringste Schwierig-
keit, Akkumulatorkessel von 5, 10, 15, 30 cbm, je nach der Größe

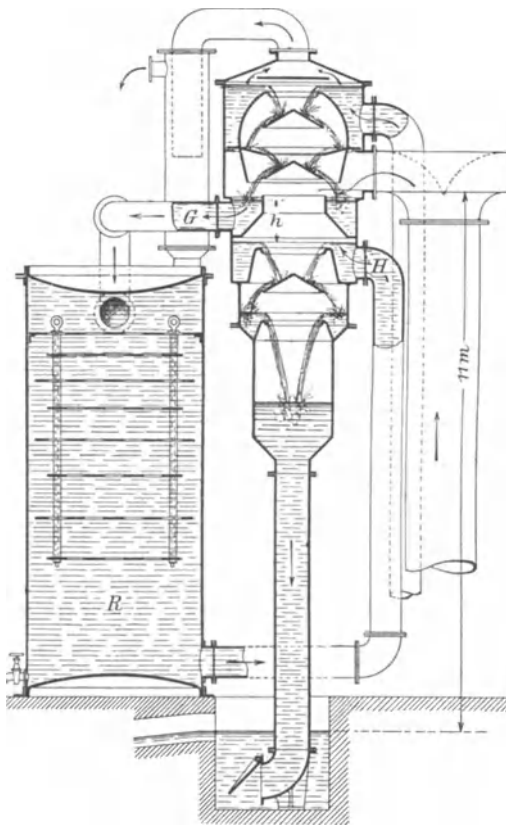


Fig. 101. Weiss-Gegenstrom-Kondensator
mit Akkumulator.

niedern Dampfverbrauches dafür um so unerwünschter wäre), sind in den
Behältern *R* (siehe Figur 101) eine Anzahl siebartig durchlochter
Platten horizontal angeordnet, durch die der oben eintretende Wasser-
strom gezwungen wird, sich auf den ganzen Querschnitt des Behälters
gleichförmig zu verteilen. Tritt nun während einer Periode hohen
Dampfverbrauches oben heißeres Wasser ein, als in dem Behälter
schon vorhanden ist, so wird es zwar durch die durchlocherten Platten
zur Verteilung in horizontalem Sinne gebracht; es bleibt aber als

der Kondensation, her-
zustellen (z.B. ein Kessel
von 2 m Durchmesser
und 3,20 m Höhe hat
schon 10 cbm und ein
solcher von 3 m Durch-
messer und 5 m Höhe
schon 35 cbm Inhalt)
und so Wassermassen
an der Doppelzirkulation
im Kondensator teil-
nehmen zu lassen, an
deren Unterbringung —
und auch noch, wenn
sie etwas helfen sollen,
in aufgelöstem Zustande
—im Kondensator selber
nicht zu denken wäre.

Eine besondere
Anordnung ist für
die Mischung des
Wassers in den Ak-
kumulatorkesseln
getroffen: Damit nicht
das spezifisch leichtere
heißere Wasser immer
oben bleibe, und
unten nur das spe-
zifisch schwerere kühlere
Wasser zum Kondensator
zurücklaufe (was
zwar in Perioden hohen
Dampfverbrauches
erwünscht ist, in Perioden

spezifisch leichter, doch in den obern Räumen des Behälters in geschlossener Masse, die nach abwärts nur zunimmt nach Maßgabe des unten weggehenden kühleren Wassers: während Perioden hohen Dampfverbrauches findet sonach Wassermischung in den Behältern nicht statt. In den dazwischen liegenden Perioden niedern Dampfverbrauches, wo das aus dem Kondensator oben in den Behälter eintretende Wasser kühler ist als das schon in ihm anwesende, würde jenes infolge seines größeren spezifischen Gewichtes ohne die gelochten Platten in ziemlich geschlossenem Strome durch das heißere Wasser durchsinken und würde — der schlechten Wärmeleitung des Wassers wegen — in gleich kühlem Zustande direkt wieder in den Kondensator zurückgehen, im Behälter also das heiße Wasser zurücklassen, das aber gerade in diesen Perioden wieder gekühlt werden soll, damit es bei den Perioden hohen Dampfverbrauches im Kondensator wieder kühlend wirken kann. Durch die gelochten Platten wird aber der oben eintretende kühle Wasserstrom zerteilt, sinkt also in aufgelöster Masse durch das heißere Wasser, mischt sich damit und kühlt es dabei, wie bezweckt. Diese einfache Anordnung gibt die für unsere Zwecke günstigste Wassermischung in den Akkumulatoren:

In Perioden hohen Dampfverbrauches findet keine Wassermischung statt; das heiße Wasser bleibt im Akkumulator, und nur das kühle geht in den Kondensator zurück, um hier, gerade wenn es not tut, energisch mitzuwirken; und nur in Perioden niedern Dampfverbrauches findet wieder Mischung und damit Kühlung des warmen Wassers im Akkumulator statt.

Die Wirkung unserer Einrichtung faßt sich schließlich dahin zusammen:

In den Kondensator tritt außer der konstanten Kühlwassermenge auch noch die gleiche konstante Wassermenge aus dem Akkumulator: in Perioden niedern Dampfverbrauches wärmer, also zur Kondensation nichts beitragend; dagegen in Perioden hohen Dampfverbrauches kühler, also die Kondensation eines Teiles des Dampfes übernehmend.

Die wissenschaftliche Untersuchung der Sache und die Art der Berechnung der Wirkung solcher Akkumulatoren sind in der folgenden Abhandlung niedergelegt. Hier sei nur bemerkt, daß aus solchen Untersuchungen hervorgeht, daß, wenn man z. B. bei der Kondensation des Abdampfes einer Fördermaschine zur Erhaltung eines bestimmten Vakuums während der Fahrt ohne Akkumulator per Minute 6 cbm Kühlwasser brauchte, man mit Akkumulator, wo die sonst während der Pausen unbenützt ablaufende Kühle des Kühlwassers mitverwendet wird, zur Erzielung des gleichen Vakuums nur etwa 4 cbm Kühlwasser braucht, womit auch Pumpen und deren Arbeit nur etwa $\frac{2}{3}$ so groß werden.

Als Regel gilt, den Inhalt des Akkumulators mindestens so groß zu machen, daß er die in der längsten Periode hohen Dampfverbrauches zulaufende Kühlwassermenge aufnehmen kann.

Wie jeder Praktiker weiß, ist der Dampfzufluß zum Kondensator beinahe immer ein unregelmäßiger. Man ist daher auf den Gedanken gekommen, tunlichst alle Kondensationen so einzurichten, daß jeder-

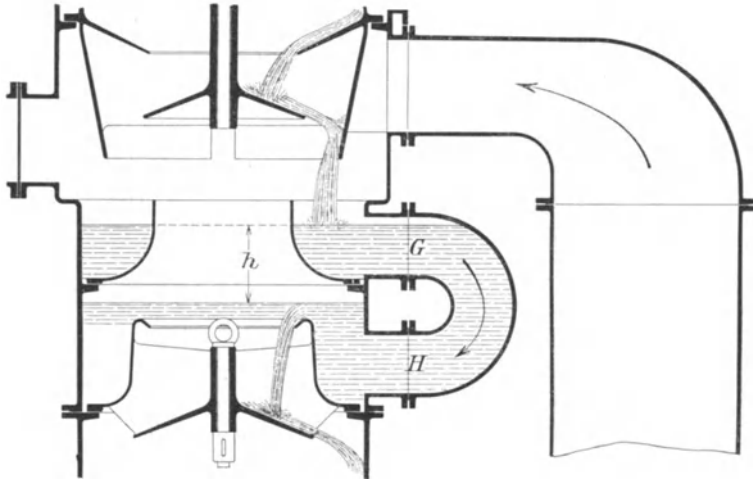


Fig. 102.

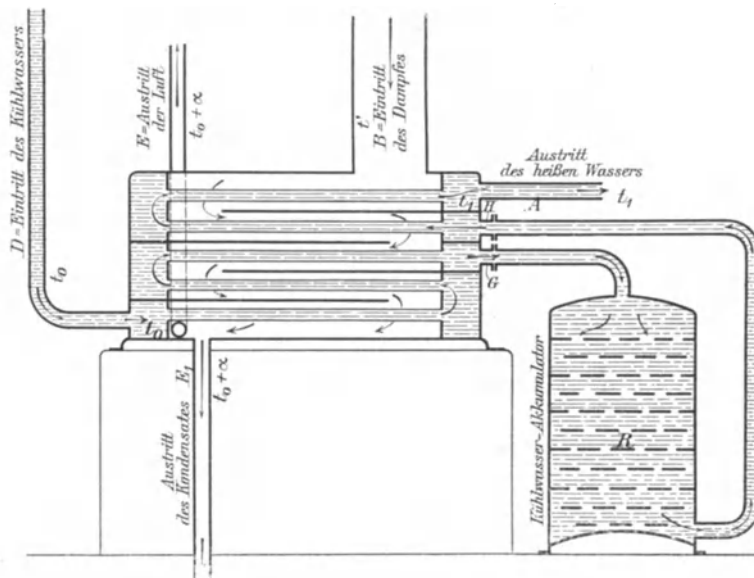


Fig. 103.

zeit ein Kühlwasserakkumulator an den Kondensator angeschlossen werden kann, auch wenn man zuerst vielleicht von der Anbringung eines solchen absieht. Auf sehr einfache Weise erreicht man das nach

Figur 102. Es stellt diese Figur den mittleren Teil eines Kondensators nach Figur 100 oder 101 dar und ist einer Werkstattzeichnung entnommen. Die Anschlüsse G und H sind die aus den Figuren 100 und 101 bekannten Akkumulatorrohrstutzen. Es genügt nun, diese letzteren durch ein Rohr GH miteinander zu verbinden, um den Kondensator vorläufig auch ohne Akkumulator betreiben zu können. Statt in einen Akkumulator einzutreten, durchläuft jetzt das im Kondensator niedergehende Kühlwasser einfach das Rohr GH . Dabei hat man aber die Möglichkeit, daß man später, wenn es gewünscht wird, jeden Augenblick an einen derartigen Kondensator einen Kühlwasserakkumulator anschließen kann, man braucht dann nur das Rohr GH zu entfernen.

Bei obigem Vorgehen erhält man als weiteren, nicht zu unterschätzenden Vorteil für alle Kondensationen einerlei Modelle.

Die (schematische) Figur 103 endlich zeigt einen Kühlwasserakkumulator Pat. Weiss kombiniert mit einem Oberflächen-Kondensator (hier Gegenstromkondensator). Nach dem Vorhergehenden ist die Figur ohne weiteres verständlich. Ob derartige Ausführungen schon vorgekommen sind, konnte nicht in Erfahrung gebracht werden.

B. Wissenschaftliche Untersuchung des Akkumulators und Art der Berechnung von dessen Wirkung.

Wenn man die Temperatur, also auch den Druck, in Mischkondensatoren bei stark wechselndem Dampfverbrauch der angeschlossenen Maschinen — z. B. Walzwerks-Umkehrmaschinen — aber gleichbleibender Kühlwasserzufuhr durch einen im Kondensator angeordneten Wasservorrat möglichst unveränderlich erhalten will, so muß dieser Wasservorrat, wie ich in einem Aufsätze „Beharrungsvermögen von Kondensatoren“ in Z. 1899, S. 1155 sowie in dem Buche „Kondensation“ (Berlin, Julius Springer) S. 312/13¹⁾ gezeigt habe, wenn er gegenüber der gewaltigen latenten Dampfwärme praktisch zur Wirkung kommen soll, sehr groß gemacht werden, mindestens gleich der in der Minute zulaufenden Kühlwassermenge. Betrüge diese letztere z. B. 20 cbm/min, d. h. wäre dies die für den mittleren Dampfverbrauch als nötig ermittelte Kühlwassermenge, die natürlich ununterbrochen zufließen muß, und an der auch kein „Beharrungsvermögen“ etwas ändern kann, so wäre im Kondensator außerdem noch eine Wassermenge von mindestens ebenfalls 20 cbm aufzustapeln, wenn sie einem zeitweise z. B. auf das Doppelte gestiegenen Dampfverbrauches auch nur für etwa 30—50 sk standhalten sollte. Diese Wassermenge von 20 cbm wäre ferner im Kondensator nicht in geschlossener, sondern in aufgelöster Masse unterzubringen, damit die Dampfwärme auch wirklich in den Wasservorrat eindringen könnte. Um solche Wassermassen aufzunehmen, müßten die Kondensatorkörper und ihre Kosten ins Ungeheure wachsen. Begnügt man sich aber notgedrungen mit kleineren Wasservorräten — wie sie übrigens jeder Kondensator schon mehr oder weniger enthält —, so können diese wohl kurz andauernden Steigerungen des Dampfverbrauches standhalten, wie sie z. B. auftreten, wenn nur eine Umkehrmaschine an einen Kondensator angeschlossen ist, die immer nur für wenige Sekunden Dampf erhält; werden aber die Zeiträume hohen Dampfverbrauches länger, auch nur $\frac{1}{2}$ bis 1 Minute, wie das eintritt, wenn mehrere Maschinen mit wechselndem Dampfverbrauches an einen Kondensator angeschlossen sind, so helfen kleine Wasservorräte gar nichts mehr: Temperatur und Druck im Kondensator steigen beinahe ebenso rasch, als ob die kleinen Wasservorräte nicht vorhanden wären.

¹⁾ Siehe S. 269, 270.

Es gibt aber ein Verfahren, den Wasservorrat, also auch seine Beharrungsvermögen erzeugende Wirkung, mit geringen Kosten beliebig groß zu machen, indem man ihn nicht in den Kondensator, sondern an beliebigen Stellen — wo sich eben Raum findet — außerhalb desselben unterbringt, wobei man das im Innern des Kondensators niedergehende Kühlwasser, nachdem es sich schon mit dem Dampfe gemischt und unter Kondensation einer entsprechenden Dampfmenge erwärmt hat, ein oder auch mehrere Male nacheinander im Innern des Kondensators abfängt und durch Rohre in außen- und tieferliegende, recht groß zu haltende geschlossene Behälter (Kessel) leitet; aus diesen wird es durch eine andere Rohrleitung unter Benutzung seines eigenen Gefälles wieder an etwas tiefer liegende Stellen im Kondensator zurückgeführt, wo es sich nochmals mit dem Dampfe mischt, und dann erst wird es auf gewohntem Wege endgültig aus dem Kondensator abgelassen. Indem sich in jenen großen Behältern das bei jeder Periode hohen Dampfverbrauches aus dem Kondensator kommende Wasser von höherer Temperatur mit dem bei der vorangegangenen Periode niedrigeren Dampfverbrauches aus dem Kondensator geströmten kühleren mischt, nimmt es dort eine verhältnismäßig wenig schwankende mittlere Temperatur an, mit der es auch wieder in den Kondensator gelangt, und wirkt sonach in Perioden hohen Dampfverbrauches kühlend, d. h. druckvermindernd, in Perioden niedrigeren Dampfverbrauches wärmend, d. h. drucksteigernd, also in allen Fällen den sonst stattfindenden Druckschwankungen entgegen. Daß dabei in Perioden niedrigen Dampfverbrauches der Druck nicht so tief sinkt wie bei einem gewöhnlichen Kondensator, wird in der Praxis kaum als Nachteil empfunden: wenn nur bei Perioden höchsten Dampfverbrauches das Vakuum nicht zu weit wegsinkt, so verschlägt es nichts, wenn es dafür in Perioden niedrigen Dampfverbrauches nicht so übertrieben hoch steigt, wie es der sonst eintretenden niedrigen Kondensatortemperatur entsprechen würde.

In Fig. 104 tritt durch Rohr *B* der Dampf, durch Rohr *D* das Kühlwasser in den Kondensatorkörper *C* ein, während das warme Wasser und die Luft durch Rohr *A* von einer sog. Naßluftpumpe weggeholt werden; es ist hier also ein Parallelstromkondensator vorausgesetzt. Das durch Rohr *D* in den Kondensator eingeführte und in ihm irgendwie zur Verteilung gebrachte Kühlwasser nimmt dort so viel Wärme auf, wie es den im Kondensator herrschenden Umständen nach (Höhe des Gesamtdruckes und Anteil der anwesenden Luft an diesem Gesamtdrucke) vermag; es wird also gerade so weit erwärmt und kondensiert dabei gerade so viel Dampf, als wenn es unter den genannten Umständen durch einen gewöhnlichen Parallelstromkondensator ginge. Nun fällt aber dieses erwärmte Wasser, das schon gedient hat, nicht unmittelbar auf den Boden des Kondensators, wo es von der Naßluftpumpe weggeholt würde, sondern es wird durch ein untergebautes Gefäß *F* vollständig aufgefangen und durch Rohr *G* aus dem Kondensator hinaus in einen tiefer gelegenen großen Behälter *R* geführt, von dem es durch Rohr *H*, auf seinem Wege durch *GRH* die Druckhöhe *h*

zur Erzeugung der Geschwindigkeit und zur Überwindung der Reibung usw. verzehrend, wieder in den Kondensator hinaufsteigt, um durch das Verteilgefäß *J* zum zweiten Male mit dem Dampfe gemischt und nun erst von der Naßluftpumpe weggeholt zu werden.

Da der Behälter oder Kessel *R* an einem beliebigen Orte seitwärts unter dem Kondensator stehen kann, da er ferner immer vollständig mit Wasser gefüllt ist, und kein Dampf in ihn einzutreten hat, für den noch Raum frei zu lassen wäre, so kann man eben beliebig große Wassermassen in diesem Doppelumlauf wirksam machen, deren Einfluß auf die Gleichmäßigkeit des Vakuums bei wechselndem Dampfverbrauch wir später erkennen werden. Da ferner diese Behälter *R* immer nur geringem Drucke — von außen dem Überdruck der Luft über den Kondensatordruck, jedoch vermindert um den inneren Wasserdruck beim Betrieb des Kondensators, von innen einigen Metern Wasserdruck bei Stillstand der Kondensation — ausgesetzt sind, so bedürfen sie nur geringer Blechstärke, werden also auch bei großem Inhalte noch billig.

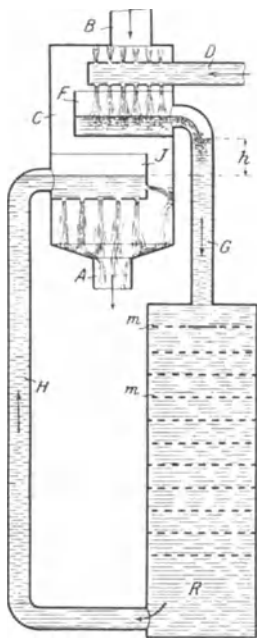


Fig. 104.

In Fig. 105, wo der Dampf wieder durch *B* und das Kühlwasser durch *D* eintritt, während die Luft oben durch *E* von einer trockenen Luftpumpe weggeholt und das heiße Wasser unten durch *A* entweder mittels einer Wasserpumpe oder durch ein 10 m hohes Fallrohr entfernt wird, ist der obere Teil des Kondensators als Gegenstromkondensator ausgebildet und hat dem-

entsprechend auch alle dieser Kondensationsart eigentümlichen Vorteile; dabei ist dargestellt, wie das im Kondensator niedergehende Kühlwasser zweimal abgefangen und nacheinander in zwei außen liegende Behälter *R* und *R*₁ geleitet wird, aus denen es wieder in den Kondensator zurücksteigt, so daß es hier dreimal zur Mischung mit dem Dampfe gelangt.

So kann man das Wasser sowohl in Parallelstrom- als auch in Gegenstromkondensatoren einmal oder beliebig oft abfangen und durch ebensoviele Außenbehälter leiten; je öfter dies wiederholt wird, und je größer die Behälter gemacht werden, um so kleiner werden die Druckschwankungen im Kondensator. Doch wird man sich in der Praxis gewöhnlich mit einmaligem Abfangen des Wassers und einem Außenbehälter begnügen und jedenfalls nie weiter als bis zu zweimaligem Abfangen und zwei Außenbehältern gehen.

Eine besondere Anordnung erfordert die Mischung des Wassers in den Außenbehältern, damit nicht das spezifisch leichtere heiße

Wasser immer oben bleibt, und das spezifisch schwerere kühle Wasser immer unten zum Kondensator wegläuft, was zwar in Perioden hohen Dampfverbrauches erwünscht, in Perioden niedrigen Dampfverbrauches dagegen um so unerwünschter wäre. Im Behälter *R*, Fig. 104, wird von oben bis in die Mitte oder besser noch weiter hinab eine Anzahl siebartig durchlochter Platten *m*, *m* wagerecht angeordnet, durch welche der oben eintretende Wasserstrom gezwungen wird, sich über den ganzen Querschnitt des Behälters gleichförmig zu verteilen. Tritt nun während einer Periode hohen Dampfverbrauches oben heißeres Wasser ein, als im Behälter schon vorhanden ist, so wird es zwar durch die durchlocherten Platten in wagerechtem Sinne zur Verteilung gebracht; es wird aber, als spezifisch leichter, doch in den oberen Teilen des Behälters *R* in geschlossener Masse bleiben, die nach abwärts zu nur wächst nach Maßgabe des unten weggehenden kühleren Wassers: in den Zeiten hohen Dampfverbrauches treten somit die durchlocherten

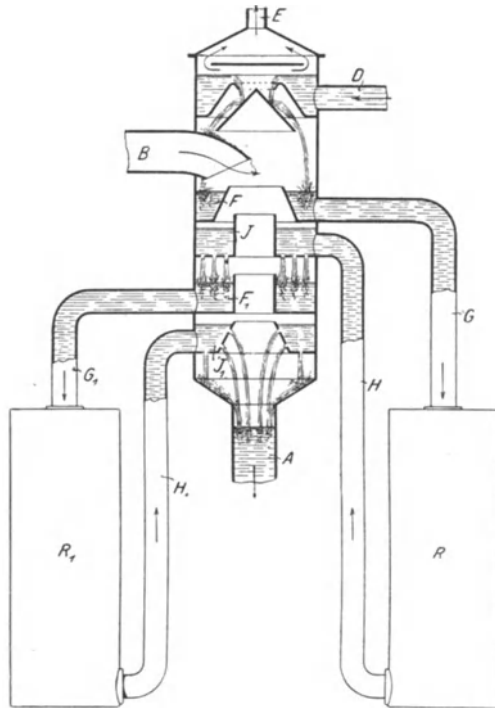


Fig. 105.

Platten nicht in mischende Wirkung. In den dazwischen liegenden Zeiträumen niedrigen Dampfverbrauches, wo das oben in den Behälter eintretende Wasser kühler ist als das in ihm schon enthaltene, würde es infolge seines größeren spezifischen Gewichtes ohne die Platten *m* in ziemlich geschlossenem Strome durch das heißere Wasser hindurchsinken, und es würde der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Wassers wegen nur ein geringer Wärmeaustausch zwischen den beiden Wassermengen stattfinden. Danach würde das Wasser in verhältnismäßig kühlem Zustande geradeswegs wieder in den Kondensator zurückgelangen, im Behälter *R* also das heiße Wasser zurücklassen, das aber gerade in diesen Perioden wieder gekühlt werden soll, damit es bei den späteren Perioden hohen Dampfverbrauches im Kondensator wieder kühlend wirken kann. Durch die durchlocherten Platten wird nun der oben eintretende kühle Wasserstrom zerteilt, sinkt also

in aufgelöster Form durch das vorhandene heiße Wasser, mischt sich mit ihm und kühlt es dabei ab.

Bei der Einrichtung der Behälter R nach Fig. 104 findet also eine Mischung des heißen mit dem kühlen Wasser nur in Perioden niedrigen, nicht aber in solchen hohen Dampfverbrauches statt; ich werde solche Einrichtung bei den späteren Untersuchungen als Behälter mit unterbrochener Wassermischung bezeichnen.

Im Gegensatz hierzu bewirkt die Zu- und Abführung des Wassers in und aus dem Behälter R nach Fig. 106 eine ununterbrochene

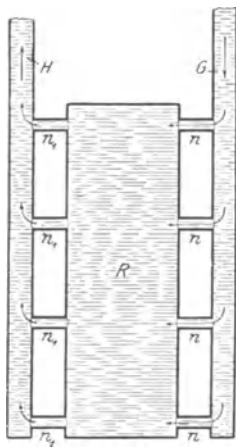


Fig. 106.

Mischung des Wassers. Indem das Einführrohr G nicht als Ganzes in den Behälter einmündet, sondern durch eine der Höhe des Behälters nach gleichförmig verteilte Anzahl entsprechend kleinerer Mündungen n , während das Rohr H ebenfalls durch eine der Höhe nach gleichförmig verteilte Anzahl kleinerer Austrittsöffnungen n_1 das Wasser aus dem Behälter austreten läßt, ist die Temperatur des vom Rohr H dem Kondensator zugeführten Wassers immer das Mittel aus den im Behälter herrschenden Wassertemperaturen, mögen diese unten und oben noch so verschieden sein, weil das Wasser gleichmäßig aus allen Höhenschichten des Behälters zusammen genommen wird. Diese Einrichtung hat also die gleiche Wirkung wie etwa ein mechanisch betriebenes Rührwerk im Behälter R .

Ob Behälter mit ununterbrochener Wassermischung nach Fig. 106 oder solche mit unterbrochener Mischung nach Fig. 104 vorzuziehen sind, wird die spätere Untersuchung erweisen.

Nachdem hiermit die neuen Vorrichtungen zur Dämpfung der Druckschwankungen in Kondensatoren beschrieben sind ¹⁾, gehe ich

¹⁾ Ich hatte noch eine weitere, in Fig. 107 dargestellte Vorrichtung ins Auge gefaßt, die allerdings nur für Kondensatoren mit barometrischem Fallrohr in Frage kommen könnte. Der obere Teil des Fallrohres (oder der untere Teil des Kondensators, wie man dies nun nennen will) zwischen der kleinsten Saughöhe h_{min} bei niedrigstem Vakuum und der größten Saughöhe h_{max} bei höchstem Vakuum ist zu runden Gefäßen vom Durchmesser d erweitert, die sich bei hohem Vakuum durch innen gebohrte Löcher mit Wasser füllen und sich bei niedrigem Vakuum durch diese gleichen (Spritz-) Löcher wieder entleeren. Unten ist das Fallrohr mit einer sich nach außen öffnenden selbsttätigen Rückschlagklappe versehen. Folgt nun auf eine Periode niedrigen Dampfverbrauches, also hohen Vakuums, wo das Wasser im Fallrohre hoch steht, und die Gefäße in der oberen Erweiterung des Fallrohres sich mit verhältnismäßig kühlem Wasser angefüllt haben, eine Periode hohen Dampfverbrauches, wo die Temperatur steigt, das Vakuum und damit die Fallwassersäule sinkt, so entleeren sich jene Gefäße und senden dabei ihr kühleres Wasser in den heißeren Dampf — dieser Periode entspricht die Darstellung Fig. 107 —, lassen also das Vakuum nicht so rasch wegsinken, wie dies ohne den vorher angesammelten Wasservorrat der Fall wäre. Dabei öffnet sich

an deren rechnerische Untersuchung. Dabei mache ich einige vereinfachende Voraussetzungen. Ich sehe ab von der Wärme, die Kondensator und Behälter *R* nach außen abgeben, ebenso von der Wärmeaufnahme und -wiederabgabe der Eisenmassen jener Konstruktionskörper und ihrer Verbindungsrohre; ferner sehe ich ab vom Wasserinhalt des Kondensatorkörpers selbst und von demjenigen der Rohrzu- und -ableitungen zu den Behältern und ziehe nur den Wasserinhalt der letzteren in Betracht. Endlich sehe ich davon ab, daß das in die Außenbehälter und von diesen wieder in den Kondensator zurückgeleitete Wasser nicht nur die Kühlwassermenge, sondern auch noch die kondensierte Dampfmenge — etwa $\frac{1}{30}$ — $\frac{1}{10}$ der ersteren — enthält; ich nehme also an, daß, wenn z. B. in Fig. 105 durch Rohr *D* *W* kg/min Wasser in den Kondensator eingeführt werden, durch die Rohre *H* und *H*₁ ebenfalls nur je *W* kg/min Wasser hineingelangen. Alle diese vereinfachenden Annahmen bewirken, daß das Ergebnis meiner Rechnungen

während dieser Periode die Rückschlagklappe unten und läßt das heiße Wasser austreten. Folgt nun hierauf wieder eine Periode niedrigen Dampfverbrauches, so sinkt die Temperatur im Kondensator wieder, das Vakuum steigt, und damit will auch die Fallwassersäule steigen; die Rückschlagklappe unten schließt sich aber und läßt kein heißes Wasser zurücktreten, so daß sich die Gefäße oben nur mit dem von oben kommenden verhältnismäßig kühleren Wasser füllen und so bereit gestellt werden, um in der folgenden Periode hohen Dampfverbrauches wieder nützlich — kühlend — eingreifen zu können.

Dieser recht einleuchtend erscheinende Vorrichtung leidet aber — abgesehen von andern — an folgendem Hauptübelstande: Macht man die Gefäßzellen oben im Fallrohr groß, damit sich in ihnen während der Perioden geringen Dampfverbrauches genug kühles Wasser ansammelt, um auch einer Periode hohen Dampfverbrauches von einiger Dauer (z. B. 20—40 sk) standhalten zu können, so füllen sich die Zellen gar nicht, wenn einmal die Perioden geringen Dampfverbrauches kürzer sind. Und macht man jene Gefäßzellen wieder klein, so füllen sie sich allerdings immer, enthalten aber zu wenig Wasservorrat, um bei hohem Dampfverbrauche von einiger Dauer noch wirksam zu bleiben. Man mag es also machen, wie man will, in der Mehrzahl der Fälle werden sich die Zellen vor Beendigung der betreffenden Periode hohen Dampfverbrauches entleert haben, worauf Temperatur und Druck gerade so in die Höhe schnellen wie in einem gewöhnlichen Kondensator ohne jede Sicherheitsvorkehrung gegen Druckschwankungen.

Diese Idee hat also keinen praktischen Wert; ich habe sie aber hier angeführt und beleuchtet, damit sie nicht von anderer Seite aufgenommen und angepriesen und damit trügerische Hoffnung erzeugt wird.

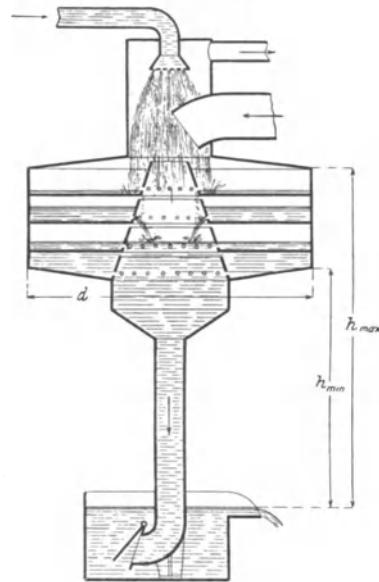


Fig. 107.

etwas ungünstiger sein wird als die Wirklichkeit; somit sind sie praktisch durchaus zulässig.

Zuerst behandle ich die Änderung der Temperatur mit der Zeit in den Außenbehältern, dann die Änderung der Temperatur im Kondensator selbst, durch die wiederum der Druck im Kondensator bestimmt wird. Hierbei werde ich zu unterscheiden haben, ob nur ein oder zwei Außenbehälter anzuwenden sind (weiter dehne ich meine Untersuchung in dieser Richtung nicht aus), ferner ob in den Behältern ununterbrochene Mischung (nach Fig. 106) oder unterbrochene Mischung des Wassers (nach Fig. 104) stattfindet, und endlich noch, ob es sich um Parallel- oder um Gegenstromkondensatoren handelt, indem bei Perioden hohen Dampfverbrauches, also bei steigender Temperatur im Kondensator, sich beide in bezug auf Temperaturänderung in ihrem Innern zwar gleich verhalten, nicht aber bei Perioden niedrigen Dampfverbrauches, also bei sinkender Temperatur. Es handelt sich also immer darum, die verschiedenen Temperaturen als Funktion der verlaufenden Zeit als Ordinaten zu den als Abszissen aufzutragenden Zeiten zu finden. Dabei denke ich mir den Dampfverbrauch im Verlaufe der Zeit nicht sich stetig ändernd, einer Wellenlinie folgend, sondern immer plötzlich von einer niedrigen auf eine höhere Stufe und von dieser wieder auf eine niedrigere springend, so daß immer auf eine Periode hohen Dampfverbrauches wieder eine Periode niedrigen Verbrauches folgt, und umgekehrt, nicht aber etwa auf eine Periode hohen Dampfverbrauches eine Periode noch höheren Verbrauches ¹⁾. Die absoluten Höhen des Dampfverbrauches können hierbei in den verschiedenen Perioden hohen und in den verschiedenen Perioden niedrigen Dampfverbrauches je unter sich verschieden sein; nur während jeder einzelnen Periode, gleichgültig ob sie kürzer oder länger ist, soll der Dampfverbrauch unveränderlich sein. Die Zeiten rechne ich immer wieder vom jeweiligen Beginn einer neuen Periode aus, nehme also am Beginn einer solchen stets wieder einen neuen Koordinaten-Nullpunkt an.

Im Anschluß an die Bezeichnungen in meinen früheren Veröffentlichungen über den Gegenstand sei:

- W die oben frisch in den Kondensator eintretende, als unveränderlich vorausgesetzte Kühlwassermenge in kg/min;
- D die in Perioden niedrigen Dampfverbrauches in den Kondensator eintretende Dampfmenge in kg min;
- D_m diese Dampfmenge in Perioden hohen Dampfverbrauches, (wobei voraussetzungsgemäß die verschiedenen D unter sich und die verschiedenen D_m unter sich verschieden sein können; nur soll jedes für seine Periode unveränderlich sein);
- t_0 die als gleichbleibend vorausgesetzte Temperatur des oben frisch eintretenden Kühlwassers;
- t' die Temperatur des austretenden Wassers beim Dampfverbrauche D , und zwar wenn kein Außenbehälter vorhanden

¹⁾ Doch könnten auch hierbei mit meinen Entwicklungen die Temperaturänderungen im Kondensator verfolgt werden.

ist, wenn man es also mit einem gewöhnlichen Kondensator zu tun hat;

t'_m diese Temperatur beim Dampfverbrauche D_m ;

r die Verdampfungswärme, d. i. die Wärmemenge, die 1 kg Dampf mehr enthält als 1 kg Wasser von derselben Temperatur; diese kann und soll hier innerhalb der Temperaturen, die in Kondensatoren vorkommen, unveränderlich gesetzt werden (und zwar im Mittel $r = 570$ WE).

Dann hat man für den Vorgang der Kondensation in einem gewöhnlichen Kondensator die Wärmeleichung:

Abgegebene Verdampfungswärme rD bzw. rD_m beim Kondensieren des Dampfes gleich Erwärmung der dabei durch den Kondensator gegangenen Wassermenge W von t_0 auf t' bzw. t'_m

$$\begin{aligned} \text{oder} & & rD &= W(t' - t_0) \\ \text{bzw.} & & rD_m &= W(t'_m - t_0). \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich das sogenannte Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{W}{D} = \frac{r}{t' - t_0} = \frac{570}{t' - t_0} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

für Perioden niedrigen Dampfverbrauches und

$$n_m = \frac{W}{D_m} = \frac{r}{t'_m - t_0} = \frac{570}{t'_m - t_0} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

für Perioden hohen Dampfverbrauches; daraus umgekehrt die Heißwassertemperatur in Perioden niedrigen Dampfverbrauches

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

und in Perioden hohen Dampfverbrauches

$$t'_m = \frac{570}{n_m} + t_0, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

alles, wie es in einem gewöhnlichen Kondensator eintreten würde.

Ferner bezeichne ich noch mit

aW den Inhalt eines jeden Außenbehälters R in ltr. (Wenn deren mehrere angeordnet werden, so nehme ich sie untereinander gleich groß an.) Ich setze also den Wasserinhalt der Behälter ins Verhältnis zu der oben dem Kondensator pro min zugeführten frischen Kühlwassermenge; betrüge die letztere z. B. 10 cbm, während der Behälter 17 cbm Inhalt hätte, so wäre in diesem Falle die Zahl $a = 1,70$. Durch dieses Insverhältnissetzen werden wir handlichere Formeln erhalten.

Weitere notwendig werdende Bezeichnungen werde ich im Verlaufe der Untersuchung einführen.

Temperaturverlauf in den Außenbehältern.

In einen mit Wasser von irgend einer Temperatur gefüllten Behälter vom Inhalte a W ltr, Fig. 108, laufen pro min W ltr Wasser von einer andern Temperatur t , während gleichzeitig andernorts ebensoviel Wasser wieder aus dem Behälter austritt. Frage: Wie ändert sich die Temperatur des Wassers im Behälter mit verlaufender Zeit, und zwar wenn ununterbrochene und augenblickliche Mischung des verschieden warmen Wassers im Behälter stattfindet?

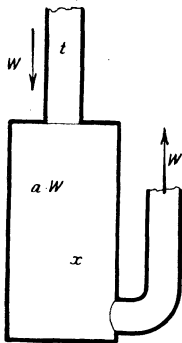


Fig. 108.

Nach Verlauf von T min von irgend einem Anfangszustande ab möge die voraussetzungsgemäß überall im Behälter gleiche Temperatur auf x gestiegen oder gefallen sein. Im folgenden Zeiteilchen dT wird diese Temperatur um dx weiter steigen oder fallen, also auf $x + dx$ kommen (wobei dx auch negativ sein kann). Die mittlere Behältertemperatur während dieses Zeiteilchens dT darf als das arithmetische Mittel aus Anfangs- und Endtemperatur angesehen werden, also zu $\frac{x + (x + dx)}{2} = x + \frac{dx}{2}$ angenommen werden. In dem betrachteten Zeiteilchen dT treten einerseits $W dT$ kg Wasser von der Temperatur t in den Behälter ein, welche ihm an Wärme $W \cdot dT \cdot t$ Wärmeeinheiten zuführen, während andererseits im gleichen Zeiteilchen auch $W dT$ kg Wasser, aber von der Temperatur $x + \frac{dx}{2}$

austreten, dem Behälter also an Wärme $W dT \left(x + \frac{dx}{2}\right)$ Wärmeeinheiten entziehen. Der Unterschied dieser beiden Wärmemengen wird verwendet zur Erwärmung bzw. Abkühlung des Behälterwassers a W um dx . Man hat also die Wärmeleichung

$$W dT t - W dT \left(x + \frac{dx}{2}\right) = a W dx$$

$$t dT - x dT - \frac{dx dT}{2} = a dx.$$

Gegenüber den andern Gliedern von unendlich kleiner Größe erster Ordnung verschwindet die unendlich kleine Größe zweiter Ordnung $\frac{dx dT}{2}$, und man hat

$$(t - x) dT = a dx$$

oder

$$\frac{dT}{a} = \frac{dx}{t - x};$$

dies integriert gibt

$$\frac{T}{a} = -\log(t - x) + C. \dots \dots \dots (5)$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstante C muß die zu irgend einer bestimmten Zeit T im Behälter vorhandene oder vorhanden gewesene Temperatur x bekannt sein; gewöhnlich ist dies der Fall am Anfang der betrachteten Zeitperiode, also bei $T = 0$, und es sei zu dieser Zeit die Temperatur des Wassers im Behälter $= x_0$ gewesen; mit diesen zusammengehörigen Werten von $T = 0$ und $x = x_0$ ist nach Gl. (5)

$$0 = -\log(t - x_0) + C,$$

woraus die Konstante

$$C = +\log(t - x_0),$$

und diese in Gl. (5) eingesetzt:

$$\frac{T}{a} = \log \frac{t - x_0}{t - x} \dots \dots \dots (6)$$

oder

$$\frac{t - x_0}{t - x} = e^{\frac{T}{a}},$$

woraus

$$x = t - \frac{t - x_0}{e^{\frac{T}{a}}} \dots \dots \dots (7)$$

Die steigende Behältertemperatur, wenn also die Temperatur t des Zulaufwassers höher ist als die Anfangstemperatur x_0 im Behälter, sei mit x_{st} bezeichnet; dann ist

$$x_{st} = t - \frac{t - x_0}{e^{\frac{T}{a}}} \dots \dots \dots (8)$$

Entsprechend bezeichne ich mit x_f die fallende Temperatur im Behälter, wenn also $t < x_0$, und schreibe dann Gl. (7):

$$x_f = t + \frac{x_0 - t}{e^{\frac{T}{a}}} \dots \dots \dots (9)$$

Bei Anwendung dieser beiden Grundformeln (8) und (9) auf unsere Kondensatoren wird die Zulauftemperatur t in den einen Fällen unveränderlich, in den andern eine ebenfalls mit T veränderliche Größe und als solche in Gl. (8) bzw. Gl. (9) einzusetzen sein, wie am betreffenden Orte zu sehen sein wird.

Temperaturverlauf im Kondensator.

Da hier nicht wie bei einem gewöhnlichen Kondensator nur an einer Stelle Kühlwasser eintritt, den ganzen Kondensator durchläuft, sich dabei mit dem Dampfe mischt und ihn kondensiert, um dann erwärmt am andern Orte auszutreten, sondern da hier an mehreren Punkten Wasser, und zwar von verschiedenen Temperaturen, in den Kondensator eintritt, sich mit dem Dampfe mischt, und jede der verschiedenen Wassermengen gesondert aus dem Kondensator hinausgeht, so ist vor allem das Verhalten dieser verschiedenen Wassermengen zum Dampfe zu betrachten, d. h. bei welcher Temperatur der Dampf

kondensiert, und welche Temperatur jede der Wassermengen annimmt. Hierbei ist zu unterscheiden zwischen Perioden hohen und solchen niedrigen Dampfverbrauches.

Folgt auf eine Periode niedrigen eine Periode hohen Dampfverbrauches, so ist die Temperatur, mit der das Wasser aus dem oder den Außenbehältern in den Kondensator zurücktritt, jedenfalls kleiner als die Temperatur, auf die das oben eintretende frische Kühlwasser erwärmt würde, wenn aller eintretende Dampf nur an diesem Wasser kondensierte, wobei auch die Temperatur des Dampfes auf die Temperatur dieses erwärmten Wassers herabsänke. Der Dampf kondensiert sonach nicht nur an jenem Kühlwasser, sondern auch noch an dem aus den Behältern zurückströmenden Wasser, da dieses eben noch kühler als der Dampf selbst ist; und es kondensiert so lange Dampf an jenem Behälterwasser, bis eben beide Temperaturen, die des erwärmten Kühlwassers und die des erwärmten Behälterwassers, gleich geworden sind, wobei auch die Temperatur des Dampfes im Kondensator auf diese gemeinsame Wassertemperatur heruntergesunken ist. Also: In Perioden hohen Dampfverbrauches erwärmt sich alles in den Kondensator eintretende Wasser auf eine und dieselbe, eine gewisse mittlere Temperatur, und zwar sowohl bei Gegenstrom wie bei Parallelstrom.

Folgt nun aber auf die vorübergegangene Periode hohen eine Periode niedrigen Dampfverbrauches, so tritt das Wasser aus den Außenbehältern mit einer höheren Temperatur in den Kondensator zurück, als die Temperatur ist, auf die der kondensierende Dampf das oben frisch zutretende Kühlwasser erwärmt. Der Dampf wird also, soweit er überhaupt kondensieren kann, nur am frisch eintretenden Kühlwasser kondensieren, nicht aber am wärmeren Behälterwasser, und seine Temperatur wird auch nur auf die Temperatur dieses wärmeren Behälterwassers sinken. Auch das gilt sowohl für Parallel- wie für Gegenstrom.

Das Verhalten des wärmeren Behälterwassers im Kondensator ist nun aber verschieden, je nachdem er mit Gegenstrom oder mit Parallelstrom arbeitet.

Bei Gegenstrom — wie ich in dem Buche „Kondensation“ gezeigt habe — wird, sobald die Luftpumpe nur eine ganz bestimmte, zu berechnende Größe hat, die Luft aus dem unteren Teile des Kondensators, in den auch das Behälterwasser eintritt, vollständig nach oben verdrängt. Der untere Raum des Kondensators von F abwärts, Fig. 105, ist also luftleer und nur mit Wasserdampf von einem der Temperatur entsprechenden Drucke gefüllt; strömt nun aus J und J_1 heißeres Wasser aus, als von oben her in das erste Auffanggefäß F fällt, so wird es, da es daran durch nichts gehindert ist, unter dem etwas niedrigeren Drucke sieden (nicht nur „verdunsten“) und unter Entnahme der dazu nötigen Verdampfungswärme aus sich selbst so lange Dämpfe ausstoßen, die sich an dem in das Auffanggefäß F fallenden kühleren Wasser kondensieren und dieses erwärmen, bis die Temperatur des in das Gefäß F fallenden Wassers gleich der Temperatur des aus J und J_1 strömenden

Wassers geworden ist. Es findet also auch hier ein Temperatenausgleich aller in den Kondensator eintretenden Wassermengen statt.

Anders ist der Vorgang bei Parallelstrom, Fig. 104. In diesem Falle ist im unteren Teile des Kondensators, wo Luft und warmes Wasser zusammen aus dem Kondensator abgesaugt werden, der Luftdruck jedenfalls nicht = 0 geworden, sondern hat eine meßbare positive Größe. Der Gesamtdruck besteht aus dem Drucke des gesättigten Dampfes von der Wassertemperatur plus dem dort herrschenden Luftdrucke, ist also größer als der der Temperatur entsprechende Dampfdruck allein. Somit kann das Wasser in J und J_1 nicht „sieden“, mag es noch soviel wärmer als in F sein; es kann höchstens an der Oberfläche „verdunsten“, und es werden sich diese Dünste dann allerdings an dem oberen kühleren Wasser in F niederschlagen. Doch ist ein solcher Wärmeaustausch durch „Verdunsten“ im Gegensatz zum eigentlichen kräftigen „Sieden“ so verschwindend klein, daß ich ihn in den folgenden Rechnungen vernachlässigen und annehmen darf, das durch Rohr H (und etwa Rohr H_1) in den Kondensator eintretende heißere Wasser gehe mit gleichbleibender Temperatur durch den Kondensator hindurch und zu A hinaus, ohne Wärme abzugeben oder aufzunehmen. Es ergibt sich also als weiteres Verhalten der Kondensatoren mit Außenbehältern:

In Perioden niedrigen Dampfverbrauches nehmen bei Gegenstrom ebenfalls sämtliche in den Kondensator tretende Wasser gleiche Temperatur an; bei Parallelstrom dagegen gehen die heißer in den Kondensator tretenden Wassermengen ohne Temperaturverlust durch ihn hindurch ¹⁾.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen sei der Temperaturverlauf im Kondensator der Reihe nach betrachtet:

bei Gegenstromkondensation	mit einem Außenbehälter,
„ „	„ zwei Außenbehältern,
„ Parallelstromkondensation	„ einem Außenbehälter,
„ „	„ zwei Außenbehältern,

und zuerst alles das bei ununterbrochener Mischung des Wassers in den Behältern, nach Fig. 106, und dann bei unterbrochener Mischung, nach Fig. 104. Dabei ziele ich immer auf die Kenntnis der jeweilig höchsten Wassertemperatur im Kondensator ab (die auch jene ist, mit der das Wasser schließlich durch die Leitung A , Fig. 104 und 105, abgeht), da von ihr das jeweilige Vakuum im Kondensator abhängt.

¹⁾ Es gibt noch einen Fall: Wenn zwar Gegenstromkondensation vorliegt, die Luftpumpe aber nicht die ganz bestimmte Größe hat, um den Kondensator in den unteren Teilen luftleer zu machen, wobei das Ablaufwasser sich völlig auf die dem Vakuum entsprechende Temperatur erwärmt; wenn im Gegenteil die Luftpumpe kleiner ist, so daß auch im unteren Teil des Kondensators noch ein Rest Luft verbleibt, so verhält sich das Außenbehälterwasser auch bei Perioden niedrigen Dampfverbrauches wie in einem Parallelstromkondensator, d. h. es „siedet“ dann auch nicht, und es findet kein Temperatenausgleich statt. Ich werde diesen Fall, der dann eben einfach der Parallelstromkondensation einzuordnen ist, künftig nicht mehr besonders erwähnen.

Ununterbrochene Wassermischung.

1. Gegenstromkondensator mit 1 Außenbehälter.

a) Perioden hohen Dampfverbrauches D_m , steigende Temperatur.

In Fig. 105 fallen der zweite Behälter R_1 und die Becken F_1 und J_1 im Kondensator weg. In einem Zeiteilchen dT treten durch das Rohr B $D_m dT$ kg Dampf, durch das Rohr D $W dT$ kg Kühlwasser von der Temperatur t_0 und durch Rohr H ebenfalls $W dT$ kg Wasser von einer Temperatur x ein, die größer als t_0 , aber kleiner als die Temperatur t'_m ist, auf die sich das oben eintretende Kühlwasser erwärmen würde, wenn sich der Dampf ausschließlich an ihm niederschläge. Indem sich der eintretende Dampf also am Kühlwasser und am Behälterwasser, das aus dem Gefäß J ausströmt, niederschlägt, gibt er seine Verdampfwärme $r D_m dT$ ab, die verwendet wird a) zur Erwärmung der Kühlwassermenge $W dT$ von t_0 auf eine gewisse Temperatur t , welche ich, da sie in der betrachteten Periode steigend ist, mit t_{st} bezeichnen will, und b) zur Erwärmung des in den Kondensator zurückgeführten Behälterwassers $W dT$ von der Temperatur x auf eben dieselbe Temperatur t_{st} . Es besteht also die Wärme Gleichung

$$r D_m dT = W dT (t_{st} - t_0) + W dT (t_{st} - x) \dots (10)$$

oder

$$\frac{D_m}{W} = \frac{2 t_{st} - t_0 - x}{r}$$

Setzt man hierin den Wert

$$\frac{D_m}{W} = \frac{t'_m - t_0}{r}$$

aus Gl. (2) ein, so entsteht

$$t_{st} = \frac{t'_m + x}{2} \dots (11)$$

Auf diese mit x veränderliche Temperatur, die in Gl. (8) mit t bezeichnet ist, erwärmt sich daher sowohl das endgültig aus dem Kondensator durch Rohr A austretende Wasser als auch dasjenige, welches im Gefäße F abgefangen und dem Behälter R zugeführt wird. Führt man für die Periode steigender Temperatur auch die Bezeichnung t_{st} für t in Gl. (8) ein und ersetzt das x in Gl. (11) durch den Wert von x_{st} aus Gl. (8), so entsteht:

$$t_{st} = \frac{t'_m}{2} + \frac{t_{st}}{2} - \frac{t_{st} - x_0}{2 e^{\frac{T}{a}}}$$

woraus

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^{\frac{T}{a}} t'_m + x_0}}{\frac{T}{e^{\frac{T}{a}} + 1}} \dots (12)$$

Das ist also auch die Ablauftemperatur des Wassers aus Rohr *A*, von der das Vakuum im Kondensator bestimmt wird.

Die Behältertemperatur *x* (oder *x_{st}*, da ich gerade die Periode steigender Temperatur betrachte) ergibt sich aus Gl. (11) zu

$$x_{st} = 2 t_{st} - t'_m (13)$$

Indem *t'_m* gegeben ist und *t_{st}* aus Gl. (12) bestimmt werden kann, ist damit auch *x_{st}* bestimmt.

b) Perioden niedrigen Dampfverbrauches *D*, fallende Temperatur.

In einem Zeiteilchen *dT* tritt in den Kondensator durch Rohr *B* ein Dampfgewicht *D dT*, durch Rohr *D* eine Kühlwassermenge *W dT* kg von der Temperatur *t₀* und durch Rohr *H* ebenfalls eine Wassermenge *W dT* von einer Temperatur *x*, die nun höher ist als die Temperatur, unter welcher der Dampf kondensiert, und auf die er das Wasser erwärmt. Es wird sich deswegen dieses Wasser durch teilweises Verdampfen — wobei sich seine Dämpfe auch am oben eintretenden Kühlwasser niederschlagen — abkühlen, und zwar gerade auf jene Temperatur *t* (oder *t_f*, da dies eine Periode fallender Temperatur ist), unter der auch der bei *B* eintretende Dampf kondensiert. Es besteht somit die Wärme Gleichung: Verdampfungswärme *r D dT* des eintretenden Dampfes plus Wärmeverlust des aus dem Behälter *R* in den Kondensator zurückkommenden Wassers, indem sich dieses von *x* auf *t_f* abkühlt, gleich Wärmegewinn des oben eintretenden Kühlwassers, indem sich dieses von *t₀* auf *t_f* erwärmt; oder

$$r D dT + W dT (x - t_f) = W dT (t_f - t_0) . . . (14)$$

$$\frac{D}{W} = \frac{2 t_f - t_0 - x}{r} .$$

Setzt man nach Gl. (1)

$$\frac{D}{W} = \frac{t' - t_0}{r} ,$$

so entsteht

$$t_f = \frac{t' + x}{2} (15)$$

Setzen wir in Gl. (9) für den allgemeinen Wert von *t* diesen Wert *t_f* für die fallende Temperatur und dann den so sich ergebenden Wert von *x_f* für *x* in Gl. (15) ein, so bekommt man

$$t_f = \frac{t'}{2} + \frac{t_f}{2} + \frac{x_0 - t_f}{2 e^a}$$

und hieraus

$$t_j = \frac{\frac{T}{e^a t' + x_0}}{\frac{T}{e^a + 1}} \dots \dots \dots (16)$$

als die Ablauftemperatur des Wassers durch Fallrohr *A* aus dem Kondensator bei fallender Temperatur.

Aus Gl. (15) ergibt sich dann *x* oder

$$x_j = 2 t_j - t' \dots \dots \dots (17)$$

als die fallende Behältertemperatur.

Von besonderem Interesse ist noch der Temperatursprung *t_{st} - t_j* am Ende jeder Periode hohen Dampfverbrauches und am Anfang jeder folgenden Periode niedrigen Dampfverbrauches, oder umgekehrt. Für den Anfang einer jeden neuen Periode ist die Behältertemperatur *x* natürlich dieselbe wie am Ende der vorangegangenen, d. h. für solche Übergangspunkte von einer Periode zur folgenden ist *x* in Gl. (11) gleich dem *x* in Gl. (15). Damit ergibt sich aus diesen beiden Gleichungen der Temperatursprung

$$t_{st} - t_j = \frac{t'_m + x - t' - x}{2} = \frac{t'_m - t'}{2}, \dots \dots (18)$$

also in einem Kondensator mit einem Außenbehälter nur halb so groß wie in einem gewöhnlichen Kondensator.

2. Gegenstromkondensator mit 2 Außenbehältern.

Hier gilt Fig. 105 unverändert. Indem bei Gegenstromkondensation, wie oben dargelegt, sowohl in Perioden hohen wie niedrigen Dampfverbrauches immer alle in den Kondensator eintretenden Wassermengen auf die gleiche Temperatur gelangen, also auch mit gleicher Temperatur sowohl in den ersten Außenbehälter *R* als auch in den zweiten Behälter *R₁* treten, ist jedenfalls die Temperatur *x* in jedem der beiden Behälter in jedem Augenblicke die gleiche, und man braucht daher diese Temperatur nur einmal zu berechnen.

a) Perioden hohen Dampfverbrauches, steigende Temperatur.

Ganz analog der Gleichung (10) kann man hier die Wärme Gleichung ansetzen:

$$r D_m dT = W dT (t_{st} - t_0) + 2 W dT (t_{st} - x) \dots \dots (19)$$

weil hier aus jedem der beiden Behälter *W dT*, also aus beiden Behältern zusammen *2 W dT* Wasser von der Temperatur *x* in den Kondensator tritt und sich auf *t_{st}* erwärmt. Hieraus erhält man wieder

$$t_{st} = \frac{t'_m + 2 x}{3} \dots \dots \dots (20)$$

Die Behältertemperatur x oder x_{st} findet man wieder aus Gl. (8), indem man dort für t das t_{st} aus Gl. (20) einsetzt; damit geht Gl. (20) über in

$$t_{st} = \frac{t'_m}{3} + \frac{2 t_{st}}{3} - \frac{2 (t_{st} - x_0)}{3 e^a \frac{T}{T}}$$

woraus

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{T} e^a t'_m + 2 x_0}{e^a + 2} \dots \dots \dots (21)$$

als die Temperatur folgt, auf die sich alles Wasser im Kondensator während der Perioden hohen Dampfverbrauches erwärmt, und mit der es auch aus dem Kondensator austritt; es ist das also auch die Ablauftemperatur.

Die Behältertemperatur x oder x_{st} findet sich aus Gl. (20) zu

$$x_{st} = \frac{3 t_{st} - t'_m}{2} \dots \dots \dots (22)$$

b) Perioden niedrigen Dampfverbrauches, fallende Temperatur.

Man erhält in gleicher Weise wie oben die fallende Ablauftemperatur

$$t_f = \frac{t' + 2 x}{3} \dots \dots \dots (23)$$

oder mit Einführung des Wertes von x

$$t_f = \frac{\frac{T}{T} e^a t' + 2 x_0}{e^a + 2} \dots \dots \dots (24)$$

und damit aus Gl. (23) die Behältertemperatur

$$x_f = \frac{3 t_f - t'}{2} \dots \dots \dots (25)$$

Den Temperatursprung der Ablauftemperatur beim Übergang einer Periode niedrigen in eine Periode hohen Dampfverbrauches — oder umgekehrt — erhält man wieder aus Gl. (20) und (23) zu

$$t_{st} - t_f = \frac{t'_m - t'}{3}, \dots \dots \dots (26)$$

er ist also bei zwei Außenbehältern nur ein Drittel so groß wie bei einem gewöhnlichen Kondensator.

So würde das weiter gehen, und bei $(n-1)$ Außenbehältern würde der Temperatursprung beim Dampfverbrauchwechsel nur den n ten Teil desjenigen bei einem gewöhnlichen Kondensator betragen.

3. Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter.

a) Perioden hohen Dampfverbrauches,
steigende Temperatur.

Da sich bei Perioden hohen Dampfverbrauches auch bei Parallelstrom alle in den Kondensator eintretenden Wassermengen auf gleiche Temperatur erwärmen wie bei Gegenstrom, gelten auch hier die für diesen entwickelten Formeln (11), (12) und (13), die ich der Vollständigkeit wegen unter neuer, fortlaufender Numerierung nochmals aufschreibe.

Kondensator- und Ablauftemperatur:

$$t_{st} = \frac{t'_m + x}{2} \dots \dots \dots (27)$$

oder

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a t'_m + x_0}}{e^a + 1}; \dots \dots \dots (28)$$

Behältertemperatur:

$$x_{st} = 2 t_{st} - t'_m. \dots \dots \dots (29)$$

b) Perioden niedrigen Dampfverbrauches,
fallende Temperatur.

Während sich in einem Parallelstromkondensator in Perioden niedrigen Dampfverbrauches aller eintretende Dampf ausschließlich am kühleren, frisch eintretenden Kühlwasser kondensiert, läuft das erwärmte Wasser aus dem Auffanggefäße *F*, Fig. 104, in den Außenbehälter mit der aus Gl. (3) zu berechnenden konstanten Temperatur *t'*, gerade so wie es bei einem gewöhnlichen Kondensator durch das Ablaufrohr *A* abgehen würde. Im Behälter *R* mischt es sich mit dem vorhandenen wärmeren Wasser und nimmt eine höhere Temperatur *x* an, mit der es wieder in den Kondensator eintritt und ohne Wärmeaufnahme oder -abgabe auch wieder durch das Rohr *A* austritt. Es ist also hier die fallende Behältertemperatur gleich der fallenden Ablauftemperatur (welch letztere wieder das Vakuum im Kondensator bestimmt, wie immer), d. h. es ist hier

$$x_f = t_f. \dots \dots \dots (30)$$

Es ist hier also nur noch die Behältertemperatur *x* oder *x_f* zu bestimmen, und zwar wieder nach Gl. (9), indem man dort die Zulauftemperatur gleich dem unveränderlichen *t'* setzt:

$$x_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^a}. \dots \dots \dots (31)$$

Den Temperatursprung des Ablaufwassers beim Übergang einer Dampfverbrauchsperiode in eine andere findet man wieder als Differenz von Gl. (27) und (30):

$$t_{st} - t_f = \frac{t'_m + x}{2} - \left(t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{T}{a}}} \right).$$

Für den Anfang einer jeden Periode ist aber die Zeit $T = 0$, also $\frac{T}{e^a} = 1$ und voraussetzungsgemäß dort auch die Behältertemperatur $x = x_0$; also

$$t_{st} - t_f = \frac{t'_m - x_0}{2} (32)$$

4. Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern.

a) Perioden hohen Dampfverbrauches, steigende Temperatur.

Auch hier wird sich in Perioden hohen Dampfverbrauches der Dampf an sämtlichen drei in den Kondensator eintretenden Wassermengen kondensieren und diese drei Wassermengen auf die gleiche Temperatur t (oder t_{st} , da diese Temperatur eine steigende ist) erwärmen. Bezeichnet man, Fig. 109, die Mischtemperatur im ersten Behälter mit y , diejenige im zweiten Behälter mit x (bzw. mit y_{st} und x_{st}), so tritt in der Zeit dT durch das normale Kühlwasser-Zufuhrrohr W dT Wasser von der Temperatur t_0 , aus dem ersten Behälter ebensoviel Wasser von der Temperatur y_{st} und aus dem zweiten Behälter ebensoviel von der Temperatur x_{st} in den Kondensator ein, das sich alles auf die Kondensatortemperatur t_{st} erwärmt; die Wärme dazu gibt der gleichzeitig eintretende Dampf $D_m dT$ in seiner Verdampfwärme $r D_m dT$ her. Man hat also die Wärmeleichung

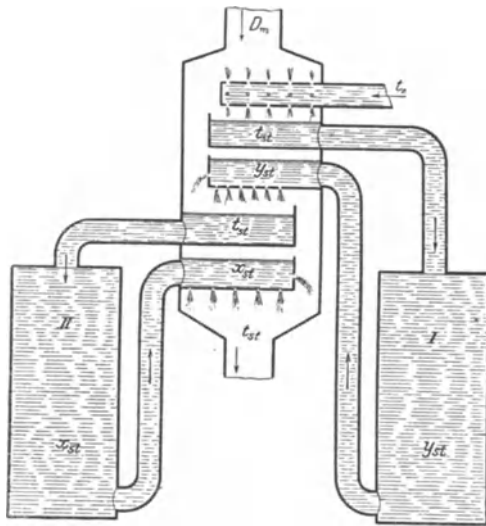


Fig. 109.

$$r D_m dT = W dT (t_{st} - t_0) + W dT (t_{st} - y_{st}) + W dT (t_{st} - x_{st}) . . . (33)$$

oder
$$\frac{D_m}{W} = \frac{3 t_{st} - t_0 - y_{st} - x_{st}}{r};$$

setzt man hierin nach Gl. (2)

$$\frac{D_m}{W} = \frac{t'_m - t_0}{r},$$

so erhält man nach gehöriger Reduktion

$$t_{st} = \frac{t'_m + y_{st} + x_{st}}{3} \dots \dots \dots (34)$$

Die Behältertemperatur y_{st} ergibt sich aus Gl. (8), wenn man dort t_{st} für t und y_0 für x_0 setzt, wobei zu Anfang der Periode, d. h. für $T = 0$, $y_{st} = y_0$ sein soll; also

$$y_{st} = t_{st} - \frac{t_{st} - y_0}{\frac{T}{e^a}} \dots \dots \dots (35)$$

Ebenso erhält man aus Gl. (8) auch die Behältertemperatur

$$x_{st} = t_{st} - \frac{t_{st} - x_0}{\frac{T}{e^a}} \dots \dots \dots (36)$$

Führt man diese Werte in Gl. (34) ein, so ergibt sich die Ablauftemperatur, die die Höhe des Vakuums bestimmt:

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a} t'_m + y_0 + x_0}{\frac{T}{e^a} + 2} \dots \dots \dots (37)$$

b) Perioden niedrigen Dampfverbrauches, fallende Temperatur.

Sämtlicher eintretende Dampf kondensiert sich am oben frisch eintretenden Kühlwasser und erwärmt dieses auf die während der Periode unverändert bleibende Temperatur t' (nach Gl. (3) zu berechnen). Mit dieser unveränderlichen Temperatur t' läuft das Wasser in den ersten Behälter und mischt sich mit dem dort vorhandenen wärmeren Wasser zu einer (fallenden) Temperatur y_f , mit der es wieder in den Kondensator gelangt. Da diese Temperatur immer noch höher als t' ist, kondensiert kein Dampf an diesem Wasser, es geht also mit unveränderter Temperatur y_f durch den Kondensator und gelangt so in den zweiten Behälter, wo es sich mit dem hier vorhandenen, immer noch wärmeren Wasser zu der (ebenfalls fallenden) Temperatur x_f mischt, mit der es nochmals in den Kondensator zurückgelangt. Da auch diese Temperatur noch höher als t' ist, geht auch dieses Wasser ohne Temperaturänderung durch den Kondensator und fällt mit dieser Temperatur in das Ablaufrohr, so daß auch hier Ablauftemperatur gleich Temperatur des Wassers im zweiten Behälter oder

$$t_f = x_f \dots \dots \dots (38)$$

ist.

Die Temperatur y_f im ersten Behälter ergibt sich aus Gl. (9), indem man dort x_f durch y_f , t durch t' und x_0 durch y_0 ersetzt:

$$y_f = t' + \frac{y_0 - t'}{e^a} \dots \dots \dots (39)$$

Die Temperatur x_f im zweiten Behälter findet man, wenn man in Gl. (9) t durch y_f ersetzt:

$$x_f = y_f + \frac{x_0 - y_f}{e^a} \dots \dots \dots (40)$$

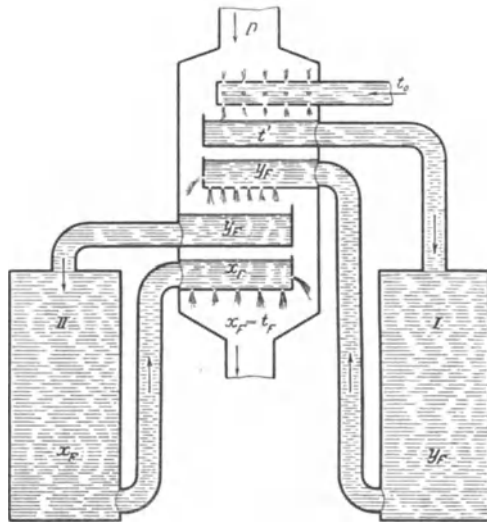


Fig. 110.

Hierin den Wert von y_f aus Gl. (39) eingesetzt:

$$x_f = \frac{\frac{T}{e^a - 1} t' + \frac{T}{e^a - 1} y_0 + e^a x_0}{e^a} \dots \dots \dots (40a)$$

Den Temperatursprung $t_{st} - t_f$ beim Periodenwechsel findet man als die Differenz der beiden Gleichungen (37) und (40a), wenn man an darin für solchen Periodenwechsel, der jedesmal auch der Anfang einer neuen Periode ist, $T = 0$, also e^a und $e^a = 1$ setzt:

$$t_{st} - t_f = \frac{t'_m + y_0 - 2x_0}{3} \dots \dots \dots (41)$$

Nun betrachte ich den Temperaturverlauf in Kondensator und Außenbehältern bei

unterbrochener Wassermischung

in den Behältern (also bei deren Einrichtung nach Fig. 104 mit den gelochten wagerechten Platten), und zwar zuerst in

a) Perioden hohen Dampfverbrauches.

Am Anfang jeder Periode hohen Dampfverbrauches — wenn nur die vorangegangene Periode niedrigen Dampfverbrauches von einiger Dauer war — ist jeder Außenbehälter mit Wasser von durchgängig gleicher Temperatur gefüllt, weil sich bei der beschriebenen Einrichtung der Behälter nach Fig. 104 in den vorangegangenen Perioden niedrigen Dampfverbrauches das in die Behälter laufende Wasser mit dem dort schon vorhandenen gemischt hat. Auf dieses Wasser läuft aus dem Kondensator oben Wasser von höherer Temperatur, das sich nun nicht mit dem unteren kühleren und schweren Wasser mischt, sondern oben bleibt und seine Temperatur beibehält und unten fortwährend jenes kühlere Wasser von unveränderlicher Temperatur verdrängt und in den Kondensator sendet. Alle Wassermengen, die hier in den Kondensator eintreten, das Kühlwasser selbstverständlich, aber auch das Wasser aus den Außenbehältern, haben gleichbleibende Temperatur, und zwar das Kühlwasser t_0 , das Außenbehälterwasser x_0 (bzw. y_0 und x_0 bei 2 Außenbehältern und Parallelstrom). Also findet auch im Kondensator während dieser Periode keine Temperaturänderung statt, und alle abgehenden Wassermengen, sowohl das Ablaufwasser als das im Kondensator abgefangene und den Außenbehältern zugeführte, haben ebenfalls gleichbleibende Temperatur; oder kurz gesagt: da die in den Kondensator eintretenden Wassermengen gleichbleibende Temperatur haben, so haben auch die aus dem Kondensator austretenden gleichbleibende Temperatur (da ja in einer und derselben Periode auch die eintretende Dampfmenge sich nicht ändert), und zwar gilt dies bei Parallel- und bei Gegenstrom, bei einem und bei zwei Außenbehältern. Somit hat man nur in Gl. (11), (20) und (27) für die veränderliche Behältertemperatur x die unveränderlich bleibende Anfangstemperatur x_0 und in Gl. (34) für die veränderlichen Behältertemperaturen y_{st} und x_{st} die unverändert bleibenden Anfangstemperaturen y_0 und x_0 einzusetzen, um die Ablauftemperatur t_1 des Wassers aus dem Kondensator zu finden, welche so lange gleichbleibt, bis der ursprüngliche Behälterinhalt aW von dem oben zulaufenden Wasser (W in der Minute) gerade verdrängt ist (also bis die in Minuten ausgedrückte Zeitdauer T numerisch = a geworden ist).

Somit erhält man die unverändert bleibenden Ablauftemperaturen t_1 für die erstmalige gänzliche Erneuerung des Behälterwassers, d. h. für die Zeit $T = 0$ bis $T = a$:

für Gegenstrom und 1 Außenbehälter [nach Gl. (11)]

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2}, \quad \dots \dots \dots (42)$$

für Gegenstrom und 2 Außenbehälter [nach Gl. (20)]

$$t_1 = \frac{t'_m + 2x_0}{3}, \dots \dots \dots (43)$$

für Parallelstrom und 1 Außenbehälter [nach Gl. (27)]

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2}, \dots \dots \dots (44)$$

für Parallelstrom und 2 Außenbehälter [nach Gl. (34)]

$$t_1 = \frac{t'_m + y_0 + x_0}{3} \dots \dots \dots (45)$$

Am Ende dieses Zeitabschnittes für die erstmalige gänzliche Erneuerung des Wassers in den Behältern ist nun jeder Behälter mit Wasser von dieser Temperatur t_1 angefüllt. Für die zweimalige Erneuerung des Behälterwassers, also für die Zeit $T = a$ bis $T = 2a$, erhält man somit die wiederum unveränderlich bleibenden Ablauftemperaturen t_2 , indem man in den vier vorstehenden Gleichungen die eben gefundenen Werte von t_1 für x_0 und y_0 einsetzt, also für die vier Fälle der Reihe nach

$$t_2 = \frac{t'_m + t_1}{2} \dots \dots \dots (42a)$$

$$t_2 = \frac{t'_m + 2t_1}{3} \dots \dots \dots (43a)$$

$$t_2 = \frac{t'_m + t_1}{2} \dots \dots \dots (44a)$$

$$t_2 = \frac{t'_m + 2t_1}{3} \dots \dots \dots (45a)$$

So kann man die Rechnung weiter führen, um die Ablauftemperaturen $t_3, t_4, t_5 \dots$ nach der 3., 4., 5. . . . völligen Erneuerung des Behälterwassers zu finden.

Beispiel.

Ist $t'_m = 95^\circ$, d. h. würde ohne Außenbehälter bei Einsetzen einer Periode eines gewissen hohen Dampfverbrauches die Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator sofort auf 95° hinaufspringen, und ist im Falle der Gl. (42) oder (44), also bei nur einem Außenbehälter, die Temperatur des Wassers in diesem im Augenblick des Einsetzens des hohen Dampfverbrauches

$$x_0 = 45^\circ,$$

bei zwei Außenbehältern im Falle der Gl. (43) ebenfalls

$$x_0 = 45^\circ,$$

im Falle der Gl. (45)

$$x_0 = 50^\circ \text{ und } y_0 = 40^\circ,$$

so daß auch im letzteren Falle die mittlere Temperatur des Behälterwassers $= 45^\circ$ ist, so erhält man, wenn sich das Behälterwasser 1, 2, 3 . . . mal völlig erneuert, der Reihe nach die Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator:

bei einem Außenbehälter

$$\begin{aligned}
 t_1 &= \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{95 + 45}{2} = 70^{\circ} \\
 t_2 &= \frac{t'_m + t_1}{2} = \frac{95 + 70}{2} = 82,5^{\circ} \\
 t_3 &= \frac{t'_m + t_2}{2} = \frac{95 + 82,5}{2} = 88,75^{\circ} \\
 t_4 &= \frac{t'_m + t_3}{2} = \frac{95 + 88,75}{2} = 91,875^{\circ} \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned}$$

bei zwei Außenbehältern

oder

$$\left. \begin{aligned}
 t_1 &= \frac{t'_m + 2x_0}{3} \\
 t_1 &= \frac{t'_m + y_0 + x_0}{3}
 \end{aligned} \right\} = \frac{95 + 90}{3} = 61,67^{\circ}$$

$$\begin{aligned}
 t_2 &= \frac{t'_m + 2t_1}{3} = \frac{95 + 123,34}{3} = 72,78^{\circ} \\
 t_3 &= \frac{t'_m + 2t_2}{3} = \frac{95 + 145,56}{3} = 80,19^{\circ} \\
 t_4 &= \frac{t'_m + 2t_3}{3} = \frac{95 + 160,38}{3} = 85,13^{\circ} \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned}$$

Im Schaubilde Fig. 111 sind die Ergebnisse dieser Ausrechnungen graphisch dargestellt; es ergeben sich zu den als Abszissen aufgetragenen

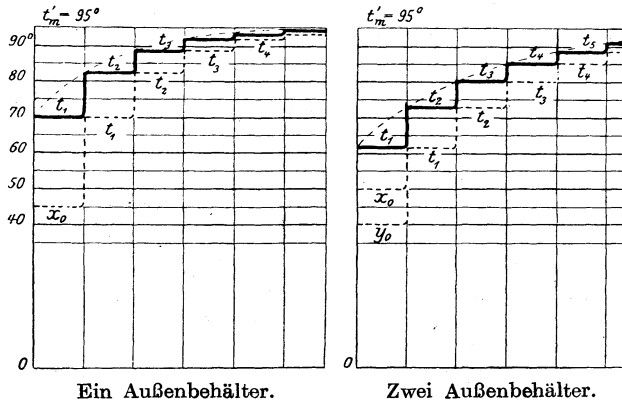


Fig. 111.

Zeitabschnitten für die jeweilige gänzliche Erneuerung des Behälterwassers die stufenförmig ansteigenden Temperaturen des Ablaufwassers, stark ausgezogen, und die des Behälterwassers, punktiert.

Dauert also die Periode hohen Dampfverbrauches so lange, daß sich das Behälterwasser gerade zweimal erneuert, so steigt bei einem

Behälter die Ablaufwassertemperatur, von der das Vakuum im Kondensator abhängt, auf $82,5^{\circ}$ und bei zwei Behältern (jeder gleich groß wie der vorige eine) auf nur $72,8^{\circ}$, während ohne jene Behälter die Temperatur gleich auf 95° gesprungen wäre. Und hätte man die Behälter gerade so groß gemacht, daß jeder eine Wassermenge gleich dem pro Minute zugeführten Kühlwasser fassen könnte (wäre also numerisch $a = T' = 1$), so würden jene Temperaturen von $82,5^{\circ}$ bzw. $72,8^{\circ}$ erst nach einer zweiminütigen Dauer jenes hohen Dampfverbrauches erreicht. Hätte man jene Behälter aber z. B. nur halb so groß gemacht, so würden diese Temperaturen nach 1 Minute hohen Dampfverbrauches erreicht, und nach 2 Minuten stiege die Temperatur schon auf $\infty 92^{\circ}$ bzw. $\infty 85^{\circ}$.

b) Perioden niedrigen Dampfverbrauches.

Da in Perioden hohen Dampfverbrauches das heißer in den Behälter einströmende Wasser bei Einrichtung der Behälter nach Fig. 104 sich nicht mit dem im Behälter schon vorhandenen kühleren Wasser mischt, sondern darüber stehen bleibt, so werden bei Beginn einer Periode niedrigen Dampfverbrauches in den Behältern im allgemeinen Wasserschichten von verschiedener Temperatur übereinanderstehen, und zwar so, daß das zuletzt eingeflossene heißeste Wasser in der obersten, das zuerst eingeflossene kühlfte Wasser in der untersten Schicht steht. Wir setzen vorläufig das Vorhandensein von nur zwei solchen Schichten voraus; man wird schon erkennen, wie die Rechnung zu führen ist, wenn mehr Schichten vorhanden sind.

Das in der unmittelbar vorangegangenen Periode hohen Dampfverbrauches in den Behälter gelaufene Wasser habe eine Temperatur von t_1 und jenes in der vorletzten Periode — also einer Periode niedrigen Dampfverbrauches — eine Temperatur von x_0 gehabt, während das bei der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches in den Behälter laufende Wasser eine Temperatur t habe. Hat die unmittelbar vorangegangene Periode hohen Dampfverbrauches, während deren das Wasser mit unveränderlicher Temperatur t_1 aus dem Kondensator kam, T' Minuten gedauert, so steht, mit Bezug auf Fig. 112, am Anfang der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches oben im Behälter die in der Figur schraffierte Wassermenge $T'W$ von der Temperatur t_1 , während der übrige untere Teil des Behälters Wasser von der Temperatur x_0 enthält. Läuft nun oben kühleres Wasser von der Temperatur t zu, so wird es sich bei der Einrichtung des Behälters nach Fig. 104 so lange ausschließlich nur mit der oberen Wassermenge $T'W$ mischen, wie die Temperatur x dieses Mischwassers noch größer ist als x_0 , d. h. es wird die

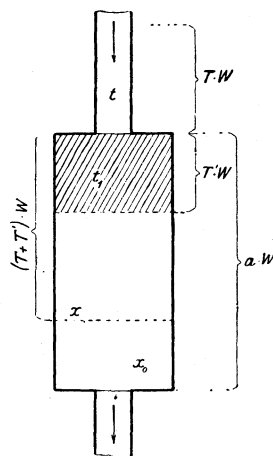


Fig. 112.

wärmere Mischung so lange über dem kühleren Wasser für sich getrennt stehen bleiben und dieses mit gleichbleibender Temperatur x_0 unten wegdrängen, bis die Temperatur x jener Mischung auf x_0 herabgesunken ist. Von diesem Augenblicke an findet Mischung und Kühlung des Wassers durch den ganzen Behälter hindurch statt, und von diesem Augenblicke an nimmt auch die Temperatur (x) des unten weglaufenden Wassers ab. Man hat somit für den ersten Teil der Periode niedrigen Dampfverbrauches die Wärme Gleichung:

Wärme der vorhandenen Wassermenge $T' W$ von der Temperatur t_1 plus Wärme der in der Zeit T seit Beginn der Periode zugeflossenen Wassermenge $T W$ von der Temperatur t gleich Wärme der vereinigten Wassermenge $W (T' + T)$ von der Temperatur x ; d. h.

$$T' W t_1 + T W t = W (T' + T) x;$$

hieraus die Temperatur x als Funktion der verlaufenden Zeit T :

$$x = \frac{T t + T' t_1}{T + T'} = \frac{t + \frac{T'}{T} t_1}{1 + \frac{T'}{T}} \dots \dots \dots (46)$$

Diese Gleichung gilt so lange, bis $x = x_0$ geworden ist; die hierzu nötige Zeit T findet sich aus Gl. (46) mit $x = x_0$:

$$T = \frac{t_1 - x_0}{x_0 - t} T' \dots \dots \dots (47)$$

Von da ab geht die Mischung und Kühlung durch das ganze Behälterwasser hindurch, und es kühlt sich das ganze Behälterwasser nach Gl. (9) ab und verläßt auch mit der sich aus dieser Gleichung ergebenden Temperatur den Behälter.

Dasselbe ist der Fall, wenn die Periode niedrigen Dampfverbrauches so lange anhält, daß sämtliches frühere Wasser von der Temperatur x_0 aus dem Behälter verdrängt wird, wenn also $(T' + T) W = a W$ oder $T' + T = a$. Von diesem Augenblicke ab, auch wenn die Temperatur x noch nicht auf x_0 gefallen wäre, ist ebenfalls von Gl. (46) auf Gl. (9) überzugehen, wobei dann ein Temperatursprung in dem aus dem Behälter austretenden Wasser auftritt und in Gl. (9) für x_0 die Behältertemperatur x aus Gl. (46) für den letzten Augenblick, d. h. für $T = a - T'$, einzusetzen ist.

Zwei Beispiele mögen die Anwendung dieser Formeln für Verfolgung der verschiedenen Wassertemperaturen im Behälter mit unterbrochener Wassermischung während Perioden niedrigen Dampfverbrauches klar machen.

I. Beispiel.

Die unmittelbar vorangegangene Periode hohen Dampfverbrauches habe $T' = 0,1$ min gedauert, und es sei dabei das Wasser mit der gleichbleibenden Temperatur $t_1 = 80^\circ$ aus dem Kondensator in den Behälter gelaufen; in der dieser Periode vorangegangenen Periode niedrigen Dampfverbrauches sei das Wasser mit $x_0 = 60^\circ$ in den Behälter ge-

kommen. So steht nun bei Beginn der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches oben im Behälter, vgl. Fig. 112, eine Wassermenge $T' W$ von $t_1 = 80^\circ$, während der untere Rest des Behälters mit dem kühleren Wasser von $x_0 = 60^\circ$ angefüllt ist; in dieser Periode niedrigen Dampfverbrauches komme das Wasser mit der unveränderlichen Temperatur $t = 50^\circ$ vom Kondensator her in den Behälter. Setzt man die Werte $T' = 0,1$ min, $t_1 = 80^\circ$, $x_0 = 60^\circ$ und $t = 50^\circ$ in Gl. (47) ein, so erhält man

$$T = \frac{t_1 - x_0}{x_0 - t} T' = \frac{80 - 60}{60 - 50} \cdot 0,1 = 0,2 \text{ min}$$

als die Zeit in der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches, in der die Temperatur oben im Behälter auf die unten im Behälter herabsinkt; nach Verlauf von 0,2 min ist also die Temperatur im Behälter überall = $x_0 = 60^\circ$ geworden. Obschon wir den Verlauf der Temperatur oben im Behälter mit verstreichender Zeit während jener 0,2 Minuten garnicht zu kennen brauchten, wollen wir diesen Verlauf an Hand der Gl. (46) der besseren Einsicht wegen doch zeigen. Setzt man in diese Gleichung $T' = 0,1$, $t_1 = 80^\circ$ und $t = 50^\circ$ ein, so ergibt sich die mit verfließender Zeit T abnehmende Temperatur

$$x = \frac{T t + T' t_1}{T + T'} = \frac{50 T + 8}{T + 0,1}.$$

Für $T = 0 \quad 0,1 \quad 0,2 \quad 0,4 \quad 0,6 \quad 1 \quad 1,2 \dots \infty$ min wird hiernach
 $x = 80^\circ \quad 65^\circ \quad 60^\circ \quad 56^\circ \quad 54,3^\circ \quad 52,7^\circ \quad 52,3^\circ \dots 50^\circ$.

Indem man, Fig. 113, die Zeiten T als Abszissen (in der Figur oben) und die Temperaturen x als Ordinaten aufträgt, erhält man die Kurve BAC der Temperaturen x mit wähernder Zeit, wenn W kg/min Wasser von $t = 50^\circ$ in eine Wassermenge 0,1 W von $t_1 = 80^\circ$ unter vollständiger Mischung dieser Wassermengen laufen.

Nach 0,2 min seit Beginn der betrachteten Periode hat das Wasser überall im Behälter die gleiche Temperatur von 60° ; von da ab folgt

der weitere Temperaturverlauf im Behälter nicht mehr der Kurve AC , Fig. 113, sondern es mischt sich das zulaufende Wasser mit dem ganzen Behälterwasser, und es folgt nun die weitere Kühlung der Gl. (9):

$$x = t + \frac{x_0 - t}{\frac{T}{e^a}},$$

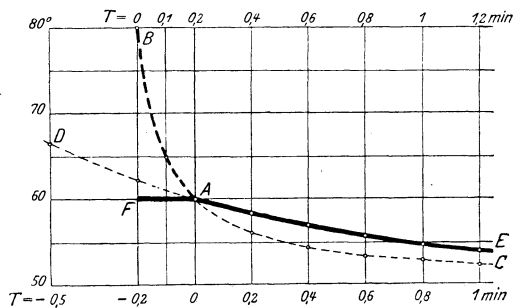


Fig. 113.

mit $t = 50^{\circ}$ und $x_0 = 60^{\circ}$, also

$$x = 50 + \frac{10}{e^a}$$

Um nun weiter rechnen zu können, muß man auch die Größe des Behälters, d. h. aW , kennen; sei dessen Inhalt z. B. gerade gleich der pro Minute zulaufenden Kühlwassermenge W , d. h. sei $a = 1$, so geht obige Gleichung über in

$$x = 50 + \frac{10}{e^T}$$

Für $T = -0,5 - 0,2 \quad 0 \quad 0,2 \quad 0,4 \quad 0,6 \quad 1 \dots \infty$ min wird hiermit

$$x = 66,5^{\circ} \quad 62,2^{\circ} \quad 60^{\circ} \quad 58,2^{\circ} \quad 56,7^{\circ} \quad 55,5^{\circ} \quad 53,7^{\circ} \dots 50^{\circ}.$$

Trägt man diese Zeiten T , deren Nullpunkt gegen den früheren um 0,2 min weiter rechts liegt, in Fig. 113 auch wieder als Abszissen (und zwar nun zur Unterscheidung von vorhin unten) und die Temperaturen x wieder als Ordinaten auf, so erhält man die Kurve DAE der Temperaturen x mit wärender Zeit, wenn W ltr/min Wasser von $t = 50^{\circ}$ in einen Behälter von ebenfalls W ltr Inhalt laufen, der anfänglich mit Wasser von $66,5^{\circ}$ oder nach Verlauf von 0,5 min mit Wasser von 60° gefüllt war, während unten eben dieselben W ltr/min Wasser von derselben Temperatur abgehen.

Vom Beginn der Periode niedrigen Dampfverbrauches bis zum Ablauf von 0,2 min kühlt sich das Wasser oben im Behälter von 80° auf 60° ab (Fig. 113, stark punktierte Kurve BA) und geht unten Wasser von der konstanten früheren Temperatur von 60° ab und zum Kondensator zurück (stark ausgezogene Gerade FA). Von 0,2 min nach Eintritt der Periode niedrigen Dampfverbrauches ab kühlt sich das Wasser im ganzen Behälter nach der (stark ausgezogenen) Kurve AE ab und tritt auch mit dieser Temperatur aus dem Behälter aus und wieder in den Kondensator zurück. Der stark ausgezogene Linienzug FAE gibt also die aufeinanderfolgenden Temperaturen des während der ganzen Periode niedrigen Dampfverbrauches aus dem Behälter wieder in den Kondensator zurückgeführten Wassers.

II. Beispiel.

Ist alles wie in Beispiel I, hat jedoch die vorhergehende Periode hohen Dampfverbrauches $T' = 0,6$ min lang gedauert, ist also zu Beginn der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches der Behälter oben zu $0,6$ seines Inhaltes mit Wasser von 80° angefüllt, während die unteren vier Zehntel seines Inhaltes Wasser von 60° enthalten, so braucht es von der jetzigen Periode niedrigen Dampfverbrauches nur noch $T = 0,4$ min, um das frühere Wasser (von der zweit vorhergegangenen Periode) von 60° völlig aus dem Behälter zu verdrängen. In diesen 0,4 Minuten sinkt nach Gl. (46) die Anfangstemperatur

$t_1 = 80^\circ$ im oberen Teile des Behälters auf die nun dem ganzen Behälter gemeinsame Temperatur

$$x = \frac{T t + T' t_1}{T + T'} = \frac{0,4 \cdot 50 + 0,6 \cdot 80}{0,4 + 0,6} = 68^\circ.$$

Von da an erstreckt sich die Mischung des zulaufenden Wassers über den ganzen Behälterinhalt, und dessen weitere Kühlung geht nach Gl. (9) vor sich, mit $x_0 = 68^\circ$ als Anfangstemperatur für den neuen Ausgangspunkt $T = 0$ dieses zweiten Zeitabschnittes der ganzen Periode, also

$$x = t + \frac{x_0 - t}{\frac{T}{e^a}} = 50 + \frac{68 - 50}{\frac{T}{e^1}} = 50 + \frac{18}{e^T}.$$

Für $T = 0 \quad 0,3 \quad 0,6 \quad 1 \quad \dots \quad \infty \text{ min}$
 wird hiermit $x = 68^\circ \quad 63,3^\circ \quad 59,9^\circ \quad 56,6^\circ \quad \dots \quad 50^\circ.$

Im Schaubild Fig. 114 sind diese Temperaturverläufe ersichtlich gemacht. In den ersten 0,4 Minuten der Periode niedrigen Dampfverbrauches sinkt die Temperatur des oberen Behälterwassers von 80° auf 68° (punktierte Kurve BA),

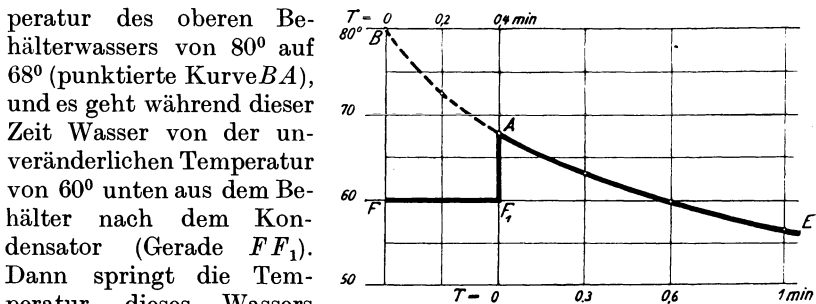


Fig. 114.

Dann springt die Temperatur dieses Wassers plötzlich von 60° auf 68° (F_1A), und von dort abkühlt sich mit verlaufender Zeit das ganze Behälterwasser nach der Kurve AE ab und tritt auch mit der durch diese Kurve bezeichneten — abnehmenden — Temperatur in den Kondensator zurück.

So kann man die Behältertemperaturen auch in Perioden niedrigen Dampfverbrauches verfolgen und besonders auch die Temperaturen berechnen, mit denen das Wasser wieder in den Kondensator zurücktritt. Damit kann man dann nach Früherem auch die das Vakuum bestimmende Ablauftemperatur des endgültig aus dem Kondensator durch Rohr A austretenden Wassers in solchen Perioden niedrigen Dampfverbrauches bei unterbrochener Mischung des Wassers in den Behältern berechnen, wie das später an Beispielen gezeigt werden wird. Vorher ist jedoch noch Bestimmung zu treffen über die Wahl der unveränderlichen

Kühlwassermenge W .

Ohne besondere Vorkehrungen zur Schaffung eines Beharrungsvermögens von Kondensatoren oder zur Sicherung einer gewissen

Stabilität des Vakuums hat man bei wechselndem Dampfverbrauch bei Bestimmung der nötigen Kühlwassermenge die Zeiten höchsten Dampfverbrauches in Betracht zu ziehen und die unveränderliche Kühlwassermenge so groß zu bemessen, daß auch in den Augenblicken höchsten Dampfverbrauches noch keine den ungestörten Betrieb der Kondensation gefährdende Temperatur im Kondensator eintritt. Man braucht also viel Wasser. Mit unseren Vorkehrungen, den Außenbehältern und ihrem Wasservorrat, kann man aber den mittleren Dampfverbrauch bei Berechnung der Kühlwassermenge in Rechnung stellen, also den Dampfverbrauch, den man erhält, wenn man den Gesamtdampfverbrauch während einiger Stunden flotten Betriebes dividiert durch die Zeitdauer dieses Betriebes. Man braucht also weniger Wasser, kommt mit einer kleineren Kondensationsanlage aus.

Den Gesamtdampfverbrauch hat man bei neu zu bauenden Maschinen aus der voraussichtlichen Art des Betriebes zu berechnen; bei schon bestehenden Maschinen, für die nachträglich noch Kondensation errichtet werden soll, und wenn die betreffenden Maschinen ihren Dampf aus besonderen Kesselbatterien erhalten, die nicht auch noch anderwärtshin unmeßbaren Dampf abgeben, kann man den Gesamtdampfverbrauch auch aus der in einer gewissen Betriebszeit in den Kesseln verdampften Wassermenge ermitteln. Hierbei ist es aber notwendig, von der ganzen beobachteten Zeitdauer diejenigen Zeiten Stillstandes der Maschinen abzuziehen, die länger als etwa 1—2 min gedauert haben; denn auf längere Dauer als etwa 2 min kann auch mit meinen Außenbehältern das Beharrungsvermögen der Kondensatoren nicht praktisch wirksam gemacht werden, wenn die Behälter nicht gar zu groß werden sollen.

Ein Beispiel soll solche Bestimmung der nötigen Kühlwassermenge erklären.

Zwei ungefähr gleich starke Walzwerkmaschinen, eine Umkehrmaschine und eine Schwungradmaschine, seien mit gemeinsamer Kondensation zu versehen. Während eines $4\frac{1}{2}$ stündigen flotten Betriebes beider Maschinen habe man durch Messung des Speisewassers usw. deren Dampfverbrauch zu 131 000 kg gefunden. Die Zeitdauer der länger als 2 min dauernden Stillstände der Umkehrmaschine während der Betriebsdauer von $4\frac{1}{2}$ st habe man durch Beobachtung zusammen zu 70 min gefunden und die der länger als 2 min dauernden Leerläufe oder Stillstände der andern Maschine zusammen zu 40 min; so hat die eine Maschine $270 - 70 = 200$, die andere $270 - 40 = 230$ min. eigentlich gearbeitet. Im Mittel haben also die beiden Maschinen in 215 min eigentlichen Betriebes 131 000 kg Dampf verbraucht, also in der Minute $\frac{131000}{215} = 610$ kg ¹⁾. Von dieser Dampfmenge werden durch

¹⁾ Bei einer Fördermaschine, die in regelmäßigem Betriebe abwechselnd z. B. 40 sk geht, dann 30 sk still steht, dann wieder 40 sk geht usw., hat man bei Bestimmung der Nettozeit diese kleinen regelmäßigen Pausen natürlich nicht abzuziehen; bloß wenn ein längerer Stillstand der Maschine in den betrachteten Zeitabschnitt gefallen wäre, wäre er abzurechnen.

Anbringung der Kondensation etwa 15—25 vom Hundert erspart; wenn man aber überhaupt solche Ersparnis berücksichtigen will, so bringe man sie — zur Bestimmung der erforderlichen Kühlwassermenge — der Sicherheit halber nur niedrig in Rechnung, etwa mit 10 vom Hundert. Dann ist die mittlere pro min im Kondensator niederzuschlagende Dampfmenge

$$D_{\text{mitt.}} = 0,90 \cdot 610 = 549 \text{ kg.}$$

Das Kühlwasser, das aus einer Rückkühlanlage genommen werden müsse, habe eine im Sommer bis zu $t_0 = 35^\circ$ ansteigende Temperatur.

Handelte es sich um Errichtung einer Gegenstromkondensation, und wollte man das Wasser im Kondensator sich erwärmen lassen bis auf

$$t'_{\text{geg.}} = 65^\circ,$$

entsprechend einem erreichbaren Kondensatordruck von

$$p_{0\text{geg.}} = d'_{\text{geg.}} = 0,25 \text{ at,}$$

so wäre nach Gl. (1) ein Kühlwasserverhältnis nötig von

$$n_{\text{geg.}} = \frac{r}{t'_{\text{geg.}} - t_0} = \frac{570}{65 - 35} = 19,$$

und die konstant pro Minute zuzugebende Kühlwassermenge müßte sein:

$$W_{\text{geg.}} = n_{\text{geg.}} \cdot D_{\text{mitt.}} = 19 \cdot 549 = 10400 \text{ kg} = 10,4 \text{ cbm.}$$

Sollte aber eine Parallelstromkondensation errichtet werden, so dürfte, wenn man ein gleiches Vakuum wie vorhin bei Gegenstrom erhalten wollte, das Wasser im Kondensator sich nicht so hoch erwärmen, sondern nur bis auf etwa

$$t'_{\text{par.}} = 55^\circ;$$

dann wäre das nötige Kühlwasserverhältnis

$$n_{\text{par.}} = \frac{r}{t'_{\text{par.}} - t_0} = \frac{570}{55 - 35} = 28,5$$

und die nötige minutliche Kühlwassermenge

$$W_{\text{par.}} = n_{\text{par.}} \cdot D_{\text{mitt.}} = 28,5 \cdot 549 = 15600 \text{ kg} = 15,6 \text{ cbm.}$$

Wenn also die Maschinen 131 000 kg Dampf in dem 215 min dauernden Betriebe der Zeit nach gleichmäßig verbrauchten, so würde bei Zugabe der obigen Kühlwassermengen die die Höhe des Vakuums bestimmende Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator im einen Falle konstant $t'_{\text{geg.}} = 65^\circ$, im andern Falle konstant $t'_{\text{par.}} = 55^\circ$ sein. Da nun aber voraussetzungsgemäß die ganze Dampfmenge der Zeit nach sehr ungleichmäßig, d. h. abwechselnd einmal sehr viel, dann wieder sehr wenig oder auch gar kein Dampf verbraucht wird, so schwanken die genannten Ablauftemperaturen bedeutend auf und nieder, und sie möglichst auf jene mittleren Temperaturen (von 65° bzw. 55°) zurückzuführen, ist eben die Aufgabe der Außenbehälter mit ihrer mehrmaligen Zufuhr des Kühlwassers in den Kondensator. In welchem Maße diese Aufgabe erfüllt werden kann, läßt sich in jedem

Grundlagen für das Beispiel.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
Periode	Dampfverbrauch i. d. Min. D bzw. D_m kg	Dauer der Periode T sk min	Dampfverbrauch in der Periode kg	Mittlerer Dampfverbrauch i. d. Minute = $\frac{2932}{4} = 733$ kg. VIII man eine mittlere Abtauem- peratur von $t' = 62^\circ$ bei t_0 = 30° haben, so muß das Kühl- wasserhältnis $n = \frac{t' - t_0}{570}$ = $\frac{32}{570} = 17,8$ sein, also die Kühlwassermenge $W = n D_m \text{ min.}$ = $17,8 \cdot 733 = 13000$ kg/min.	$n = \frac{W}{D} = \frac{13000}{D}$	t' bzw. t'_m $\frac{570}{n} + t_0$ $^\circ\text{C}$	e^a für $a = 1$ $\frac{T}{e^a}$
hoch I	800	20 = $\frac{1}{3}$	267		16,2	65	$e^{1/3} = 1,396$
niedrig II	200	30 = $\frac{1}{2}$	100		65	39	$e^{1/2} = 1,649$
hoch III	1400	50 = $\frac{5}{6}$	1165		9,3	91	$e^{5/6} = 2,301$
niedrig IV	400	40 = $\frac{2}{3}$	267		32,5	48	$e^{2/3} = 1,948$
hoch V	900	15 = $\frac{1}{4}$	225		14,4	70	$e^{1/4} = 1,284$
niedrig VI	500	30 = $\frac{1}{2}$	250		26	52	$e^{1/2} = 1,649$
hoch VII	1200	20 = $\frac{1}{3}$	400		10,8	83	$e^{1/3} = 1,396$
niedrig VIII	440	35 = $\frac{7}{12}$	258		29,5	49	$e^{7/12} = 1,794$
	$\Sigma =$	240 = 4	2932				

einzelnen Falle an Hand der bisher entwickelten Formeln feststellen, sobald nur die Schwankungen im Dampfverbrauch gegeben sind.

Einesteils um die Anwendung der Formeln zu zeigen, andernteils aber um den Unterschied der Wirkung zu erkennen, wenn ein oder zwei Außenbehälter, bei Parallel- oder bei Gegenstrom, mit ununterbrochener oder unterbrochener Wassermischung, angewandt werden, und um daraus die praktisch vorteilhafteste Ausführungsart kennen zu lernen, werde ich im folgenden (Schluß-) Abschnitt ein und dasselbe Beispiel eines gegebenen schwankenden Dampfverbrauches für alle diese Fälle durchrechnen.

Durchführung eines Beispielles.

Der Dampfverbrauch der an die zu betrachtende Kondensationsanlage angeschlossenen Maschinen, bezogen auf die Minute als Zeiteinheit, schwanke in den verschiedenen aufeinander folgenden Perioden hohen und niedrigen Dampfverbrauches in der durch die Zahlen der Spalte 2 der nebenstehenden Zahlentafel ausgedrückten wilden Beweglichkeit; er schwanke also zwischen 200 und 1400 kg/min. Die verschiedenen Perioden mögen die in Spalte 3 angegebene verschiedene Zeitdauer haben; dann erhält man durch Multiplikation der Werte der Spalten

2 und 3 den wirklichen Dampfverbrauch in jeder Periode, Spalte 4. Durch Zusammenzählen der Spalten 3 und 4 ergibt sich, daß in den in Betracht gezogenen 4 Minuten des Betriebes 2932 kg Dampf zum Kondensieren in den Kondensator gelangen und dabei ihre Verdampfungswärme von $2932 \cdot 570 = 1\,670\,000$ WE an das Kühlwasser abgeben. Diese Wärmemenge muß das aus dem Kondensator abgegangene Wasser — gleichgültig ob Außenbehälter angebracht werden oder nicht — schließlich mehr besitzen als das eintretende. Hat das eintretende Kühlwasser eine Temperatur von $t_0 = 30^\circ$, und gestattet man dem schließlich abgehenden Wasser eine mittlere Temperatur von z. B. 62° , so daß jedes Kilogramm Wasser 32 WE aufnimmt, so bedarf man zur Aufnahme jener $1\,670\,000$ Wärmeeinheiten in 4 Minuten $\frac{1\,670\,000}{32} = 52\,000$ kg Wasser oder pro Minute

$$W = \frac{52000}{4} = 13000 \text{ kg.}$$

Derselbe Wert von W ist in Spalte 5 der Zahlentafel auf mehr formale Weise gefunden.

Durch Vergleich dieser beständig pro Minute zuzugebenden Kühlwassermenge von $W = 13\,000$ kg oder 13 cbm mit der laut Spalte 2 pro Minute eintretenden Dampfmenge findet man die in Spalte 6 verzeichneten wirklich stattfindenden Kühlwasserverhältnisse

$$n = \frac{W}{D} = \frac{13000}{D}$$

in den verschiedenen Perioden, die sonach zwischen den Werten 65 bis herunter zu 9,3 schwanken.

Hiermit findet man endlich in Spalte 7 nach Gl. (3) bzw. (4) die Ablauftemperaturen

$$t' \text{ und } t'_m = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{n} + 30,$$

die in den verschiedenen Perioden verschiedenen Dampfverbrauches eintreten würden, wenn nur ein gewöhnlicher Kondensator — gleichgültig ob nach Gegen- oder Parallelstrom arbeitend — ohne Außenbehälter und ohne Wasservorrat, also ohne jedes Beharrungsvermögen, angewandt würde, und die in allen den folgenden Diagrammen (Fig. 115, 116 . . .) immer wieder durch den rechtwinklig gebrochenen, oben und unten durch Schraffur ausgezeichneten Linienzug dargestellt sind. Ohne meine Vorrichtung zur Aufrechterhaltung des Vakuums würde also die Temperatur des Ablaufwassers zwischen den Grenzen 39° und 91° schwanken ¹⁾.

¹⁾ Um in obigem Beispiele alle möglichen Fälle ersichtlich zu machen, hätte ich eigentlich auch noch eine Periode ohne jeden Dampfverbrauch einschalten sollen. Für solche Perioden sind einfach in den Spalten 2 und 4 der Tabelle die Dampfgewichte 0, in Spalte 6 das Kühlwasser Verhältnis $n = \infty$ und in Spalte 7 die Warmwassertemperatur $t' = t_0$ gleich der unveränderten Kühlwassertemperatur einzusetzen. Mit diesen Werten sind alle Rechnungen für solche Perioden mit dem Dampfverbrauche Null ganz gleich durchzuführen wie für andere Perioden niedrigen, aber immerhin noch vorhandenen Dampfverbrauches.

Und nun die Temperaturschwankungen im Kondensator mit Außenbehältern für die verschiedenen Fälle verfolgen zu können, muß man noch die Temperatur des Behälterwassers am Anfange der beobachteten Betriebszeit kennen, und damit die verschiedenen Fälle unter sich vergleichbar seien, soll diese Anfangstemperatur in allen Fällen die gleiche sein. Ich nehme an, der Betrieb vorher habe einen derartigen Verlauf gehabt, daß das Vorratswasser in den Behältern zu Anfang des in dem Beispiele betrachteten Vierminutenbetriebes, also eben am Anfange der Periode I, eine Temperatur von

$$x_0 = 46^\circ$$

habe. Im Falle zweier Außenbehälter und Parallelstromes, wo die Temperaturen in beiden Behältern verschieden sind, sei für den Beginn der Periode I die Temperatur

$$\left. \begin{array}{l} \text{im ersten Behälter } y_0 = 43^\circ \\ \text{,, zweiten ,, } x_0 = 49^\circ \end{array} \right\} \text{ im Mittel also wieder } = 46^\circ.$$

Endlich ist es noch nötig, sich über den Inhalt aW der Behälter schlüssig zu machen. Je größer man diesen Inhalt macht, um so günstiger wirken die Behälter. Also hat man sich nur um seine untere Grenze zu kümmern und nehme als solche

$$a = 1$$

an; unter diesen Wert sollte man nie gehen; d. h. der Behälterinhalt sei gleich der pro Minute zulaufenden Kühlwassermenge, im vorliegenden Falle also = 13 cbm (also ein Kessel von z. B. 2 m Durchmesser und 4,14 m Höhe), und bei zwei Behältern habe jeder diesen Inhalt.

Damit kann nun für die 8 Perioden der Zahlentafel der Verlauf der Temperaturen in Behältern und Kondensator berechnet werden.

In Spalte 8 der Zahlentafel sind noch die Werte von $e^{\frac{T}{a}}$ oder, da hier $a = 1$ vorausgesetzt ist, von e^T (wo T Zeitdauer jeder Periode bedeutet) verzeichnet, die man bei diesen Rechnungen braucht.

a) Gegenstromkondensator mit 1 Außenbehälter und ununterbrochener Wassermischung.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Bei Beginn dieser Periode ist voraussetzungsgemäß die Wassertemperatur im Behälter $x_0 = 46^\circ$.

Laut Zahlentafel Spalte 7 würde ohne Außenbehälter die Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator sein $t'_m = 65^\circ$.

Ferner soll nach der Zahlentafel die Dauer der Periode sein = 20 sk = $\frac{1}{3}$ min.

Außerdem ist der Behälterinhalt gleich der minutlichen Kühlwassermenge, also $a = 1$, vorausgesetzt.

Hiermit wird nach Gl. (12) die steigende Temperatur des Ablaufwassers

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a t'_m + x_0}}{\frac{T}{e^a + 1}} = \frac{e^T 65 + 46}{e^T + 1}.$$

Läßt man hierin T die Werte $0, \frac{1}{10}, \frac{1}{5}, \frac{1}{2}, 1, 2, 3 \dots$ min durchlaufen, so findet man die Temperaturen des Ablaufwassers aus dem Kondensator nach eben diesen Zeiten seit Beginn der Periode I. Es interessieren aber nur diese Temperaturen am Beginn und am Ende der Periode:

am Beginn der Periode ist $T = 0$, also $e^T = 1$, somit

$$t_{st} = \frac{65 + 46}{2} = 55,5^{\circ},$$

am Ende der Periode ist $T = \frac{1}{3}$, also $e^{1/3} = 1,396$, somit

$$t_{st} = \frac{1,396 \cdot 65 + 46}{2,396} = 57^{\circ}.$$

Nach Gl. (13)

$$x_{st} = 2 t_{st} - t'_m$$

findet man auch die Temperatur des Behälterwassers zu Ende dieser Periode I, wenn man für t_{st} die eben gefundene Temperatur des Ab-

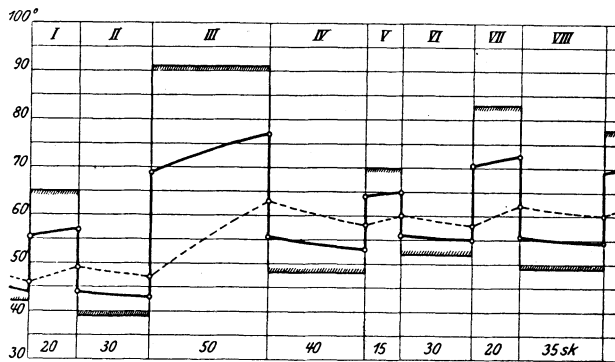


Fig. 115.

Gegenstromkondensator mit Außenbehälter und ununterbrochener Wassermischung.

laufwassers am Ende der Periode und für t'_m den betreffenden, innerhalb jeder Periode unveränderlichen Wert einsetzt, somit

$$x_{st} = 2 \cdot 57 - 65 = 49^{\circ}.$$

In dem Schaubilde Fig. 115, in dem die Abszissen die Zeit, die Ordinaten die Temperaturen bedeuten, ist unter I der Verlauf der verschiedenen Temperaturen in dieser Periode I dargestellt.

Die obere wagerechte, durch Schraffur ausgezeichnete Gerade bedeutet die konstante Temperatur $t'_m = 65^{\circ}$, mit der das Wasser

ohne Anordnung des Außenbehälters während dieser ganzen Periode aus dem Kondensator abgegangen wäre. Die stark ausgezogene Kurve gibt die von $t_{st} = 55,5$ bis $t_{st} = 57^{\circ}$ ansteigende Temperatur des Ablaufwassers mit Außenbehälter, und die punktierte Kurve zeigt die von 46° auf 49° ansteigende Temperatur des Wassers im Behälter.

II. Periode, niedriger Dampfverbrauch.

Am Anfang der II. Periode ist die Temperatur des Behälterwassers dieselbe wie zu Ende der I. Periode, also $x_0 = 49^{\circ}$. Laut Zahlentafel würde die Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator ohne Außenbehälter in dieser II. Periode $t' = 39^{\circ}$ sein. Hiermit ergibt sich nach Gl. (16) die fallende Temperatur des Ablaufwassers zu

$$t_f = \frac{\frac{T}{e^a t' + x_0}}{\frac{T}{e^a + 1}} = \frac{e^T 39 + 49}{e^T + 1},$$

somit für den Beginn dieser Periode mit $T = 0$:

$$t_f = \frac{39 + 49}{2} = 44^{\circ},$$

(bei Einsetzen des niedrigeren Dampfverbrauches springt also die Ablauftemperatur in einem Rucke von 57° auf 44° herab) und für das Ende dieser Periode mit $T = 1/2$, also $e^T = 1,649$:

$$t_f = \frac{1,649 \cdot 39 + 49}{2,649} = 43^{\circ}.$$

Die Behältertemperatur am Ende dieser Periode wird nach Gl. (17)

$$x_f = 2 t_f - t' = 2 \cdot 43 - 39 = 47^{\circ}.$$

Auch der Verlauf dieser Temperaturen in Periode II ist im Schaubilde Fig. 115 eingetragen.

III. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Gegeben: $x_0 = 47^{\circ}$, $t'_m = 91^{\circ}$, Dauer der Periode = $5/6$ min, $e^{1/6} = 2,301$.

Damit wird

$$t_{st} = \frac{e^T 91 + 47}{e^T + 1},$$

also für $T = 0$

$$t_{st} = \frac{91 + 47}{2} = 69^{\circ}$$

für $T = 5/6$

$$t_{st} = \frac{2,301 \cdot 91 + 47}{3,301} = 77^{\circ}$$

und ebenfalls für $T = 5/6$

$$x_{st} = 2 t_{st} - t'_m = 2 \cdot 77 - 91 = 63^{\circ}.$$

Führt man auf diese Weise die Rechnung auf Grund der in der Zahlentafel gegebenen Daten für alle 8 Perioden verschiedenen Dampf-

verbrauches durch und trägt die erhaltenen Temperaturen wieder als Ordinaten zu der verlaufenden Zeit als Abszissen auf, so erhält man schließlich das ganze Schaubild Fig. 115.

Der stetig verlaufende punktierte Zickzackzug stellt die Temperaturen im Behälter, die stark ausgezogene, bei jedem Übergang zwischen den Perioden einerlei Dampfverbrauches einen Sprung nach auf- oder abwärts machende Kurve die Temperaturen des Ablaufwassers aus dem Kondensator dar, und man sieht, wie diese selbst am Ende der lange (50 sk) andauernden Periode III nur auf 77° steigt, während sie ohne Außenbehälter in dieser Periode 91° gewesen wäre.

b) Gegenstromkondensator mit 2 Außenbehältern und ununterbrochener Wassermischung.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Da bei Gegenstrom die Wassertemperatur in einem Behälter immer gleich der im andern ist, und sie voraussetzungsgemäß bei Beginn des in Betrachtung gezogenen Betriebsabschnittes 46° sein soll, so ist bei Beginn dieser Periode I in beiden Behältern $x_0 = 46^{\circ}$. Ferner ist für diese Periode wieder $t'_m = 65^{\circ}$ und voraussetzungsgemäß für jeden Behälter $a = 1$, d. h. jeder der beiden Behälter hat einen Inhalt von 13 cbm.

Hiermit ergibt sich nach Gl. (21) die steigende Temperatur des Ablaufwassers

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a t'_m + 2x_0}}{\frac{T}{e^a + 2}} = \frac{e^T 65 + 92}{e^T + 2}$$

Für den Beginn der Periode, d. h. für $T = 0$, also $e^T = 1$, folgt hieraus

$$t_{st} = \frac{65 + 92}{3} = 52,3$$

und für das Ende der Periode, d. h. für $T = 1/3$, also $e^T = 1,396$:

$$t_{st} = \frac{1,396 \cdot 65 + 92}{3,396} = 53,7.$$

Setzt man diesen letzteren Wert in Gl. (22) ein, so erhält man die Temperatur, auf die das Wasser in beiden Behältern am Ende der Periode I gestiegen ist, zu

$$x_{st} = \frac{3 t_{st} - t'_m}{2} = \frac{3 \cdot 53,7 - 65}{2} = 48,05^{\circ}.$$

II. Periode, niedriger Dampfverbrauch.

Hier ist

$$x_0 = 48,05^{\circ} \text{ und } t' = 39^{\circ},$$

somit nach Gl. (24) die fallende Temperatur des Ablaufwassers

$$t_f = \frac{\frac{T}{e^a t' + 2 x_0}}{\frac{T}{e^a + 2}} = \frac{e^T 39 + 96,1}{e^T + 2},$$

also für den Beginn der Periode, $T = 0$ und $e^T = 1$:

$$t_f = \frac{39 + 96,1}{3} = 45,03^\circ,$$

und für das Ende der Periode, $T = 1/2$ und $e^T = 1,649$:

$$t_f = \frac{1,649 \cdot 39 + 96,1}{3,649} = 44^\circ$$

und die Behältertemperatur am Ende dieser Periode nach Gl. (25):

$$x_f = \frac{3 t_f - t'}{2} = \frac{3 \cdot 44 - 39}{2} = 46,5^\circ.$$

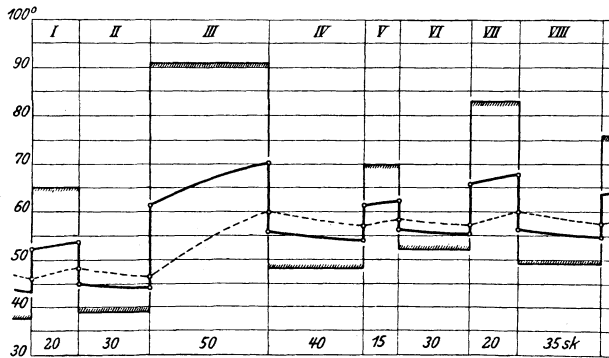


Fig. 116.

Gegenstromkondensator mit zwei Außenbehältern und ununterbrochener Wassermischung.

Auf diese Weise wird die Rechnung wieder durch alle 8 Perioden durchgeführt, und werden die Ergebnisse graphisch aufgetragen, so erhält man das Schaubild Fig. 116. Auch hier stellt der punktierte Zickzackzug die Behältertemperatur, die stark ausgezogene, bei jedem Übergang von einer Periode zur nächsten auf- und niederspringende Linie die Temperatur des aus dem Kondensator ablaufenden Wassers dar.

c) Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter und ununterbrochener Wassermischung.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Da sich in Perioden hohen Dampfverbrauches Parallelstrom wie Gegenstrom verhält, und da auch hier für den Beginn der Periode

$x_0 = 46^\circ$ und für die ganze Periode $t'_m = 65^\circ$ ist, so folgt auch hier, ganz wie bei Gegenstrom,

$$\begin{aligned} &\text{für den Beginn der Periode } t_{st} = 55,5^\circ \\ &\text{,, das Ende ,, ,, } \begin{cases} t_{st} = 57^\circ \\ x_{st} = 49^\circ. \end{cases} \end{aligned}$$

II. Periode, niedriger Dampfverbrauch.

Hier ist $x_0 = 49^\circ$ und $t' = 39^\circ$. Damit ergibt sich nach Gl. (30) und (31) die fallende Temperatur des Ablaufwassers, die auch gleich der fallenden Temperatur des Behälterwassers ist,

$$x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{\frac{T}{e^a}} = 39 + \frac{49 - 39}{e^T}.$$

Also für den Beginn der Periode bei $T = 0$, $e^T = 1$:

$$x_f = t_f = 39 + \frac{10}{1} = 49^\circ$$

und für das Ende der Periode bei $T = 1/2$, $e^T = 1,649$:

$$x_f = t_f = 39 + \frac{10}{1,649} = 45,1^\circ.$$

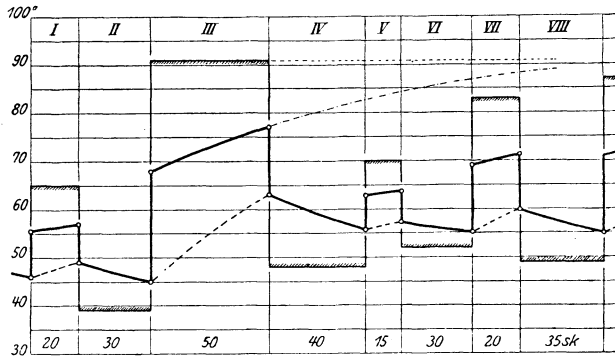


Fig. 117.

Parallelstromkondensator mit einem Außenbehälter und ununterbrochener Wassermischung.

III. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Hier ist $x_0 = 45,1^\circ$ und $t'_m = 91^\circ$. Damit folgt nach Gl. (28) die steigende Temperatur des Ablaufwassers

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a} t'_m + x_0}{\frac{T}{e^a} + 1} = \frac{e^T 91 + 45,1}{e^T + 1},$$

also für Beginn der Periode, $T = 0$, $e^T = 1$:

$$t_{st} = \frac{91 + 45,1}{2} = 68,05^\circ,$$

für Ende der Periode, $T = \frac{5}{6}$, $e^T = 2,30$:

$$t_{st} = \frac{2,3 \cdot 91 + 45,1}{3,3} = 77^{\circ}.$$

Hielte der hohe Dampfverbrauch dieser Periode noch länger an, z. B. $T = 2$ min, wobei $e^T = e^2 = 7,389$ würde, so entstände

$$t_{st} = \frac{7,389 \cdot 91 + 45,1}{8,389} = 85,6^{\circ};$$

damit ist die Kurve der steigenden Ablauftemperatur in Fig. 117 noch über die wirkliche Dauer dieser Periode hinaus verlängert, und man sieht, wie die Temperatur steigen würde, wenn diese Periode höchsten Dampfverbrauches länger als 50 sk dauerte.

Die steigende Behältertemperatur am Ende der Periode findet sich aus Gl. (29) zu

$$x_{st} = 2 t_{st} - t'_m = 2 \cdot 77 - 91 = 63^{\circ}.$$

Führt man die Rechnung so weiter durch alle 8 Perioden durch und trägt ihre Ergebnisse graphisch auf, so erhält man das Schaubild Fig. 117 des Temperaturverlaufes in Kondensator und Außenbehälter; es fallen hier die sinkende Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator und die Behältertemperatur in Perioden niedrigen Dampfverbrauches aufeinander.

d) Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern und ununterbrochener Wassermischung.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Hier hat das Wasser in den beiden Behältern im allgemeinen eine verschiedene Temperatur, die im ersten Behälter niedriger als im zweiten ist. Zu Beginn der I. Periode sei sie im Behälter I (vgl. Fig. 109 und 110) $y_0 = 43^{\circ}$ und im Behälter II $x_0 = 49^{\circ}$ (also im Mittel wieder 46°), während wieder $t'_m = 65^{\circ}$ ist. Damit folgt nach Gl. (37) die steigende Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator:

$$t_{st} = \frac{\frac{T}{e^a t'_m + y_0 + x_0}}{e^a + 2} = \frac{e^T \cdot 65 + 43 + 49}{e^T + 2}.$$

Also für den Beginn der Periode, $T = 0$:

$$t_{st} = \frac{65 + 92}{3} = 52,3^{\circ},$$

für das Ende der Periode, $T = \frac{1}{3}$:

$$t_{st} = \frac{1,396 \cdot 65 + 92}{3,396} = 53,8^{\circ},$$

und die Behältertemperaturen zu Ende der Periode, also für $T = \frac{1}{3}$ und $e^T = 1,396$:

im ersten Behälter nach Gl. (35)

$$y_{st} = t_{st} - \frac{t_{st} - y_0}{e^a} = 53,8 - \frac{53,8 - 43}{1,396} = 46,1^{\circ},$$

im zweiten Behälter nach Gl. (36)

$$x_{st} = t_{st} - \frac{t_{st} - x_0}{\frac{T}{e^a}} = 53,8 - \frac{53,8 - 49}{1,396} = 50,4^{\circ}$$

II. Periode, niedriger Dampfverbrauch.

Hier ist für den Beginn der Periode $y_0 = 46,1^{\circ}$ und $x_0 = 50,4^{\circ}$ und für die ganze Periode $t' = 39^{\circ}$. Damit ergibt sich nach Gl. (39) die fallende Temperatur im ersten Behälter am Ende dieser Periode, also für $T = 1/2$ und $e^T = 1,649$:

$$y_f = t' + \frac{y_0 - t'}{\frac{T}{e^a}} = 39 + \frac{46,1 - 39}{1,649} = 43,3^{\circ}$$

und die fallende Temperatur x_f im zweiten Behälter, die auch die fallende Temperatur t_f des Ablaufwassers aus dem Kondensator ist, aus Gl. (40):

$$t_f = x_f = y_f + \frac{x_0 - y_f}{\frac{T}{e^a}} = 43,3 + \frac{50,4 - 43,3}{1,649} = 47,6^{\circ}$$

Für den Beginn der III. Periode ist $y_0 = 43,2^{\circ}$ und $x_0 = 47,6^{\circ}$ und für die ganze Periode $t'_m = 91^{\circ}$. Setzt man diese Werte in Gl. (37) ein, so bekommt man zuerst für $T = 0$ die Temperatur

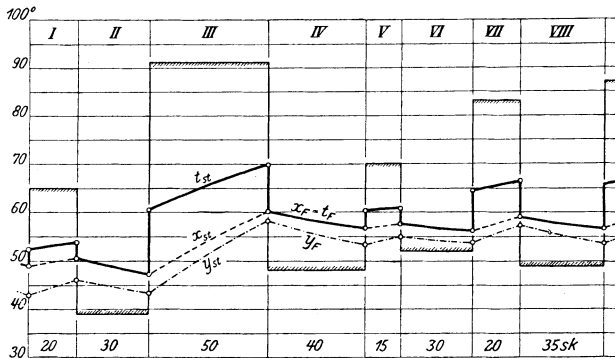


Fig. 118.

Parallelstromkondensator mit zwei Außenbehältern und ununterbrochener Wassermischung.

$t_{st} = 60,6^{\circ}$ des Ablaufwassers bei Beginn dieser Periode, dann für $T = 5/6$ diese Temperatur am Ende der Periode $t_{st} = 69,8^{\circ}$ und aus Gl. (35) und (36) auch die Behältertemperaturen $y_{st} = 58,3^{\circ}$ und $x_{st} = 60,2^{\circ}$ am Ende der Periode.

Durch Fortsetzung dieser Rechnung durch alle 8 Perioden hindurch und durch Aufzeichnung der Ergebnisse wird das Schaubild Fig. 118 erhalten, in welchem der stark ausgezogene Linienzug wieder

den Verlauf der Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator, der punktierte Linienzug, der in den absteigenden Stücken mit den absteigenden Stücken der Linie der Ablauftemperatur zusammenfällt, die Temperatur des Wassers im zweiten Behälter und der strichpunktierte Linienzug diese Temperatur im ersten Behälter darstellt.

Vergleicht man nun den Verlauf der Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator bei Parallel- und bei Gegenstrom, und zwar je bei einem und je bei zwei Außenbehältern miteinander (d. h. das Schaubild Fig. 115 mit Fig. 117 und Fig. 116 mit Fig. 118), so sieht man, daß zwar die Ablauftemperaturen in den Perioden niedrigen Dampfverbrauches in den beiden Fällen Parallel- und Gegenstrom voneinander abweichen (es hat dies seinen Grund darin, daß in Perioden niedrigen Dampfverbrauches nur bei Gegenstrom, nicht aber auch bei Parallelstrom Temperaturengleich zwischen den verschiedenen Wassermengen im Kondensator stattfindet), daß diese Ablauftemperaturen in den Perioden hohen Dampfverbrauches jedoch so nahe aneinander liegen, daß die kleinen Abweichungen praktisch außer Betracht fallen. Da nun aber der Verlauf der Ablauftemperatur in den Perioden niedrigen Dampfverbrauches vom praktischen Gesichtspunkt aus ganz gleichgültig ist, indem es nur darauf ankommt, jene Temperatur in den Perioden hohen Dampfverbrauches möglichst herabzuziehen, so kann man sagen: Die die Temperatur herabziehende Wirkung der Außenbehälter ist bei Gegenstrom und bei Parallelstrom gleich.

Das bezieht sich vorerst auf den Fall ununterbrochener Wassermischung in den Behältern (also nach Fig. 106). Es liegt aber kein Grund vor, warum dies bei unterbrochener Wassermischung (also nach Fig. 104) anders sein soll, und es wird darum die Wirkung der Außenbehälter auch bei unterbrochener Mischung des Wassers bei Gegenstrom und bei Parallelstrom annähernd die gleiche sein. Deswegen braucht man im folgenden das Beispiel nur noch für den einen Fall, als welchen ich den Fall des Parallelstromkondensators auswähle, für unterbrochene Wassermischung durchzurechnen und hat damit auch das annähernde Verhalten der Außenbehälter bei Gegenstrom und unterbrochener Wassermischung.

e) Parallelstromkondensator mit 1 Außenbehälter
und unterbrochener Wassermischung.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch.

Bei Beginn hat nach früherer Voraussetzung das Wasser im Außenbehälter eine Temperatur von $x_0 = 46^\circ$ und tritt auch mit dieser Temperatur in den Kondensator, während das oben eintretende Kühlwasser ohne den Außenbehälter sich von $t_0 = 30^\circ$ auf $t'_m = 65^\circ$ erwärmt hätte. Mit dem Außenbehälter erwärmt sich alles in den Kondensator eintretende Wasser nach Gl. (44) auf die Temperatur

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{65 + 46}{2} = 55,5^\circ.$$

Mit dieser konstanten Temperatur geht der eine Teil endgültig aus dem Kondensator ab und der andere Teil wieder oben in den Außenbehälter zurück, wo er sich als wärmeres, also spezifisch leichteres Wasser über dem schon darin vorhandenen kühleren ansammelt, das letztere unten heraus nach dem Kondensator verdrängend. Während dieser ersten Periode ist also die Temperatur des aus dem Kondensator endgültig abgehenden Wassers

$$t_1 = 55,5^{\circ} \text{ unveränderlich}$$

und die des aus dem Behälter zum Kondensator gehenden Wassers

$$x_0 = 46^{\circ} \text{ ebenfalls unveränderlich.}$$

Die erstere Temperatur gibt im Schaubild Fig. 119 die stark ausgezogene Linie, die letztere die punktierte Parallele zur Zeitachse in Periode I.

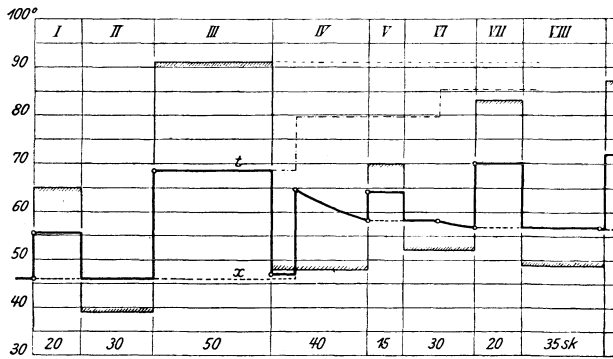


Fig. 119.

Parallelstromkondensator mit einem Außenbehälter und unterbrochener Wassermischung.

II. Periode, niedriger Dampfverbrauch.

Bei Beginn dieser Periode ist, Fig. 120, das obere Drittel des Außenbehälters mit Wasser von $55,5^{\circ}$ angefüllt, das in der vorigen, $\frac{1}{3}$ min langen Periode hohen Dampfverbrauches aus dem Kondensator gekommen war, während die unteren zwei Drittel noch Wasser von 46° von früher her enthalten. In der jetzigen Periode erwärmt sich das frisch in den Kondensator eintretende Kühlwasser auf $t' = 39^{\circ}$, läuft mit dieser Temperatur oben in dem Behälter auf das Wasser von $t' = 55,5^{\circ}$ auf, mischt sich mit diesem und kühlt es während der Dauer von $T = \frac{1}{2}$ min dieser Periode nach Gl. (46) auf

$$x = \frac{T t' + T' t_1}{T + T'} = \frac{\frac{1}{2} \cdot 39 + \frac{1}{3} \cdot 55,5}{\frac{1}{2} + \frac{1}{3}} = \approx 46^{\circ},$$

also — zufälligerweise — gerade auf die Temperatur des Wassers unten im Behälter ab. Während dieser ganzen Periode ist somit aus dem Behälter Wasser von 46° in den Kondensator zurückgetreten, mit dieser Temperatur unverändert durch ihn hindurchgegangen und end-

gültig aus ihm ausgetreten. Es ist also für diese ganze Periode die Temperatur des aus dem Behälter kommenden und des Ablaufwassers aus dem Kondensator

$$x_f = t_f = 46^\circ \text{ unveränderlich.}$$

III. Periode, hoher Dampfverbrauch, $t'_m = 91^\circ$, Dauer der Periode $\frac{5}{6}$ min.

Am Anfang ist der Behälter ganz mit Wasser von $x_0 = 46^\circ$ gefüllt; somit ist nach Gl. (44) die Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator während dieser ganzen Periode

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{91 + 46}{2} = 68,5^\circ \text{ unveränderlich.}$$

Im Schaubild Fig. 119 ist auch noch strichpunktiert die stufenförmig ansteigende Ablauftemperatur eingezeichnet, wenn diese Periode höchsten Dampfverbrauches länger dauern würde, nämlich 1 Minute, 2 Minuten und noch über 2 Minuten.

IV. Periode, niedriger Dampfverbrauch, $t' = 48^\circ$, Dauer der Periode $= \frac{4}{6}$ min.

Bei Beginn dieser Periode ist der Außenbehälter oben zu $\frac{5}{6}$ seines Inhaltes mit Wasser von $68,5^\circ$ von der vorhergehenden Periode III, unten zu $\frac{1}{6}$ mit Wasser von der Periode II her gefüllt, Fig. 121. Also tritt während der ersten Sechstelminute der jetzigen Periode Wasser von 46° aus dem Behälter in den Kondensator zurück. Da es kühler ist als das vom Dampf erwärmte Kühlwasser ($t' = 48^\circ$), wenn sich aller Dampf nur an diesem kondensieren würde, so kondensiert sich Dampf auch noch am Behälterwasser, und ist die Temperatur aller aus dem Kondensator tretenden Wasser während der ersten Sechstelminute

$$x_f = t_f = \frac{48 + 46}{2} = 47^\circ \text{ unveränderlich.}$$

In dieser Sechstelminute kühlt sich durch das oben mit 47° auflaufende Wasser das schon im Behälter befindliche Wasser von $68,5^\circ$ nach Gl. (46) auf

$$x = \frac{Tt + T't_1}{T + T'} = \frac{\frac{1}{6} \cdot 47 + \frac{5}{6} \cdot 68,5}{\frac{1}{6} + \frac{5}{6}} = 64,9^\circ$$

ab, und es ist nun der ganze Behälter mit Wasser von $64,9^\circ$ gefüllt. Am Anfang des Restes von $\frac{3}{6} = \frac{1}{2}$ Minute dieser Periode ist also

$$t_f = x_f = 64,9^\circ;$$

diese Temperaturen machen hier demnach einen Sprung von 46° bzw. 47° auf $64,9^\circ$ (vgl. Schaubild Fig. 119).

Von jetzt an kühlt sich das Behälterwasser von $x_0 = 64,9^\circ$ durch das nun mit 48° oben auflaufende Wasser nach Gl. (9) auf

$$x_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{1}{e}} - 1} = 48^\circ + \frac{64,9 - 48}{e^{\frac{1}{e}} - 1} = 48 + \frac{16,9}{1,649} = 58,2^\circ$$

ab, am Ende der Periode ist also

$$x_f = t_f = 58,2^{\circ}.$$

V. Periode, hoher Dampfverbrauch, $t'_m = 70^{\circ}$, Dauer der Periode = $\frac{1}{4}$ min.

Am Anfang ist der ganze Behälter mit Wasser von $x_0 = 58,2^{\circ}$ gefüllt, das auch so in den Kondensator zurücktritt; also ist die Ablauftemperatur während dieser ganzen Periode

$$t_1 = \frac{x_0 + t'_m}{2} = \frac{58,2 + 70}{2} = 64,1^{\circ}.$$

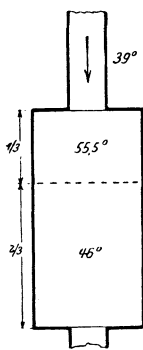


Fig. 120.

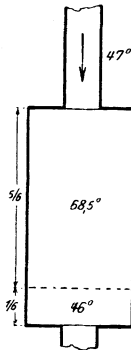


Fig. 121.

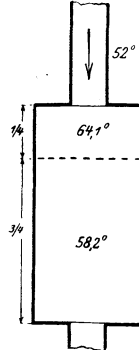


Fig. 122.

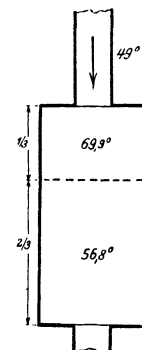


Fig. 123.

VI. Periode, niedriger Dampfverbrauch, $t' = 52^{\circ}$, Dauer der Periode = $\frac{1}{2}$ min.

Oben im Behälter, Fig. 122, läuft Wasser von 52° auf solches von $64,1^{\circ}$; nach Gl. (47) wird es dieses auf $58,2^{\circ}$ abkühlen in

$$T = \frac{t_1 - x_0}{x_0 - t} T' = \frac{64,1 - 58,2}{58,2 - 52} \cdot \frac{1}{4} = 0,24 \text{ min.}$$

Dann ist der ganze Behälter mit Wasser von $58,2^{\circ}$ gefüllt, auf welches oben immer noch Wasser von 52° aufläuft, wodurch sich im Reste dieser Periode, also in den letzten $T = 0,26$ Minuten, das Behälterwasser nach Gl. (9) abkühlt auf

$$x_f = t + \frac{x_0 - t}{e^a} = 52 + \frac{58,2 - 52}{e^{0,26}} = 52 + \frac{6,2}{1,297} = 56,8^{\circ}.$$

Am Ende dieser Periode ist also

$$x_f = t_f = 56,8^{\circ}$$

und der ganze Behälter mit Wasser von dieser Temperatur erfüllt.

VII. Periode, hoher Dampfverbrauch, $t'_m = 83^{\circ}$, Dauer der Periode = $\frac{1}{3}$ min.

Ablauftemperatur des Wassers aus dem Kondensator

$$t_1 = \frac{56,8 + 83}{2} = 69,9^{\circ} \text{ konstant;}$$

Austrittstemperatur des Wassers aus dem Behälter

$$x = 56,8^{\circ} \text{ konstant.}$$

VIII. Periode, niedriger Dampfverbrauch, $t' = 49^{\circ}$, Dauer der Periode = $7/12$ min.

Bei Beginn der Periode hat das Wasser im Behälter die in Fig. 123 eingeschriebenen Temperaturen. Durch das oben auflaufende Wasser von 49° wird sich das oben befindliche Wasser von $69,9^{\circ}$ auf $56,8^{\circ}$ nach Gl. (47) kühlen in

$$T = \frac{69,9 - 56,8}{56,8 - 49} \cdot \frac{1}{3} = 0,56 \text{ min.}$$

Im übrig bleibenden Rest dieser Periode, also in $7/12 - 0,56 = 0,584 - 0,56 = 0,024$ min kühlt sich der ganze Behälterinhalt von der Temperatur $56,8^{\circ}$ weiter ab nach Gl. (9), also auf

$$x = 49 + \frac{56,8 - 49}{e^{0,024}} = 49 + \frac{7,8}{1,024} = 56,6^{\circ}.$$

In den ersten 0,56 Minuten dieser Periode sind demnach Behälter- und Ablauftemperatur

$$x_f = t_f = 56,8^{\circ} \text{ konstant,}$$

und in den letzten 0,024 Minuten nehmen sie ab auf

$$x_f = t_f = 56,6^{\circ}.$$

Alle diese Rechnungsergebnisse sind im Schaubilde Fig. 119 graphisch aufgetragen.

f) Parallelstromkondensator mit 2 Außenbehältern und unterbrochener Wassermischung.

Hier wird die Rechnung nicht eigentlich schwieriger als im vorigen Falle, nur noch viel weitläufiger, weil wir jetzt nicht nur 2 Außenbehälter mit Wasser von im allgemeinen verschiedener Temperatur haben, sondern weil auch in jedem der Behälter im allgemeinen mehrere Schichten Wasser von verschiedener Temperatur übereinander stehen. Deswegen gebe ich die ausgeführte Durchrechnung obigen Beispielles für diesen Fall hier nicht wieder, sondern im Schaubilde Fig. 124 nur die Ergebnisse dieser Rechnung: der stark ausgezogene gebrochene Linienzug t gibt den Verlauf der Temperatur des aus dem Kondensator endgültig austretenden Wassers, der punktierte Linienzug x die Temperatur des aus dem zweiten Behälter und der strichpunktierte Linienzug y die Temperatur des aus dem ersten Behälter in den Kondensator zurücktretenden Wassers.

Fig. 119 und Fig. 124 beziehen sich auf Parallelstromkondensation mit unterbrochener Wassermischung in den Behältern; für die Perioden hohen Dampfverbrauches, die praktisch allein in Betracht kommen, muß aber, worauf ich schon hingewiesen habe, der Verlauf der Ablauftemperatur auch bei Gegenstromkondensation ziemlich derselbe sein, so daß in den Perioden hohen Dampfverbrauches die Linien-

an sieht, wie in allen Fällen zwei Außenbehälter günstiger auf die Erniedrigung der Ablauftemperatur einwirken als nur ein Außenbehälter, was auch ganz natürlich ist.

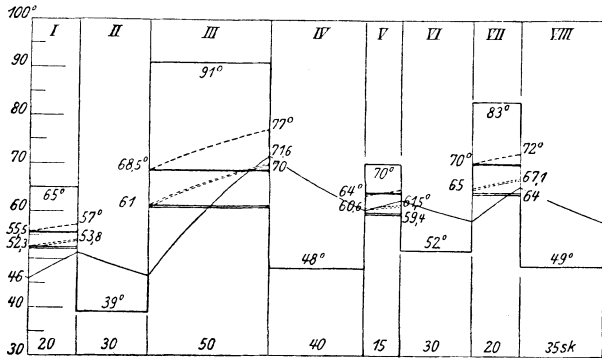


Fig. 125.

Zusammenstellung der Rechnungsergebnisse.

Man sieht aber auch — und das ist ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Rechnungen —, daß unterbrochene Wassermischung günstiger wirkt als ununterbrochene: so wird die höchste Temperatur bei unterbrochener Mischung und nur einem Außenbehälter schon auf 70° (in Periode VII) herabgedrückt, auf welche Temperatur sie (am Ende der Periode III) bei ununterbrochener Wassermischung erst bei Anwendung von zwei Außenbehältern (jeder von gleicher Größe wie vorhin der eine) herabgedrückt würde. Da nun außerdem auch noch die Einrichtung der Außenbehälter mit unterbrochener Wassermischung (Fig. 104) einfacher und billiger ist als die für ununterbrochene Mischung (nach Fig. 106), so wird man immer nur unterbrochene Wassermischung ausführen, und ich betrachte von nun ab auch nur noch diese.

Man sieht nun wieder aus Fig. 125, wie bei unterbrochener Mischung die höchsten Ablauftemperaturen

bei einem Außenbehälter $t_1 = 70^{\circ}$,

bei zwei Außenbehältern $t_2 = 64^{\circ}$

zerteilt, in einem Gegenstromkondensator in dessen unterem Teile genügend fein zerteilt, angeordnet wird. Ich habe obiges Beispiel für diesen Fall auch durchgerechnet, und zwar ebenfalls für die gleiche Anfangstemperatur des Wasservorrates von 46° . Die dünne schräg auf- und absteigende Zickzacklinie im Übersichtsbilde Fig. 125 stellt den Temperaturverlauf im Kondensator dar. Wie ersichtlich, steigt dabei die höchste Temperatur (am Ende der Periode III) auf $71,6^{\circ}$, während sie in dem Falle, daß der gleiche Wasservorrat in einem Außenbehälter, und zwar mit unterbrochener Wassermischung, angeordnet wird, nur auf 70° steigt (in Periode VII). Der Wasservorrat in einem solchen Außenbehälter wirkt also noch etwas günstiger, als wenn er im Innern des Kondensators genügend zerteilt untergebracht würde, wozu aber — wie schon eingangs bemerkt, und worin die Hauptsache liegt — die Kondensatorkörper ganz außerordentlich große Abmessungen erhalten müßten, während sie bei Anwendung meiner Außenbehälter keiner oder einer nur unbedeutenden Vergrößerung bedürfen.

sind, und wie sie in Periode VII eintreten. Wollte man ohne die Außenbehälter die höchsten Temperaturen im Kondensator, die dann in Periode III eintreten würden, ebenfalls nur auf obige Werte steigen lassen, so hätte man Kühlwasserverhältnisse anwenden müssen von

$$n_1 = \frac{570}{t_1 - t_0} = \frac{570}{70 - 30} = 14,25$$

bzw.
$$n_2 = \frac{570}{t_2 - t_0} = \frac{570}{64 - 30} = 16,8;$$

also hätte man, da der (in Periode III eintretende) größte Dampfverbrauch $D = 1400$ kg/min beträgt, eine minutliche Kühlwassermenge gebraucht (und dafür auch Pumpen, Rohrleitungen, Kondensator, Kühlanlage usw. einrichten müssen) von

$$W = n_1 D = 14,25 \cdot 1400 = 19900 \text{ kg} = \infty 20 \text{ cbm}$$

bzw.

$$W = n_2 D = 16,8 \cdot 1400 = 23500 \text{ „} = 23,5 \text{ „}$$

während man mit den Außenbehältern dasselbe schon mit

$$W = 13 \text{ cbm}$$

erreicht; d. h. ohne Außenbehälter hätte man

$$\frac{20}{13} = 1,54 \text{ oder } 54 \text{ v. H.}$$

bzw.
$$\frac{23,5}{13} = 1,80 \text{ oder } 80 \text{ v. H.}$$

mehr Kühlwasser gebraucht! Und da Anlage- wie Betriebskosten einer Kondensation wesentlich von der in Bewegung zu setzenden Kühlwassermenge abhängen, so wären jene Kosten ohne Anordnung der Außenbehälter eben entsprechend größer geworden.

Diese Zahlen sind nun freilich nur aus einem durchgerechneten Beispiele eines stark wechselnden Dampfverbrauches abgeleitet; sie haben aber doch eine allgemeinere Bedeutung.

Weil die Zahl a , die angibt, wievielmals die in der Minute zulaufende Kühlwassermenge in einem Außenbehälter enthalten ist, die also die Größe dieser Behälter bestimmt, in allen meinen Temperaturformeln immer und überall nur in der Verbindung $\frac{T}{a}$ auftritt (so

daß also eigentlich nicht T , sondern $\frac{T}{a}$ die Unveränderliche ist), so ergeben alle diese Formeln unter sonst gleichen Umständen die gleichen Temperaturwerte, solange nur das Verhältnis $\frac{T}{a}$ das gleiche bleibt, wobei unter T die Zeitdauer der einzelnen Perioden zu verstehen ist¹⁾. Faßt man nun als maßgebende Periode die gefähr-

¹⁾ Hätte man also bei den dem Beispiele zugrunde gelegten Verhältnissen den (oder die) Behälter dreimal größer gemacht (also statt 13 cbm 39 cbm, was mit einem Kessel von 3 m Durchmesser bei $5\frac{1}{2}$ m Höhe schon erreicht wäre), so könnten auch alle Perioden dreimal länger dauern (also die gefährliche Periode höchsten Dampfverbrauches III volle $2\frac{1}{2}$ min lang), ohne daß die Temperaturkurven aller obigen Schaubilder Fig. 115—125 eine Änderung erfahren würden.

lichste, diejenige von längster Dauer $T_{max.}$ und mit höchstem Dampfverbrauch in der Minute $D_{max.}$, ins Auge, so war bei obigem Beispiele das Verhältnis

$$\frac{T_{max.}}{a} = \frac{5/6}{1} = \frac{5}{6}$$

oder
$$a = \frac{6}{5} T_{max.} = 1,20 T_{max.} \dots \dots \dots (48).$$

Ein zweites maßgebendes Verhältnis ist dasjenige zwischen dem größten Dampfverbrauch $D_{max.}$ in der Minute in der gefährlichsten Periode und dem der Berechnung der erforderlichen Kühlwassermenge zugrunde gelegten mittleren Dampfverbrauche $D_{mitt.}$, welches Verhältnis bei dem obigen Beispiele betrug:

$$\frac{D_{max.}}{D_{mitt.}} = \frac{1400}{733}$$

oder rd.
$$D_{mitt.} = 0,5 D_{max.} \dots \dots \dots (49).$$

Da mit diesen Verhältnissen in dem Beispiele trotz des sehr stark auf und nieder schwankenden Dampfverbrauches die Schwankungen der Kondensatortemperatur auf ein praktisch durchaus zulässiges Maß heruntergedrückt wurden, so wird das bei annähernder Einhaltung jener Verhältnisse auch in jedem andern Falle stattfinden. Damit kann man folgende

praktische Regeln

aufstellen, welche die weitere Durchführung der hier einmal notwendig gewordenen langwierigen Rechnungen entbehrlich machen.

Wenn bei stark wechselndem Dampfverbrauche die höchsten Kondensatortemperaturen bei Anwendung eines Außenbehälters nicht höher als auf etwa 70° , bei Anwendung zweier Außenbehälter nicht höher als auf etwa 65° steigen sollen, so berechne man zuerst (nach S. 368) die notwendige minutliche Kühlwassermenge W aus der dort angegebenen Bestimmung der mittleren minutlichen Dampfmenge $D_{mitt.}$ (also mit Außerachtlassung der länger als etwa 1—2 min dauernden Pausen im Betriebe). Ergäbe sich in einem Falle diese Dampfmenge aber kleiner als die Hälfte des absolut höchsten Dampfverbrauches $D_{max.}$ in der Minute, so wäre der Berechnung der Kühlwassermenge doch die Hälfte dieses größten Dampfverbrauches zugrunde zu legen, d. h. im Minimum $D_{mitt.} = 0,5 D_{max.}$

Den Inhalt des oder der Außenbehälter mache man dann

$$= a W$$

mit

$$a = T_{max.} \text{ bis } 1,20 T_{max.},$$

gehe aber auch bei kurzperiodigem Betriebe nie unter den Wert

$$a = 1$$

hinab; d. h. man mache den Behälterinhalt nie kleiner, als daß er noch das pro min zulaufende Kühlwasser fassen kann ¹⁾).

¹⁾ Da der Inhalt der Behälter durch einige Vergrößerung ihrer Abmessungen sehr, die Kosten aber nur unbedeutend ansteigen, soll man mit dem Behälterinhalt, dessen Vergrößerung immer nur günstig wirkt, nie geizen. Die Zu- und Abflußleitung zu den Außenbehältern bleibt dabei immer dieselbe.

Hätte man z. B. die Kühlwassermenge W zu 10 cbm/min bestimmt, und es handelte sich um einen Walzwerkbetrieb, bei dem die längste Dauer der Perioden hohen Dampfverbrauches z. B. nur $\frac{1}{4}$ min betrüge, so wäre der Behälterinhalt trotzdem auch = 10 cbm zu machen. Handelt es sich aber z. B. um eine Fördermaschine für große Teufe mit einer Fahrzeit von 100 sk = 1,67 min, so mache man $a = 1,67$ bis $a = 1,2 \cdot 1,67 = 2$, d. h. den Behälterinhalt = ∞ 17—20 cbm. Da der aus leichtem Bleche herzustellende Behälter irgendwo in eine Ecke gestellt werden kann, ist er auch in dieser Größe noch bequem unterzubringen.

Die Mischung des Wassers in den Außenbehältern ordne man immer als unterbrochene mit den durchlochten Platten nach Fig.104 an.

C. Praktischer Anhang zum vorgehenden Aufsätze über Kühlwasser-Akkumulator.

Die Maschinenfabrik B. . . hat für eine Erzgrube ein Kondensationsprojekt auszuarbeiten für folgende Verhältnisse:

Außer einem dem Kondensator konstant zuströmenden Dampf-
gewichte von 120 kg per Minute, stößt auch noch eine Förder-
maschine, die per Stunde 50 Fahrten aus 250 m Tiefe macht, in
ihrer Arbeitsperiode von je 25 Sekunden ca. 50 kg Dampf in
den Kondensator, worauf je wieder eine Ruhepause von 47 Sekunden
folgt (so daß also die immer wiederkehrenden Perioden hohen und
niedern Dampfverbrauchs eine konstante Wellenlänge von $25'' + 47''$
 $= 72'' = 1\frac{1}{5}'$ haben). Das auf einem Kühlwerk gekühlte Wasser
hat (im Sommer) eine mittlere Temperatur von $t_0 = 30^\circ$. Verlangt
wird von der Grube ein Vakuum von 65 cm (was — nebenbei bemerkt —
vom wirtschaftlichen Standpunkte aus des guten zu viel ist; mehr
als 60 cm sollte man nie haben wollen!).

Die Maschinenfabrik fragt, welche Kühlwassermenge — von
der alles übrige abhängt, insonderheit auch die Anlagekosten — anzu-
wenden sei, wenn die Kondensation

mit, und wenn sie ohne Akkumulator
ausgeführt wird?

Dieser Fall aus der Praxis soll hier als weiteres Beispiel, im An-
schluß an die in dem Aufsätze „Kühlwasserakkumulator“ behandelten
Beispiele, als Muster zur Selbstberechnung solcher und anderer Fälle
ausführlich behandelt werden; dabei werden wir auf einige, für die
Praxis wichtige Punkte hinweisen und ferner auf ein vereinfachtes
Rechnungsverfahren stoßen.

Nach den oben gegebenen Daten wechselt je eine Periode von
 $T = 25''$ Dauer hohen Dampfverbrauches von

$$D_m = 120 + \frac{50}{25} \cdot 60 = 240 \text{ kg per Minute}$$

ab mit einer Periode von $T = 47''$ Dauer niedern Dampfver-
brauches von $D = 120$ kg per Minute. (Man muß immer zuerst
aus den gegebenen Daten den Dampfverbrauch per Minute be-
stimmen, gleichgültig wie lang oder kurz die einzelnen Perioden sein
mögen!)

Für das verlangte Vakuum von 65 cm, entsprechend einer Tempe-
ratur gesättigten Wasserdampfes von 54° , kann man bei Gegenstrom

eine Temperatur des ablaufenden Heißwassers bis nahezu 54°, sagen wir also $t' = 52^\circ$, zulassen.

Da die Kühlwassertemperatur $t_0 = 30^\circ$ ist, so muß vor allem das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{52 - 30} = \frac{570}{22} = 26$$

sein, und zwar sowohl mit, als ohne Kühlwasserakkumulator.

Wenn nun

ohne Kühlwasserakkumulation

in Perioden hohen Dampfverbrauches das verlangte Vakuum erreicht werden soll, so muß eine minutliche Kühlwassermenge genommen werden von

$$W = n \cdot D_{max.} = 26 \cdot 240 = 6250 \text{ kg} = 6,25 \text{ m}^3.$$

In den Perioden niedern Dampfverbrauches, wo

$$n = \frac{W}{D} = \frac{6250}{120} = 52$$

ist, würde dann

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{52} + 30 = 11 + 30 = 41^\circ$$

entsprechend einem möglichen Vakuum von 70,2 cm. — Die Perioden niedern Dampfverbrauches interessieren uns aber übrigens nicht weiter.

Mit Kühlwasserakkumulation

kann man aber den mittleren Dampfverbrauch zugrunde legen, vorausgesetzt — siehe praktische Regeln zum Schlusse des vorgehenden Aufsatzes — daß dieser mittlere Dampfverbrauch nicht kleiner ausfällt als etwa die Hälfte des maximalen (würde er das, so wäre als mittlerer Dampfverbrauch doch die Hälfte des maximalen in Rechnung zu nehmen).

Der mittlere Dampfverbrauch ist in unserm Falle in dem immer wiederkehrenden Intervall (oder der totalen Wellenlänge) von 25'' + 47'' = 72'':

a) herrührend von den konstant arbeitenden Maschinen

$$\frac{72}{60} \cdot 120 \dots \dots \dots = 144 \text{ kg.}$$

b) von der Fördermaschine \dots \dots \dots = 50 „

Zusammen in 72 Sekunden also = 194 kg,

also der durchschnittliche Dampfverbrauch per Minute

$$D_{mitt.} = \frac{60}{72} \cdot 194 = 162 \text{ kg.}$$

Da dieser in der Tat größer ausfällt als die Hälfte des Maximaldampfverbrauches, kann man ihn also ohne weiteres der Berechnung der

Kühlwassermenge zugrunde legen, und braucht diese somit jetzt nur zu sein

$W = n \cdot D_{\text{mitt.}} = 26 \cdot 162 = 4220 \text{ kg} = 4,22 \text{ m}^3$ per Minute, sie sinkt also durch Anwendung des Akkumulators von $6,25 \text{ m}^3$ auf $4,22 \text{ m}^3$, also auf rund $\frac{2}{3}$ herab.

Ohne Akkumulator würde bei dieser reduzierten Wassermenge das Kühlwasserverhältnis n_m in den Perioden hohen, und dasselbe Verhältnis n in den Perioden niedern Dampfverbrauches:

$$n_m = \frac{W}{D_m} = \frac{4220}{240} = 17,5$$

bzw.

$$n = \frac{W}{D} = \frac{4220}{120} = 35,$$

woraus die Heißwassertemperaturen

$$t'_m = \frac{570}{n_m} + t_0 = \frac{570}{17,5} + 30 = 63^\circ,$$

entsprechend einem möglichen Vakuum von 59 cm bzw.

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{35} + 30 = 46^\circ,$$

entsprechend einem möglichen Vakuum von 68,5 cm sich ergeben würden.

Daß diese Temperaturschwankungen mit Akkumulator stark eingeschränkt werden, ist sicher; und aus der Art der Herleitung der reduzierten Wassermenge von $4,22 \text{ m}^3$ können wir wenigstens vermuten oder voraussehen, daß, wenn auch in den Perioden hohen Dampfverbrauches — also wenn die Fördermaschine geht — das verlangte Vakuum von 65 cm vielleicht nicht völlig erreicht werden sollte, es doch wohl nur so wenig darunter bleibe, daß der Fehlbetrag toleriert werden kann. — Wir werden nachher noch die wirklich eintretenden Temperaturschwankungen und damit das Vakuum berechnen. Vorerst haben wir uns aber über

Art, Anzahl und Größe der Akkumulatoren zu entscheiden.

Vor allem nehmen wir solche mit diskontinuierlicher Wassermischung — also mit gelochten Platten — als die bessern. Dann begnügen wir uns mit einem Akkumulator, als für gewöhnliche Fälle genügend.

Was nun den nötigen Inhalt aW des Akkumulators betrifft, so muß dieser mindestens so groß sein, daß er die während der längsten Periode hohen Dampfverbrauches zulaufende Kühlwassermenge faßt. Da hier die Perioden hohen Dampfverbrauches alle gleich lang sind, nämlich 25 Sekunden oder 0,417 Minuten, in welchem Zeitabschnitte eine Kühlwassermenge von $0,417 \cdot 4,22 = 1,76 \text{ m}^3$ in den Kondensator

und aus diesem in den Akkumulator tritt, so wäre ein Akkumulatorinhalt schon genügend von

$$a W = 1,76 \text{ m}^3$$

(also die Verhältniszahl $a = \frac{a W}{W} = \frac{1,76}{4,22} = 0,417$).

Wären wir nun sicher, daß die Perioden hohen Dampfverbrauches, also die Dauer eines Zuges der Fördermaschine, nie länger dauern würde als eben $25'' = 0,417'$, so könnten wir es bei dieser Akkumulatorgröße belassen. Es wird aber doch hin und wieder länger dauernde Fahrten geben, während deren der kühlere Wasserinhalt des Akkumulators von der vorigen Periode niedern Dampfverbrauches auch noch vorhalten sollte. Aus diesem Grunde machen wir den Akkumulator größer, etwa

$$a W = 3 \text{ m}^3$$

also die Verhältniszahl $a = \frac{a W}{a} = \frac{3}{4,22} = 0,71$ (womit sich

der Inhalt erst nach $0,71'$ oder $42,6''$ erneuert). Dieser Inhalt wird erreicht mit einem Kessel von z. B.

$$\textcircled{\text{O}} 1,10 \text{ m und } 3,20 \text{ m Höhe.}$$

Temperaturverlauf (bei $a = 0,71$ oder $a W = 3 \text{ cbm}$).

Mit diesen Daten, nämlich mit

$$\begin{aligned} t'_m &= 63^0 && \text{(siehe vorige Seite)} \\ t' &= 46^0 && \text{(„ „ „ „)} \\ \text{u. } a &= 0,71^1 && \text{(„ „ oben)} \end{aligned}$$

kann nun der Temperaturverlauf im Kondensator mit Akkumulator berechnet werden. Wir können diese Berechnung in irgend einem Momente irgend einer Doppelperiode beginnen; beginnen wir sie mit dem Anfang einer Periode hohen Dampfverbrauches.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch, Dauer = $25'' = 0,417'$.

Würde nur das (30^0 warme) Kühlwasser oben in den Kondensator zum Dampfe treten, so würde sich dasselbe auf $t'_m = 63^0$ erwärmen. Nun tritt aber noch die gleiche Wassermenge aus dem Akkumulator in den Kondensator, und zwar mit einer Temperatur x_0 , die das Wasser im Akkumulator zum Schlusse der vorangegangenen Periode niedern Dampfverbrauches angenommen hatte, und ist diese Temperatur x_0 durch den ganzen Akkumulator überall die gleiche.

Kennten wir diese Temperatur x_0 , so wäre nach Gl. (42) S. 360 des vorgehenden Aufsatzes die Temperatur des aus dem Kondensator endgültig abgehenden Wassers (und auch die des oben in den Akkumulator einlaufenden Wassers)

¹⁾ Nachher werden wir diese Rechnung auch noch unter Annahme des kleinstzulässigen Akkumulators, nämlich vom Inhalt $a W = 1,76 \text{ m}^3$, also bei $a = 0,417$, und dann auch noch unter Annahme eines ∞ großen Akkumulators durchführen, um daraus die Art des Einflusses der verschiedenen Größe des Akkumulators auf das Vakuum bei solchen regelmäßig periodisch wiederkehrenden Dampfchwankungen zu erkennen.

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + x_0}{2}.$$

Von dieser Temperatur x_0 wissen wir aber vorerst nur das eine, daß sie — nachdem einmal eine genügende Anzahl Doppelperioden hohen und niedern Dampfverbrauches verflossen, so daß Beharrungszustand eingetreten — konstant geworden sein muß, indem bei den sich immer gleich wiederholenden Doppelperioden natürlich sowohl im Kondensator als im Akkumulator zu gleichen Zeiten gleicher Perioden auch gleich Temperaturen sich wieder einstellen müssen. — Diesen, schließlich konstant werdenden Wert von x_0 kennen wir aber vorerst noch nicht, und gibt es auch kein Mittel, ihn direkt zu berechnen. Nehmen wir aber für x_0 irgend einen Wert an, den es vor Erreichung des Beharrungszustandes gehabt haben konnte, und rechnen wir weiter, so bemerken wir: haben wir jenen Wert von x_0 zu hoch gegriffen, so ergibt die fortgesetzte Rechnung, daß er in den folgenden Perioden sinkt, und zwar so, daß er dem gesuchten, konstant bleibenden Werte von x_0 sich asymptotisch nähert und denselben auch bald erreicht; haben wir ihn umgekehrt zu niedrig gegriffen, so steigt er in den folgenden Perioden asymptotisch zu seinem wahren Werte. — Dementsprechend wählen wir z. B. $x_0 = 50^\circ$, d. h. am Anfang der betrachteten Periode hohen Dampfverbrauches habe das Wasser im ganzen Akkumulator gleichförmig eine Temperatur von 50° .

Die Temperatur, mit der während dieser ganzen I. Periode das Wasser sowohl endgültig den Kondensator verläßt, als auch wieder oben in den Akkumulator eintritt (und sich dort als wärmeres Wasser nicht mit dem untern kühleren mischt), ist demnach

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 50}{2} = 56,5^\circ.$$

Im Schaubild Fig. 131, S. 398, ist in Periode I diese Austrittstemperatur aus dem Kondensator stark ausgezogen und die Austrittstemperatur aus dem Akkumulator punktiert.

II. Periode, niederer Dampfverbrauch, Dauer = $47'' = 0,783'$.

Bei Beginn dieser Periode ist vom ganzen Akkumulatorinhalt ($0,71 W$) dessen oberer Teil $0,417 W$ mit Wasser von $t_1 = 56,5^\circ$ erfüllt, das in der $0,417'$ langen vorangegangenen Periode hohen Dampfverbrauches oben in den Akkumulator lief, während im untern Rest $0,293 W$ des Akkumulatorinhaltes noch Wasser von $x_0 = 50^\circ$ von der zweit vorangegangenen Periode her anwesend ist, s. Fig. 126.

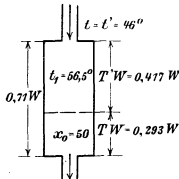


Fig. 126.

Nun läuft oben in den Kondensator Kühlwasser von $t_0 = 30^\circ$, das sich in dieser Periode niedern Dampfverbrauches ohne Akkumulator auf $t' = 46^\circ$ erwärmen würde, und in die Mitte des Kondensators läuft eine Zeit von $T = 0,293'$ lang Wasser von $x_0 = 50^\circ$. Würde nun

die Luftpumpe groß genug gemacht, daß sie auch in Perioden niedern Dampfverbrauches das der hier niedrigeren Temperatur entsprechende höhere Vakuum herstellen könnte, wobei aus dem mittleren und untern Teile des Kondensators die Luft völlig nach dessen oberen Teile verdrängt würde, so würde das aus dem Akkumulator kommende wärmere Wasser von 50° im Kondensator sieden und dadurch seine Wärme mit dem obern Wasser von $t' = 46^{\circ}$ zu einer mittleren Temperatur von 48° ausgleichen (vgl. S. 350 u. Anm. 351). Da man aber — worauf wir nachher noch zurückkommen werden — die Luftpumpe nicht so groß macht, so wird die Luft aus den mittleren und untern Partien des Kondensators nicht völlig nach oben verdrängt, sondern es bleibt dort noch etwas Luft vorhanden, und das aus dem Akkumulator kommende wärmere Wasser kommt daher im Kondensator nicht zum Sieden, sondern geht mit seiner Temperatur von 50° unverändert durch den Kondensator und aus diesem durch das Fallrohr hinaus, während das oben frisch in den Kondensator tretende Kühlwasser sich auf $t' = 46^{\circ}$ erwärmt, und mit dieser Temperatur oben in den Akkumulator tritt. Oder m. a. W. in Perioden niedern Dampfverbrauches verhält sich unser Gegenstromkondensator ganz wie ein Parallelstromkondensator!

Während des 0,293' dauernden ersten Teiles der Periode II sind also die Temperaturen des aus dem Kondensator abgehenden Fallwassers und des unten aus dem Akkumulator zum Kondensator gehenden Wassers beide = 50° , und fallen im Schaubild Fig. 131, S. 398 die stark ausgezogene und die punktierte Linie zusammen.

Aus vorstehender Entwicklung geht hervor, daß in Perioden niedern Dampfverbrauches ein Akkumulator bei einem Kondensator nach Gegenstrom auf den Temperaturverlauf gerade so wirkt als wie bei einem solchen nach Parallelstrom (weil man eben die Luftpumpenleistung nicht mit den Perioden veränderlich macht, sondern sie beläßt). Aus dem Aufsatz (S. 350) wissen wir aber auch schon, daß auch in Perioden hohen Dampfverbrauches die Wirkung eines Akkumulators auf den Temperaturverlauf bei Parallel- wie bei Gegenstromkondensation gleich ist. Also ist sie überhaupt gleich, und hätten wir in dem Aufsatz den Unterschied zwischen Parallel- und Gegenstrom gar nicht zu machen brauchen; dieser hat nur akademischen Wert, indem er einen Fall mit zur Behandlung zieht, der in der Praxis gar nicht eintritt.

Das muß man aber nicht etwa falsch auffassen dahin, daß bei Anwendung von Kühlwasserakkumulation Parallelstromkondensation überhaupt gleichwertig sei mit Gegenstromkondensation; Gott bewahre! Nur die günstige Wirkung der Akkumulation auf die maximale Temperatur des Ablaufwassers ist bei beiden Kondensationsarten dieselbe; aber bei Gegenstrom erhält man das jener erniedrigten Temperatur entsprechende mögliche Vakuum, bei Parallelstrom dagegen nicht!

Indem während dieses ersten Teiles dieser II. Periode in der Zeit $T = 0,293'$ oben in den Akkumulator eine Wassermenge $0,293 W$ von $t = 46^{\circ}$ auf die vorhandene wärmere Wassermenge $T'W = 0,417 W$ von $t_1 = 56,5^{\circ}$ aufläuft, wird diese gekühlt nach Gl. (46) auf

$$\begin{aligned} x &= \frac{Tt + T't_1}{T + T'} = \frac{0,293 \cdot 46 + 0,417 \cdot 56,5}{0,293 + 0,417} = \frac{13,5 + 23,6}{0,71} \\ &= \frac{37,1}{0,71} = 52,2^{\circ}. \end{aligned}$$

Nach 0,293' dieser II. Periode ist dann der ganze Akkumulator mit Wasser von $x_0 = 52,2^0$ gefüllt (Fig. 127), und im Rest dieser Periode, also in $T = 0,783 - 0,293 = 0,490'$, während welcher Zeit immer noch Wasser von $t' = 46^0$ aus dem Kondensator oben in den Akkumulator läuft, wird die fallende Akkumulatortemperatur x_f , die auch = der fallenden Ablauftemperatur t_f aus dem Kondensator ist, nach Gl. (31) ¹⁾

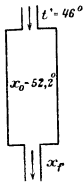


Fig. 127.

$$x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{T}{a}}}$$

Für den Beginn dieses Teiles der betrachteten II. Periode, also für $T = 0$ (und damit $e^0 = 1$), wird somit

$$x_f = t_f = x_0 = 52,2^0;$$

diese Temperaturen machen da also einen Sprung von 50^0 auf $52,2^0$; und für das Ende dieses Teiles der betrachteten Periode II und damit für das Ende dieser Periode überhaupt, also für $T = 0,49$ (und damit

$$e^{\frac{T}{a}} = 2,718^{0,71} = 2,718^{0,69} = 2,00),$$

wird

$$x_f = t_f = 46 + \frac{52,2 - 46}{2,00} = 46 + \frac{6,2}{2} = 46 + 3,1 = 49,1^0.$$

Im Schaubild Fig. 131, S. 398 ist der Verlauf der Austrittstemperaturen des Wassers aus Kondensator und aus Akkumulator auch für diesen letzten Teil der Periode II eingezeichnet, und da beide Temperaturengleich sind, fallensie in der stark ausgezogenen Kurve aufeinander.

III. Periode, hoher Dampfverbrauch, Dauer = $25'' = 0,417'$.

Zu Beginn dieser Periode ist der Akkumulator von der vorangegangenen Periode her ganz mit Wasser von überall der gleichen Temperatur $x_0 = 49,1^0$ gefüllt, gerade wie er zu Beginn der Periode I mit Wasser von 50^0 gefüllt war. Es wiederholen sich daher hier ganz dieselben Überlegungen und Rechnungen wie in Periode I, nur mit der Anfangstemperatur $x_0 = 49,1^0$ statt 50^0 . Deswegen kürzen wir von hier ab den Text so viel als möglich und geben nur die Rechnung selber.

Während dieser Periode ist die Temperatur des endgültig aus dem Kondensator abgehenden Fallwassers sowie auch die des oben in den Akkumulator laufenden Wassers:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 49,1}{2} = \frac{112,1}{2} = 56,05^0.$$

¹⁾ Diese Gleichung ist zwar für kontinuierliche Wassermischung im Akkumulator abgeleitet; da aber in dem eben in Behandlung stehenden Teile der II. Periode, wo der ganze Akkumulator Wasser von überall gleicher (und zwar abnehmender) Temperatur enthält, auch kontinuierliche Wassermischung stattfindet, indem kühleres Wasser auf wärmeres aufläuft und durch die durchlochten Platten verteilt wird, so gilt diese Gleichung auch hier.

IV. Periode, niederer Dampfverbrauch, Dauer = 47'' = 0,783'.

Am Anfang dieser Periode ist die Temperaturverteilung im Akkumulatorkessel die in Fig. 128 eingeschriebene.

In den ersten 0,293' dieser Periode kühlt sich der ganze Wassergehalt des Akkumulators ab auf

$$x = \frac{T \cdot t + T' \cdot t_1}{T + T'} = \frac{0,293 \cdot 46 + 0,417 \cdot 56,05}{0,293 + 0,417} = \frac{13,5 + 23,4}{0,71} = 52^{\circ}$$

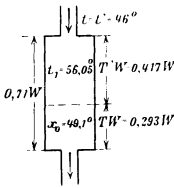


Fig. 128.

während die unten, im Akkumulator enthaltenen 0,293 W cbm Wasser von 49,1° unverändert durch den Kondensator hinausgehen.

Jetzt ist also der ganze Akkumulator mit Wasser von $x_0 = 52^{\circ}$ gefüllt (Fig. 129), in welches oben immer noch Wasser von $t' = 46^{\circ}$ aufläuft. Dadurch kühlt jenes sich im Reste dieser Periode, also in

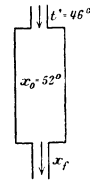


Fig. 129.

$T = 0,783 - 0,293 = 0,49'$, ab auf

$$x_f = t' + \frac{x_0 - t'}{T} = 46^{\circ} + \frac{52 - 46}{2,00} = 46 + \frac{6}{2} = 49^{\circ}$$

welche Temperatur auch die (t_f) des Abfallwassers aus dem Kondensator ist.

V. Periode, hoher Dampfverbrauch, Dauer = 25'' = 0,417'.

Hier ist die ganze Periode hindurch die Temperatur des aus dem Akkumulator in den Kondensator kommenden Wassers $x_0 = 49^{\circ}$ und des Ablaufwassers aus dem Kondensator

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 49}{2} = \frac{112}{2} = 56^{\circ}$$

VI. Periode, niederer Dampfverbrauch, Dauer = 47'' = 0,783'.

Am Anfang dieser Periode ist die Temperaturverteilung die in Fig. 130 eingeschriebene. In den ersten 0,293' dieser Periode kühlt sich der ganze Inhalt des Akkumulators ab auf:

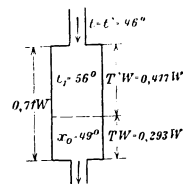


Fig. 130.

$$x = \frac{T t + T' t_1}{T + T'} = \frac{0,293 \cdot 46 + 0,417 \cdot 56}{0,293 + 0,417} = \frac{13,5 + 23,4}{0,71} = 52^{\circ}$$

also gleich wie im gleichen Zeitpunkte in Periode IV. Ist aber nur erst eine Temperatur in einem Punkte einer folgenden Periode gleich geworden der Temperatur im gleichen Punkte der vorangegangenen Periode gleichen Dampfverbrauches, so wiederholen sich von da ab natürlich auch alle übrigen Temperaturen, d. h. der Beharrungszustand ist mit dieser Periode VI schon erreicht.

Wir sind also — zufälligerweise — mit unserer Wahl der ursprünglichen Akkumulatortemperatur von $x_0 = 50^\circ$ am Anfang der Periode I dem Werte $x_0 = 49^\circ$ beim Beharrungszustande recht nahe gekommen. Hätten wir in der ersten Periode hierfür z. B. $x_0 = 47^\circ$, oder auch z. B. $x_0 = 55^\circ$ angenommen, so hätten wir einige Perioden weiter rechnen müssen, bis wir zu dem Beharrungszustande gekommen wären.

Im Schaubild Fig. 131 ist der Beharrungszustand des Verlaufes der verschiedenen Temperaturen von Periode VI an auch noch dar-

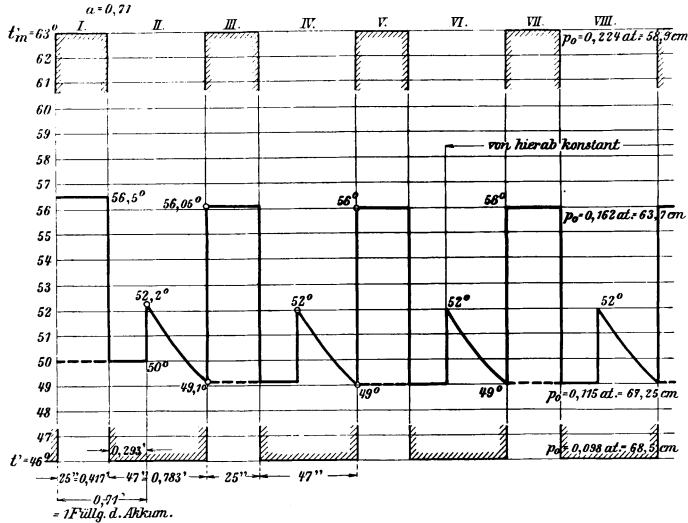


Fig. 131.

gestellt. In den Perioden niedern Dampfverbrauches, wo Austrittstemperatur des Wassers aus Akkumulator und aus Fallrohr des Kondensators gleich sind, stellt die stark ausgezogene Linie diese beiden Temperaturen dar; in den Perioden hohen Dampfverbrauches stellt die punktierte Linie die erstere, die ausgezogene die letztere Temperatur dar.

Statt daß also bei der reduzierten Kühlwassermenge von $4,22 \text{ m}^3$ die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator ohne Akkumulator zwischen den Werten

$$63^\circ \text{ und } 46^\circ,$$

entsprechend den möglichen Vakuen von

$$59 \text{ cm und } 68,5 \text{ cm}$$

auf- und abschwankt, schwankt sie mit Akkumulator nur zwischen den Grenzen

$$56^\circ \text{ und } 49^\circ,$$

entsprechend den möglichen Vakuen von

$$63,7 \text{ cm und } 67,25 \text{ cm.}$$

letztere stabil auf bestimmter Höhe (oder Tiefe) bleiben; der Akkumulator soll und kann und tut nur bewirken: 1. daß jenes stabile Vakuum höher wird, und 2. daß dies höhere stabile Vakuum mit ganz erheblich geringerer Kühlwassermenge (in den meisten Fällen mit nur etwa $\frac{2}{3}$) erreicht wird, so daß die Anlagekosten der ganzen Kondensation (inkl. Pumpen, Kühlwerk usw.) sich erheblich vermindern und auch die Betriebsarbeit im Verhältnis der Kühlwasserersparnis kleiner wird¹⁾.

Die Erfahrung bestätigt natürlich auch diese Konstanz des Vakuums bei Gegenstromkondensation: ich habedie, während fünfständigem, normalem Betriebe gemachten 62 Beobachtungen an der Walzwerkkondensation auf Rothe Erde, von denen S. 30 „Kondensation“ die Rede ist, in 3 Gruppen geteilt, je nachdem die Ablauftemperatur t' größer als 60° , zwischen 60 und 50° und unter 50° war, und ergab sich dabei:

	Gruppe I	Gruppe II	Gruppe III
Anzahl Beobachtungen	18	19	25
t' schwankend zwischen	$71^\circ-60^\circ$	$60^\circ-50^\circ$	$50^\circ-40^\circ$
im Mittel	63°	$54,3^\circ$	$44,5^\circ$
t_0 schwankte äußerst wenig und war immer sehr nahe = also die mittleren Kühlwasserverhältnisse $n = \frac{570}{t' - t_0}$ =	31°	31°	$30,9^\circ$
im umgekehrten Verhältnis schwankte also der Dampfverbrauch, also wie oder wie	41,9	24,5	17,8
Dabei schwankte das Vakuum zwischen und war im Mittel	2,36	1,37	1!
	48—55 cm	47—54 cm	46—53 cm
	50 cm	51 cm	50 $\frac{1}{2}$ cm!

Also trotz dem zwischen dem einfachen bis zum 2,36 fachen schwankenden Dampfverbrauch ein Unterschied im mittleren Vakuum in den 3 Gruppen von nur 1 cm!

Daß die einzelnen beobachteten Vakuen in den Gruppen um 7 und im ganzen um 9 cm schwankten, hat seinen Grund nicht im größern oder geringern jeweiligen Dampfverbrauch, oder also in der höhern oder niedrigeren jeweiligen Ablauftemperatur t' , sondern das rührt her von dem öftern An- und Abstellen der kondensierten Maschinen, Öffnen der Schlammhähne seitens der Maschinisten usw., wodurch eben manchmal der Luftzufluß L in der Formel

$$p_0 = \frac{L}{v_0} + d_{t_0} + \alpha$$

größer oder kleiner wurde.

¹⁾ Für den Laien, zu welchen auch die meisten Abnehmer gehören, mag immerhin der Zweck der Kühlwasserakkumulation in der Erhaltung einer größeren Stabilität des Vakuums bei wechselndem Dampfverbrauche weiter bestehen, weil er das eher verstehen kann. Der Kundige aber soll sich klar werden, daß die Kühlwasserakkumulation bei Gegenstromkondensation etwas anderes bezweckt, nämlich die bessere Ausnutzung des in Verwendung genommenen Kühlwassers, woraus dann eben eine Verringerung der Kühlwassermenge folgt! (Bei Parallelstromkondensation allerdings hätte der Akkumulator die Stabilität des Vakuums mit zu besorgen; bei Gegenstrom besteht diese a priori schon.) — Übrigens ist schon in der „Kondensation“ (S. 248) auf die Konstanz des Vakuums bei Gegenstrom hingewiesen, allerdings nicht kräftig genug.

[Bloß der Vollständigkeit wegen sei hier noch mitgeteilt, daß die Temperatur $t_0 + a$ des von der Luftpumpe angesaugten Gasgemenges im ganzen schwankte zwischen 42° und 36° , also der Dampfdruck $d_{t_0 + a}$ zwischen 0,080 und 0,058 Atm., also konnte die daher rührende Vakuumschwankung nur betragen $(0,080 - 0,058) \cdot 76 = 0,022 \cdot 76 = 1,67$ cm.]

Zurückkommend auf die Bestimmung der Luftpumpengröße nach Gl. (22), berechne (oder richtiger „schätze“) man die eindringende Luftmenge L cbm/min (bezogen auf Atm.-Spannung) nach der Gl. (29) S. 26 „Kondensation“, indem man für D den minutlichen Maximaldampfverbrauch D_m — für den auch die Abdampfleitung bemessen wird — einführt (in unserm Falle also $D_m = 240$ kg p') und den Undichtheitskoeffizienten μ nach Gl. (37 a) S. 35 „Kondensation“ annimmt. — So erhält man die Luftpumpengröße v_0 , aber — eben wegen der heut wie in aller Zukunft bestehenden Unmöglichkeit einer genauen Vorausbestimmung der in den Kondensator eindringenden Luftmenge L — immer mit Unsicherheit behaftet. Um sicherzugehen, wird man die Luftpumpengröße v_0 immer etwas größer nehmen, als sie die Rechnung ergibt. Ist sie dann zu groß geworden, was sich im Betriebe dadurch anzeigt, daß das selbsttätige Lufteinlaßventil zu häufig spielt, so öffnet man den Lufteinlaßhahn P_1 (Fig. 14, S. 60, „Kondensation“) so weit, daß jenes Ventil nur noch ganz selten zum Spielen kommt. Müßte man dabei auch gar zu viel Luft einlassen, würde sich also herausstellen, daß man die Luftpumpenleistung v_0 gar zu groß gewählt hätte (oder wären also die Undichtheiten am Rohrnetz usw. viel geringer, als zu vermuten war), so würde man die Leistung v_0 durch Einsetzen anderer Riemscheiben in die Pumpenanlage verkleinern, und zwar so, daß bei der Tourenzahl der Kühlwasserpumpe, bei der diese ihr Wasserquantum W (in unserm Falle = $4,22$ m³ p') leistet, die Luftpumpe weniger Touren macht.

Das gilt, wenn Kühlwasserpumpe und Luftpumpe von derselben Dampfmaschine angetrieben werden. Wird aber die Luftpumpe von besonderer Maschine angetrieben, so verringert man einfach mittels Leistungsregulators deren Tourenzahl so weit, bis eben das selbsttätige Lufteinlaßventil nur noch ganz selten zum Spielen kommt.

So erhält man mit der so bestimmten Luftpumpe, mit der Kühlwassermenge $W = 4,22$ m³ p' und einem Akkumulator von 3 m³ Inhalt ein

konstantes Vakuum von 63,7 cm

statt des verlangten von 65 cm. Das ist so wenig darunter, daß es sicher toleriert wird, und wäre es Unsinn, das nicht zu tolerieren, denn der wirtschaftliche Nutzen eines Vakuums von 63,7 cm ist eher größer als der eines noch etwas höhern Vakuums von 65 cm, indem für diese Erhöhung mehr ausgegeben werden müßte als sie andererseits hereinbrächte.

Damit wäre die eben vorliegende Aufgabe erledigt. Um aber tiefere Einsicht in die Sache zu erhalten, betrachten wir den Fall noch weiter.

Man kann sich fragen: Wenn das erhaltene Vakuum von 63,7 cm absolut erhöht werden sollte, könnte das nur durch Vermehrung der Kühlwassermenge W geschehen — was natürlich der Fall ist —, oder würde es vielleicht genügen, nur einen größern Akkumulator zu nehmen?

Dies führt uns auf die allgemeine Frage, wie sich der Temperaturverlauf im Kondensator — und damit das mögliche Vakuum — ändert, wenn man alles übrige beläßt und nur den Akkumulatorinhalt ändert? Diese Frage von allgemeiner Bedeutung behandeln wir an Hand des vorliegenden Falles, indem wir unter Belassung der minutlich zulaufenden Kühlwassermenge von $W = 4,22 \text{ m}^3$ das eine Mal dem Akkumulator den kleinstzulässigen Inhalt $a W = 1,76 \text{ m}^3$, also $a = \frac{a W}{W} = \frac{1,76}{4,22} = 0,417$ (s. S. 392 dieser Rechnung) geben, das andere mal ihn ∞ oder doch sehr groß wählen, und auch für diese beiden Grenzfälle den Temperaturverlauf berechnen. Den dritten Fall eines zwischen diesen Grenzen liegenden Akkumulators von $a W = 3 \text{ m}^3$ Inhalt, also $a = \frac{a W}{W} = \frac{3}{4,22} = 0,71$, haben wir im vorhergehenden schon berechnet.

Kleinstzulässiger Akkumulator.

Mit den Daten: $t'_m = 63^0$, $t' = 46^0$ und $a = 0,417$ kann wieder der Temperaturverlauf berechnet werden, ganz wie früher S. 393 f.

I. Periode, hoher Dampfverbrauch, Dauer = $25'' = 0,417'$.

Sei zu Anfang dieser Periode der Akkumulator wieder mit Wasser von einer durchweg gleichen Temperatur von $x_0 = 50^0$ erfüllt, so wird die Temperatur, mit der während dieser ganzen I. Periode das Wasser sowohl endgültig aus dem Kondensator austritt, als auch wieder oben in den Akkumulator aufläuft (und sich hier als wärmeres, leichteres Wasser nicht mit dem untern kühleren und schwereren mischt, sondern sich über dieses legt), wieder nach Gl. (42) des Aufsatzes

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 50}{2} = \frac{113}{2} = 56,5^0.$$

II. Periode, niederer Dampfverbrauch, Dauer = $47'' = 0,783'$.

Am Anfang dieser Periode ist der Akkumulator, der nun ja gerade so groß gemacht worden, daß er eben die in einer Periode hohen Dampfverbrauches zufließende Kühlwassermenge aufnehmen kann, ganz mit Wasser von $x_0 = t_1 = 56,5^0$ von der vorhergehenden Periode her angefüllt, auf welches in dieser Periode niedern Dampfverbrauches oben kühleres Wasser von $t' = 46^0$ aufläuft, das sich im Akkumulator mit dem vorhandenen zu einer abnehmenden Temperatur x_1 mischt, mit dieser nochmals in den Kondensator zurücktritt und ihn auch mit

der gleichen Temperatur $t_f = x_f$ endgültig verläßt. Nach Gl. (31) wird diese Temperatur am Ende dieser Periode (also für $T = 0,783'$,

$$\text{wo } e^a = e^{\frac{0,783}{0,417}} = 2,718^{1,88} = 6,546 \text{ ist)}$$

$$\begin{aligned} x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^a} &= 46 + \frac{56,5 - 46}{6,546} \\ &= 46 + \frac{10,5}{6,546} = 46 + 1,6 = 47,6^\circ. \end{aligned}$$

III. Periode, hoher Dampfverbrauch, Dauer = $25'' = 0,417'$.

Am Anfang ist der Akkumulator mit Wasser von $x_0 = 47,6^\circ$ gefüllt, also Fallwassertemperatur:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 47,6}{2} = \frac{110,6}{2} = 55,3^\circ.$$

IV. Periode, niederer Dampfverbrauch.

$$\begin{aligned} x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^a} &= 46 + \frac{55,3 - 46}{6,546} \\ &= 46 + \frac{9,3}{6,546} = 46 + 1,4 = 47,4^\circ. \end{aligned}$$

V. Periode, hoher Dampfverbrauch.

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{63 + 47,4}{2} = \frac{110,4}{2} = 55,2^\circ.$$

VI. Periode, niederer Dampfverbrauch.

$$\begin{aligned} x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^a} &= 46 + \frac{55,2 - 46}{6,546} \\ &= 46 + \frac{9,2}{6,546} = 46 + 1,4 = 47,4^\circ, \end{aligned}$$

also gleich wie in Periode IV; also ist hier der Beharrungszustand schon erreicht, und treten von hier ab in gleichen Phasen immer wieder die gleichen Temperaturen ein.

Diesen Temperaturverlauf haben wir im folgenden Schaubild Fig. 132 auch aufgezeichnet, und erkennen wir daraus, daß, nachdem Beharrungszustand eingetreten, die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator zwischen den Grenzen

$$55,2^\circ \text{ und } 47,4^\circ,$$

entsprechend den möglichen Vakuen von

$$64,1 \text{ cm und } 68 \text{ cm,}$$

auf- und abschwankt, womit also — da die konstante Luftpumpenleistung für die höhere Temperatur, also für das niedrigere Vakuum, eingestellt werden muß — ein konstantes Vakuum von 64,1 cm erreicht wird.

Es zeigt sich somit die interessante Tatsache, daß durch die Verkleinerung des Akkumulatorinhaltes von 3 m³ auf den kleinstzulässigen

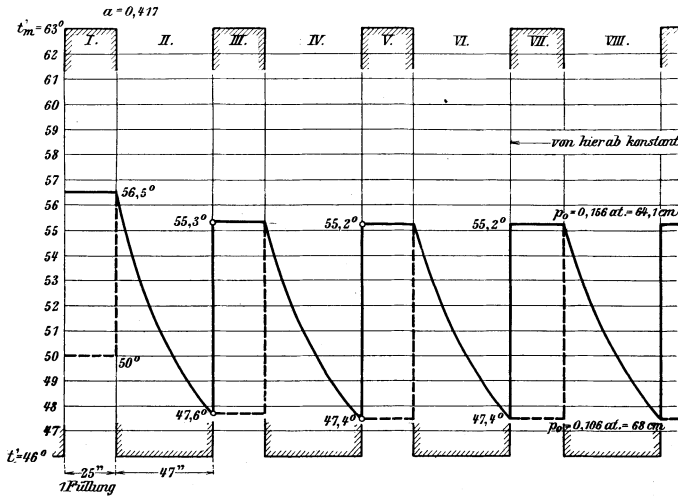


Fig. 132.

von 1,76 m³ sogar eine kleine Erhöhung des erhältlichen Vakuums von 63,7 cm auf 64,1 cm eintritt ¹⁾. Diese kleine Verbesserung des Vakuums um 0,4 cm veranlaßt uns jedoch keineswegs, von dem größeren Akkumulatorinhalt von 3 m³ auf den kleinstzulässigen von 1,76 m³ herunterzugehen, der während der Dauer einer Periode hohen Dampfverbrauches (25'') durch die umlaufende Wassermenge (4,22 m³ per Minute) gerade einmal erneuert würde. Denn wenn dann einmal eine Periode des hohen Dampfverbrauches länger als die normalen 25'' anhalten würde — und das wird vorkommen! — so würde (nach Gl. 42 a S. 361 des Aufsatzes) die Ablauftemperatur in solcher länger dauernden Periode nach den ersten 25'' sofort von $t_1 = 55,2^{\circ}$ auf

$$t_2 = \frac{t'_m + t_1}{2} = \frac{63 + 55,2}{2} = 59,1^{\circ}$$

springen, entsprechend einem erhältlichen kleineren Vakuum von nur 61,7 cm, auf welches nun die Luftpumpe einzustellen wäre.

¹⁾ Der innere Grund hierfür liegt darin, daß der kleinere Akkumulator in den Perioden niedern Dampfverbrauches wärmeres Wasser durch den Kondensator zum Fallrohr hinaus-schickt, also daß bei ihm in Perioden niedern Dampfverbrauches — wenigstens in deren erster Hälfte — mehr Wärme aus dem ganzen System definitiv abgeführt wird also beim größeren Akkumulator; deswegen wird dort auch in Perioden hohen Dampfverbrauches die austretende Wärme etwas kleiner sein als hier.

Wir vermindern also den einmal angenommenen Akkumulatorinhalt von 3 m^3 nicht; ja, wenn vorauszusehen wäre, daß die Perioden hohen Dampfverbrauches vielleicht in Zukunft dauernd länger als $25''$ würden (indem z. B. die Fördermaschine später aus größerer Tiefe zu fördern hätte), so würden wir den Akkumulatorinhalt noch entsprechend vergrößern: er soll immer mindestens so groß sein, daß er die in der längsten Periode hohen Dampfverbrauches umlaufende Wassermenge aufnehmen kann.

Nun betrachten wir im Gegenteil die Veränderung des Vakuums durch Annahme eines

unendlich großen Akkumulators,

wobei also $a = \infty$ ist. Wollte man hier die Rechnung ganz wie vorhin für den mittleren und kleinsten Akkumulator durchführen, so würde sich für die erste Periode hohen Dampfverbrauches nichts ändern. Für das Ende der zweiten Periode dagegen ergäbe die Gl. (31) (mit $\frac{T}{e^a} = e \frac{T}{\infty} = e^0 = 1$) die Temperatur im Akkumulator

$$x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{\frac{T}{e^a}} = t' + \frac{x_0 - t'}{1} = x_0,$$

also ungeändert gleich der Temperatur seiner ursprünglichen Füllung, die zu 50^0 angenommen worden, die aber kaum die sein wird, die sich im Beharrungszustande einstellen wird. Es ist auch ganz natürlich, daß jene Temperatur in dem unendlich groß vorausgesetzten Akkumulator sich nicht ändern kann dadurch, daß eine endliche Zeit lang Wasser von anderer Temperatur zuläuft. Unsere bisherige Rechnungsweise versagt also hier, indem sie uns nicht zur „Beharrungstemperatur“ gelangen läßt. — Deswegen schlagen wir hier einen ganz andern Rechnungsgang ein, der uns zudem noch zu einer sehr einfachen Berechnungsweise der Akkumulatorwirkung bei solch periodischen Dampfschwankungen führen wird.

Denken wir uns einen, wenn auch nicht ∞ großen, doch einen im Verhältnis zu der ihm sowohl in Perioden hohen, als in Perioden niedern Dampfverbrauches zulaufenden Wassermenge sehr großen Akkumulator (am besten stellt man sich einen recht tief — 10, 20, 30 m — hinablangenden vertikalen Kessel vor), so können wir folgendes Raisonement anstellen:

Bei jeder Periode hohen Dampfverbrauches läuft oben eine gewisse Wassermenge auf, die — als wärmer und leichter — in einer Schicht sich oben über das untere kühlere und schwerere Wasser legt (und unten wird eine gleiche Wassermenge hinaus- und in den Kondensator zurückgedrängt).

Bei jeder Periode niedrigen Dampfverbrauches kommt eine gewisse andere Menge kühlern, also schwereren Wassers oben in den Akkumulator auf die oben stehende wärmere Wasserschicht, sinkt also in diese hinein, und mischt sich mit ihr und kühlt sie zu einer

mittleren Temperatur ab und verdrängt unten auch wieder eine gleiche Wassermenge nach dem Kondensator.

Ist nun die Höhe des Akkumulatorkessels sehr groß, so daß es recht lange dauert, bis ein Wasserteilchen auf langem Wege durch die durchlocherten Platten durch von oben nach unten gelangt, so ist es klar, daß das Wasser unten im Akkumulator von den oben stattfindenden periodischen Temperaturschwankungen nichts mehr spüren wird, und daß die in den obern Regionen vielleicht noch schichtenweise verschiedenen Temperaturen sich in den untern Regionen zu einer gleichmäßigen Temperatur ausgeglichen haben: das Wasser wird unten sowohl in einer Periode hohen als auch in der folgenden Periode niedern Dampfverbrauches mit der gleichen Temperatur x austreten und zum Kondensator gehen. Und weiter ist klar, daß, wenn der Betrieb einmal so lange gedauert hat, daß Beharrungszustand eingetreten,

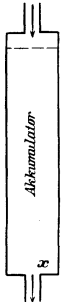


Fig. 133. jene Temperatur x , mit der das Wasser unten aus dem Akkumulator aus- und in den Kondensator zurücktritt, überhaupt konstant ist, und wird diese konstant bleibende Temperatur höher sein als die Temperatur t' , mit der das Wasser in Perioden niedern Dampfverbrauches ohne Akkumulator aus dem Kondensator abgelaufen wäre, und niedriger als die Temperatur t'_m , mit der es in Perioden hohen Dampfverbrauches ohne Akkumulator aus dem Kondensator abginge, d. h. die konstante Temperatur x unten im Akkumulator wird zwischen den Temperaturen t' und t'_m liegen.

Nennen wir nun

T_h die Zeitdauer (in Minuten) jeder Periode hohen Dampfverbrauches und
 T_n „ „ „ „ „ „ „ „ niedern „ „ „ „ „ „ „ „
 so tritt in einer Periode hohen Dampfverbrauches eine Kühlwassermenge $T_h \cdot W$ von der Temperatur t_0 ($= 30^\circ$) oben in den Kondensator, und eine gleiche Wassermenge $T_h \cdot W$ von einer konstanten Temperatur x kommt aus dem Akkumulator und tritt in die Mitte des Kondensators ein. Beide Wassermengen erwärmen sich im Kondensator auf die gleiche Temperatur

$$t_1 = \frac{t'_m + x}{2}$$

(nach Gl. (42), S. 360 d. Aufsatzes), und geht mit dieser die eine durch das Fallrohr endgültig zum Kondensator hinaus, während die andere oben in den Akkumulator zurückläuft und diesem somit eine Wärmemenge (alle diese von 0° aus gerechnet) von

$$T_h W \cdot \frac{t'_m + x}{2} \text{ Kalorien}$$

zuführt.

In einer Periode niedern Dampfverbrauches kondensiert sich der Dampf nur an der oben frisch eintretenden Kühlwassermenge $T_n \cdot W$ von der Temperatur t_0 ($= 30^\circ$), und erwärmt diese auf t' ($= 46^\circ$),

und läuft diese Wassermenge mit dieser Temperatur oben in den Akkumulator, während die aus dem untern Teile des letzteren mit der höheren Temperatur x in den Kondensator verdrängte gleiche Wassermenge mit unveränderter Temperatur x durch den Kondensator und zum Fallrohre hinausgeht. Während einer Periode niedern Dampfverbrauches wird dem Akkumulator somit oben eine Wärmemenge zugeführt von

$$T_n W \cdot t' \text{ Kalorien.}$$

Umgekehrt tritt in einer Periode hohen + einer Periode niedern Dampfverbrauches (also in einer totalen Wellenlänge einer Schwankung, die sich immer in gleicher Weise wiederholt) unten aus dem Akkumulator aus eine Wassermenge $(T_h + T_n) \cdot W$, und zwar von der konstanten Temperatur x , welche eine Wärmemenge von

$$(T_h + T_n) W \cdot x \text{ Kalorien}$$

mitnimmt.

Wenn aber Beharrungszustand eingetreten ist, muß offenbar — wenn man eine totale Wellenlänge einer Auf- und Abschwankung des Dampfverbrauches ins Auge faßt — die oben dem Akkumulator zugeführte Wärmemenge = der aus ihm unten abgeführten sein, d. h. wir können die Wärmeleichung ansetzen:

Oben eintretende Wärme } = { unten austretende Wärme
 hoh. Dampfverbr. + niedr. Dampfverbr. } = { in einer ganzen Doppelperiode

$$T_h W \cdot \frac{t'_m + x}{2} + T_n W \cdot t' = (T_h + T_n) W \cdot x$$

und hieraus die gesuchte Beharrungstemperatur unten im Akkumulator:

$$x = \frac{T_h t'_m + 2 T_n t'}{T_h + 2 T_n} \dots \dots \dots (50)$$

oder auch:

$$x = \frac{t'_m + 2 \frac{T_n}{T_h} t'}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}} \dots \dots \dots (51)$$

Diese Beharrungstemperatur hängt also nur ab von den Temperaturen t'_m und t' , die das Fallwasser in Perioden hohen bzw. niederen Dampfverbrauches ohne Akkumulator angenommen hätte, und von dem Verhältnis der Dauer der Perioden niedern Dampfverbrauches zu derjenigen hohen Dampfverbrauches.

Mit dieser Gl. (50) oder (51) ist unsere Aufgabe der Auffindung des Temperaturverlaufes in Kondensator und Akkumulator bei sehr großem Inhalt des letzteren und bei regelmäßig periodischen Dampfschwankungen gelöst, indem die Temperatur des Fallwassers aus dem Kondensator in Perioden hohen Dampfverbrauches (nach Gl. 42)

$$t_1 = \frac{t'_m + x}{2} \dots \dots \dots (42)$$

und in Perioden niedren Dampfverbrauches

$$t_j = x$$

aus Gl. (50) oder (51) wird, während das unten aus dem Akkumulator austretende und in den Kondensator zurücklaufende Wasser fortwährend diese Temperatur x hat.

Anwendung auf unsern Fall:

Hier ist:

$$t'_m = 63^\circ, \quad t' = 46^\circ, \quad T_h = 25'' = 0,417',$$

$$T_n = 47'' = 0,783' \quad \text{also} \quad \frac{T_n}{T_h} = \frac{47}{25} = 1,88,$$

somit nach Gl. (51) die konstant bleibende Temperatur des aus dem Akkumulator austretenden Wassers

$$x = \frac{63 + 2 \cdot 1,88 \cdot 46}{1 + 2 \cdot 1,88} = 49,6^\circ,$$

und so groß ist auch die Ablauftemperatur t_f während Perioden niedern Dampfverbrauches, während diese \underline{a} in \underline{a} Perioden hohen Dampfverbrauches

$$t_1 = \frac{t'_m + x}{2} = \frac{63 + 49,6}{2} = 56,3^\circ \text{ ist.}$$

Diesen Temperaturverlauf bei ∞ großem Akkumulator haben wir in dem folgenden Schaubilde Fig. 134 ebenfalls aufgezeichnet; es

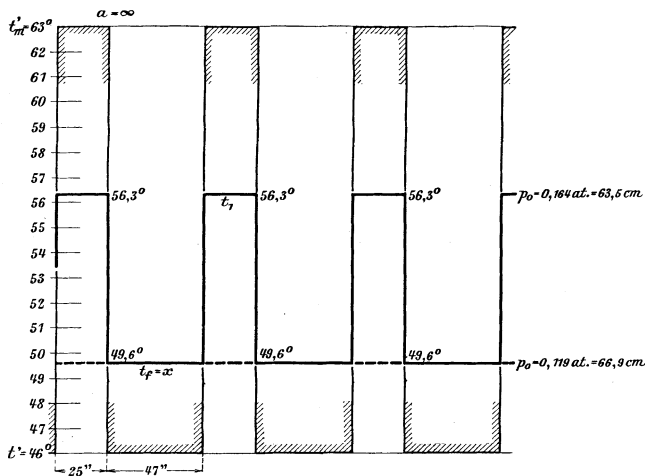


Fig. 134.

schwankt also die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator zwischen den beiden konstanten Grenzwerten

$$56,3^\circ \text{ und } 49,6^\circ,$$

entsprechend den möglichen Vakuen von

$$63,5 \text{ cm und } 66,9 \text{ cm.}$$

Hiermit wird also, da die Luftpumpe (resp. deren Lufteinlaßhahn) immer auf das niedrigere Vakuum eingestellt werden muß, ein

konstantes Vakuum von 63,5 cm

erreicht.

Im weiter folgenden Schaubild Fig. 135 (s. unten) haben wir dann den Temperaturverlauf — nachdem Beharrungszustand eingetreten — für alle drei behandelten Fälle unseres periodisch schwankenden Dampfverbrauches dargestellt, nämlich:

- a) für den kleinst zulässigen Akkumulatorinhalt $aW = 1,76 \text{ m}^3$ (also $a = 0,417$)
- b) für einen mittleren Akkumulatorinhalt $aW = 3 \text{ m}^3$ (also $a = 0,71$)
- c) für einen ∞ großen Akkumulatorinhalt $aW = \infty$ (also $a = \infty$).

Dieses Übersichtsbild zeigt uns, daß in den Perioden niedern Dampfverbrauches der Temperaturverlauf sehr verschieden ist, je nachdem wir einen Akkumulator kleinstzulässigen, mittleren oder sehr großen Inhaltes nehmen. Der Temperaturverlauf in den Perioden niedrigen Dampfverbrauches interessiert uns aber nicht weiter, da er auf das realisierbare Vakuum ohne allen Einfluß ist.

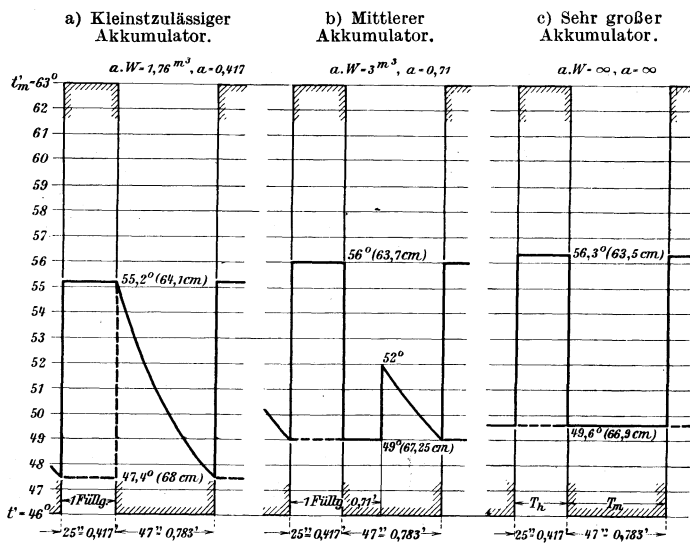


Fig. 135.

Um so mehr interessiert uns der Temperaturverlauf des Fallwassers in den Perioden hohen Dampfverbrauches in den drei Fällen, durch welchen die erhältlichen Vakuen bestimmt werden, und da sehen wir:

1. daß freilich beim kleinstzulässigen Akkumulator die Temperatur am niedrigsten, das erhältliche Vakuum also am höchsten wäre; daß aber

2. der Unterschied zwischen den drei Fällen ein außerordentlich geringer ist, indem beim mittleren Falle (b) das Vakuum nur um $64,1 - 63,7 = 0,4$ cm geringer und selbst im äußersten Falle (c) nur um $64,1 - 63,5 = 0,6$ cm geringer wird als in dem — aus praktischen Gründen gar nicht zur Ausführung kommenden — ersten Falle (a).

Das sind nun so geringe Differenzen, daß sie praktisch ganz außer Betracht fallen!

Wir vermuten nun, daß dieser verschwindend kleine Unterschied zwischen den drei Fällen nicht nur für die Verhältnisse unseres durchgeführten Beispiels eines periodisch schwankenden Dampfverbrauches bestehe, sondern daß er allgemein in der Natur der Sache begründet sei, und daß er für alle Verhältnisse, bei denen die Dampfverbrauchsschwankungen nur periodisch sind, ebenfalls verschwindend klein sei.

Wäre diese Vermutung richtig, so wäre damit viel gewonnen. Wir brauchten dann nämlich nicht mehr für eine bestimmte Größe des Akkumulators in jedem Falle mühsam mit Hilfe der betreffenden Exponentialformeln den Temperaturverlauf von Periode zu Periode zu verfolgen, um endlich auf die Beharrungstemperatur und damit auf das zu erhaltende Vakuum zu kommen — wie wir das hier verschiedentliche Male getan haben —, sondern man brauchte nur für einen unendlich groß angenommenen Akkumulator nach der elementaren Formel (51) die Beharrungstemperatur im untern Teile des Akkumulators und dann nach (42) die das Vakuum bestimmende Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator zu berechnen. Dann wüßte man, daß das so auf elementarem Wege im Nu berechnete Vakuum nur verschwindend wenig verschieden ist von dem Vakuum, das sich bei derjenigen Akkumulatorgröße faktisch einstellen wird, die man den Umständen gemäß — der Länge der Perioden hohen Dampfverbrauches entsprechend — hat wählen müssen; ja dieses bei dem Akkumulator endlicher Größe faktisch sich einstellende Vakuum wird noch um eine Kleinigkeit günstiger sein als das für den Akkumulator unendlicher Größe berechnete. Man würde also überhaupt ersteres gar nicht mehr zu berechnen brauchen, sondern nur letzteres.

Unsere Vermutung würde offenbar als zutreffend erwiesen sein, wenn sich in der Tat der Unterschied des Vakuums bei kleinstzulässigem und bei ∞ großem Akkumulator auch bei Verhältnissen periodischen Dampfverbrauches, die gerade entgegengesetzt denen unseres früheren Beispiels sind, ebenfalls als verschwindend klein ergeben würde. Also rechnen wir noch solch ein Beispiel aus:

Bei dem früheren Falle waren die Perioden niedrigen Dampfverbrauches länger als die Perioden hohen Dampfverbrauches, und zwar im Verhältnis

$$\frac{T_n}{T_h} = \frac{47''}{25''} = 1,88 = \infty 2.$$

Nun seien umgekehrt die Perioden hohen Dampfverbrauches länger als die Perioden niedern Dampfverbrauches, indem z. B. $T_h = 48'' = 0,8'$ und $T_n = 24'' = 0,4'$, also das Verhältnis

$$\frac{T_n}{T_h} = \frac{24}{48} = \frac{1}{2} \text{ sei.}$$

Ferner sei die dem mittleren Dampfverbrauch entsprechende Kühlwassermenge W so berechnet worden, daß ohne Akkumulator die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator würde:

$$\begin{array}{l} \text{in Perioden hohen Dampfverbrauches } t'_m = 80^{\circ} \\ \text{,, ,, niedern ,, } t' = 40^{\circ}. \end{array}$$

Diese Daten genügen zur Berechnung des Temperaturverlaufes.

Zuerst setzen wir den zulässig kleinsten Akkumulator voraus, der also einen Inhalt $aW = 0,8W$ haben muß, da die Perioden hohen Dampfverbrauches $T_h = 0,8'$ lang dauern; es ist also $a = 0,8$.

Bei Beginn der ersten Periode, als welche wir wieder eine Periode hohen Dampfverbrauches annehmen wollen, sei der Akkumulator erfüllt mit Wasser von z. B. $x_0 = 50^{\circ}$; dann ergibt die Rechnung ganz wie früher

I. Periode, hoch, Dauer = $0,8'$:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{80 + 50}{2} = \frac{130}{2} = 65^{\circ}.$$

II. Periode, niedrig, Dauer $T' = 0,4'$:

$$\begin{aligned} x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{aT'}{T}}} &= 40 + \frac{65 - 40}{2,718^{\frac{0,4}{0,8}}} \\ &= 40 + \frac{25}{1,649} = 40 + 15,2 = 55,2^{\circ}. \end{aligned}$$

III. Periode, hoch:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{80 + 55,2}{2} = \frac{135,2}{2} = 67,6^{\circ}.$$

IV. Periode, niedrig:

$$x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{aT'}{T}}} = 40 + \frac{67,6 - 40}{1,649} = 40 + 16,8 = 56,8^{\circ}.$$

V. Periode, hoch:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{80 + 56,8}{2} = \frac{136,8}{2} = 68,4^{\circ}.$$

VI. Periode, niedrig:

$$x_f = t_f = t' + \frac{x_0 - t'}{e^{\frac{aT'}{T}}} = 40 + \frac{68,4 - 40}{1,649} = 40 + 17,2 = 57,2^{\circ}.$$

VII. Periode, hoch:

$$t_1 = \frac{t'_m + x_0}{2} = \frac{80 + 57,2}{2} = \frac{137,2}{2} = 68,6^{\circ}.$$

VIII. Periode, niedrig:

$$x_j = t_j = t' + \frac{x_0 - t'}{e^a} = 40 + \frac{68,6 - 40}{1,649} = 40 + 17,4 = 57,4^{\circ}$$

IX. Periode, hoch:

$$t_1 = \frac{t'_m + x^0}{2} = \frac{80 + 57,4}{2} = \frac{137,4}{2} = 68,7^{\circ}$$

X. Periode, niedrig:

$$x_j = t_j = t' + \frac{x^0 - t'}{e^a} = 40 + \frac{68,7 - 40}{1,649} = 40 + 17,4 = 57,4^{\circ}$$

also gleich als wie am Ende der VIII. Periode; also ist dort der Beharrungszustand erreicht, und wiederholen sich von dort ab alle Temperaturen immer wieder.

Im Schaubild Fig. 136 (s. unten) ist der Temperaturverlauf hiernach aufgezeichnet: die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator, nachdem Beharrungszustand eingetreten, ist $68,7^{\circ}$, entsprechend dem erhältlichen Vakuum von 54 cm.

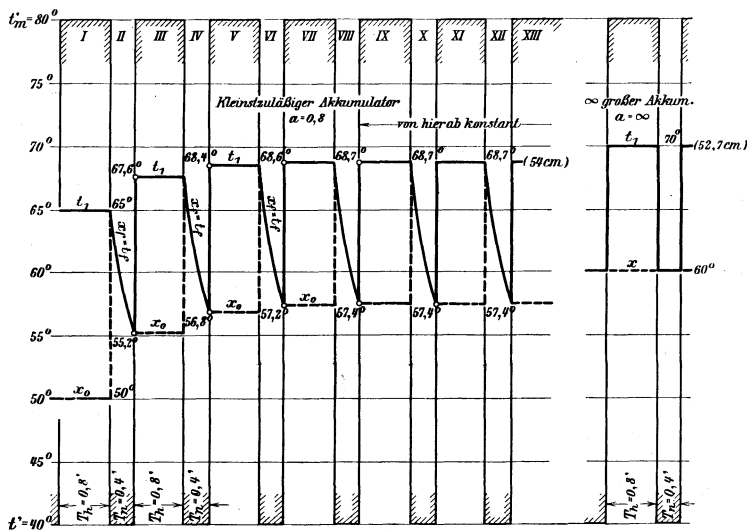


Fig. 136.

Fig. 137.

Nun berechnen wir diese Temperatur unter Substituierung eines sehr großen Akkumulators:

Nach Gl. (42) wird diese Temperatur

$$t_1 = \frac{t'_m + x}{2},$$

worin nach Gl. (51)

$$x = \frac{t'_m + 2 \frac{T_n}{T_h} t'}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}}$$

die konstante Temperatur ist, mit der das Wasser unten aus dem Akkumulator austritt und wieder in den Kondensator läuft. Setzen wir dieses x in obigen Ausdruck für t_1 ein, so bekommen wir nach einigen leichten Umformungen:

$$t_1 = \frac{t'_m + (t'_m + t') \frac{T_n}{T_h}}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}} \dots \dots \dots (52)$$

in unserem Falle also, wo $t'_m = 80^\circ$, $t' = 40^\circ$ und $\frac{T_n}{T_h} = \frac{1}{2}$, ist

$$t_1 = \frac{80 + (80 + 40) \cdot \frac{1}{2}}{1 + 2 \cdot \frac{1}{2}} = \frac{80 + 60}{2} = 70^\circ,$$

entsprechend dem erhältlichen Vakuum von 52,7 cm¹).

Dieses mit ∞ großem Akkumulator erhältliche Vakuum ist also auch nur um 1,3 cm niedriger als das mit dem kleinstzulässigen Akkumulator erhältliche, also die Differenz in der Tat auch unter diesen, den früher angenommenen entgegengesetzten Verhältnissen wiederum sehr klein; und dies um so mehr, als man zur Ausführung nicht den kleinstzulässigen, sondern immer einen größeren Akkumulator nehmen muß, wobei die Differenz zwischen dem tatsächlich erhaltenen Vakuum und dem unter Voraussetzung eines ∞ großen Akkumulators berechneten Vakuum noch kleiner wird (und ersteres zudem immer noch etwas günstiger ausfällt).

Damit ist die Zulässigkeit folgenden einfachen Rechnungsverfahrens bewiesen:

Hat man sich bei periodisch schwankendem Dampfverbrauche für eine gewisse Kühlwassermenge W entschieden, kennt man damit also auch die Temperaturen t' und t'_m , auf die sich das Ablaufwasser aus dem Kondensator ohne Akkumulator erwärmen würde, und nimmt nun einen Akkumulator von einer Größe an, daß er mindestens die einmal in einer ausnahmsweis langen Periode hohen Dampf-

¹) Auch dieser Temperaturverlauf ist auf S. 412 in einem Schaubilde Fig. 137 zur Vergleichung neben Fig. 136 gezeichnet, wobei die Temperatur des unten aus dem Akkumulator austretenden Wassers nach Gl. (51)

$$x = \frac{t'_m + 2 \frac{T_n}{T_h} t'}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}} = \frac{80 + 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot 40}{1 + 2 \cdot \frac{1}{2}} = 60^\circ \text{ ist.}$$

verbrauches kommende Kühlwassermenge aufzunehmen vermag, und will man nun wissen, welches Vakuum sich dabei einstellen wird, so braucht man nicht mühsam für die wirkliche Akkumulatorgröße den Temperaturverlauf von Periode zu Periode nachzurechnen, bis man endlich auf den Beharrungszustand der Temperaturen und damit auf das erhältliche Vakuum stößt, sondern man darf in der Rechnung dem wirklichen Akkumulator einen unendlich großen substituieren und findet damit sofort nach Gl. (52) die konstante Temperatur t_1 in Perioden hohen Dampfverbrauches

$$t_1 = \frac{t'_m + (t'_m + t') \frac{T_n}{T_h}}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}} \dots \dots \dots (52)$$

welche direkt das erhältliche Vakuum bestimmt.

Scheint einem selber dieses Vakuum zu niedrig, oder vermag der Abnehmer nicht einzusehen, daß ein höheres Vakuum wirtschaftlich nur unvorteilhafter ist, so nimmt man eine größere Kühlwassermenge $[W]$ an, womit sich auch niedrigere Temperaturen $[t']$ und $[t'_m]$ berechnen, und führt diese in Gl. (52) ein und erhält damit im Nu die neue Beharrungstemperatur $[t_1]$, die dem neuen Vakuum entspricht. So findet man durch einige leichte Proberechnungen dann die Kühlwassermenge, die gerade das gewünschte Vakuum gibt. Die Größe des Akkumulators spielt bei dieser Rechnung keine Rolle; in Wirklichkeit soll er aber dann — wie schon gesagt — immer mindestens so groß gemacht werden, daß er die in der voraussichtlich längsten Periode hohen Dampfverbrauches zulaufende Kühlwassermenge fassen kann. Macht man ihn der Sicherheit halber größer und erheblich größer, so schadet das nichts!

Das alles gilt für den Fall regelmäßig periodischer Dampfverbrauchsschwankungen, wenn — eventuell zusammen mit Maschinen konstanten Dampfkonsums — nur eine periodisch arbeitende (Förder-)Maschine ihren Dampf in den Kondensator liefert.

Auf diesen Fall lassen sich aber auch die Fälle zurückführen, wenn

mehrere Fördermaschinen

an die Kondensation angeschlossen werden, und zwar durch folgende Betrachtung:

Da die Perioden bei den verschiedenen Fördermaschinen auch verschieden lang sein werden, oder, bildlich gesprochen, da die Wellenlängen der Schwingungen des Dampfverbrauches der verschiedenen Fördermaschinen verschieden sein werden, so werden sog. Interferenzerscheinungen auftreten, indem zu gewissen Zeiten die Wellenberge sich zu einer größten Höhe addieren, zu andern Zeitpunkten sich mehr ausgleichen. Für uns ist natürlich der erstere Fall der gefährliche und damit maßgebende, also wenn die Arbeitsperioden

sämtlicher Fördermaschinen gerade aufeinanderfallen, ihr Dampfverbrauch also zu einem maximalen sich addiert. Es muß die Einrichtung so getroffen werden, daß für solche gefährliche Perioden die Maximaltemperatur t_1 des Ablaufwassers aus dem Kondensator, von der das erhältliche Vakuum abhängt, auf das auch nachher die Luftpumpe einzustellen ist, genügend niedrig wird. Zu allen andern Zeiten wird dann t_1 niedriger (jedenfalls nicht höher); das Vakuum bleibt aber auf jener Höhe bestehen.

Am deutlichsten wird die Behandlungsweise und der Rechnungsvorgang an Hand eines Schaubildes (Fig. 138, s. unten) erläutert, das für den Fall aufgezeichnet ist, daß eine Maschine (oder Maschinengruppe) mit konstantem Dampfverbrauch und drei Fördermaschinen A, B und C mit intermittierendem Dampfverbrauch ihren Dampf in denselben Kondensator senden.

Im untersten Streifen dieser Figur trage man für die Maschinen konstanten Dampfverbrauches längs der Abszissenachse die verfließende Zeit T in Minuten und als Ordinaten dazu den konstanten Dampfverbrauch D (ebenfalls per Minute) auf, so repräsentiert irgendein Stück $T \cdot D$ der schraffierten Fläche dieses Streifens den Dampfverbrauch dieser Maschinen in T Minuten.

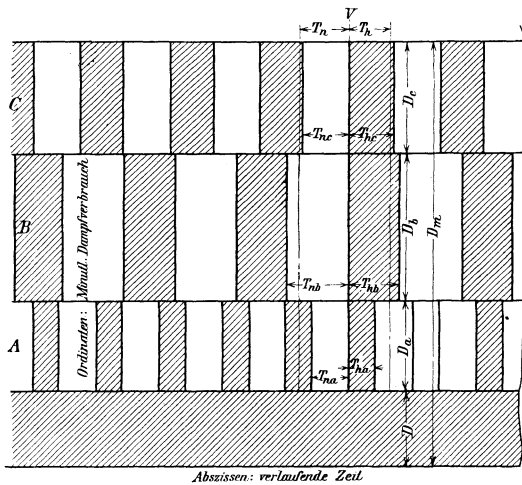


Fig. 138.

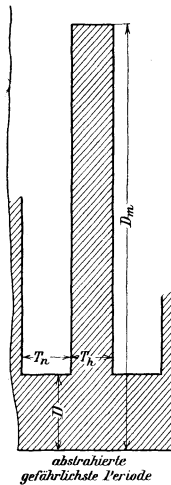


Fig. 139.

Über diesem Streifen, also in der I. Etage darüber, trage man auf der Abszissen- oder Zeitachse die regelmäßig abwechselnden Zeiten der Arbeitsperioden ($T_{h a}$) und der Stillstände ($T_{n a}$) der Fördermaschine A ab (und zwar wieder in Minuten oder deren Teilen) und als Ordinaten dazu den Dampfverbrauch (D_a) dieser Maschine während ihrer Arbeitsperioden; ebenfalls auf die Minute als Zeiteinheit bezogen. Alsdann stellen die schraffierten Rechtecke die Dampfverbrauche $T_{h a} \cdot D_a$

während der immer gleich wiederkehrenden Fahrten dieser Maschine dar, während die zwischenliegenden leeren Rechtecke $T_{na} \cdot D_a$ den Dampfverbrauch O während der Ruhepausen der Maschine bezeichnen.

In der zweiten Etage mache man dasselbe für die zweite Fördermaschine B mit ihren Arbeitsperioden von T_{hb} Minuten Dauer, wo sie per Minute D_b kg Dampf braucht, und ihren Arbeitspausen von T_{nb} Minuten, wo sie keinen Dampf abgibt.

In der dritten Etage mache man wiederum das ganz gleiche für die dritte Fördermaschine C usw.

Nun verschiebe man die drei Etagen oder die drei Streifen für die drei Fördermaschinen in horizontaler Richtung so übereinander, daß der Beginn der Arbeitsperioden aller drei Fördermaschinen zu irgendeinem Zeitpunkte aufeinanderfällt, in der Fig. 138 in der Zeitvertikalen V . Dann ist in der nun folgenden, eben der kritischen und darum maßgebenden Periode der Dampfverbrauch der drei Fördermaschinen A, B und C zusammen:

$$T_{ha} \cdot D_a + T_{hb} \cdot D_b + T_{hc} \cdot D_c.$$

Die Wirkung des Dampfes auf Kondensator und Akkumulator während dieser aufeinanderfallenden Arbeitsperiode der drei Fördermaschinen wird nun sehr nahe dieselbe sein, als wenn der obige Gesamtdampfverbrauch von einer (supponierten) Maschine in einer Arbeitsperiode von der mittleren Länge

$$T_h = \frac{T_{ha} \cdot D_a + T_{hb} \cdot D_b + T_{hc} \cdot D_c + \dots}{D_a + D_b + D_c + \dots} \text{ Min. . (53)}$$

in den Kondensator ausgestoßen worden wäre.

Umgekehrt haben die Ruhepausen der drei Fördermaschinen unmittelbar vor dieser Periode gedauert T_{na} , T_{nb} und T_{nc} Minuten, und ist die Wirkung dieser Pausen auf den Akkumulator wiederum sehr nahe dieselbe, als wenn unsere supponierte eine Maschine eine mittlere Ruhepause von

$$T_n = \frac{T_{na} \cdot D_a + T_{nb} \cdot D_b + T_{nc} \cdot D_c + \dots}{D_a + D_b + D_c + \dots} \text{ Min. . (54)}$$

gehabt hätte (vgl. Fig. 138).

Wir können also die drei Fördermaschinen sowohl in ihrer gefährlichen Arbeitsperiode, wo ihre Arbeitszeiten aufeinanderfallen, als in den unmittelbar vorangegangenen Ruhepausen der drei Maschinen ersetzt denken durch eine Fördermaschine mit dem minutlichen Dampfverbrauche $D_a + D_b + D_c$ in ihrer Arbeitsperiode von der Dauer T_h (aus 53), der eine Ruhepause von der Dauer T_n (aus 54) vorangegangen ist. Dieser so abstrahierte Verlauf der kritischen Doppelperiode mit ihrem minutlichen Minimaldampfverbrauch D (herrührend von den konstant fortarbeitenden Maschinen) während der Zeit T_n und ihrem minutlichen Maximaldampfverbrauch D_m (Fördermaschinen

+ konstant arbeitende Maschinen) während der Zeit T_h ist in Fig. 139 (S. 415) nochmals besonders aus der Fig. 138 herausgezeichnet ¹⁾).

Hiermit ist in der Tat der Fall mehrerer auf einen Kondensator zusammenwirkenden Fördermaschinen zurückgeführt auf den Fall nur einer Fördermaschine und ist also ganz wie dieser zu berechnen. Man nimmt also — ganz wie früher — eine für den mittleren Dampfverbrauch passende Kühlwassermenge W an, berechnet sich aus dieser die Maximaltemperatur t'_m für die Perioden hohen Dampfverbrauches D_m und die Minimaltemperatur t' für die Perioden niedern Dampfverbrauches D , beides wenn kein Akkumulator vorhanden wäre; dann aus Gl. (53) die Dauer T_h der gefährlichsten Periode hohen Dampfverbrauches und nach Gl. (54) die Dauer T_n der vorangegangenen Periode niedern Dampfverbrauches, womit sich auch das Verhältnis $\frac{T_n}{T_h}$ ergibt. Nun setzt man alle diese Größen t'_m , t' und $\frac{T_n}{T_h}$ in Gl. (52) ein und erhält so die das erhältliche Vakuum bestimmende höchste Temperatur t_1 des Ablaufwassers aus dem Kondensator. Scheint einem diese Temperatur zu hoch, also das erhältliche Vakuum zu niedrig, so nimmt man eine größere Wassermenge W an und wiederholt die Rechnung (wobei T_n und T_h sich nicht ändern), alles ganz wie früher.

Beispiel:

Es mögen drei Fördermaschinen A, B und C unter den in ¹⁾Zeilen 1 bis 4 der folgenden Tabelle angegebenen Verhältnissen an einen Kondensator angeschlossen sein ²⁾, so stoßen sie zusammen durchschnittlich per Minute (Zeile 7) 205 kg Dampf in denselben; ferner seien noch Maschinen mit einem konstanten minutlichen Dampfverbrauch von 100 kg an den gleichen Kondensator angeschlossen. Alsdann ist der mittlere oder durchschnittliche Dampfverbrauch aller an den Kondensator angeschlossen Maschinen (Zeile 9)

$$D_{\text{mittel}} = 305 \text{ kg per Minute.}$$

¹⁾ Man muß nicht etwa glauben, dadurch, daß wir unmittelbar vor der gefährlichen Periode, wo alle Fördermaschinen miteinander zu arbeiten beginnen, eine günstigste Periode haben, wo keine Fördermaschine arbeitet, und also der Akkumulatorinhalt gut vorgekühlt wird, dadurch hätten wir etwa eine willkürliche, zu günstige Voraussetzung gemacht: wie einerseits mit Naturnotwendigkeit die kritische Periode dann eintritt, wenn alle Fördermaschinen zusammen zu arbeiten beginnen, so müssen andererseits mit gleicher Naturnotwendigkeit unmittelbar vor Eintritt jener kritischen Periode sämtliche Fördermaschinen ihre Ruhepause gehabt haben!

In andern Phasen des Betriebes, wo auch während einer Periode niedrigen Dampfverbrauches immerhin noch eine oder zwei von den drei Fördermaschinen mitgehen, wird allerdings der Akkumulatorinhalt nicht so weit abgekühlt; dafür wird er aber in der nächsten Periode höhern Dampfverbrauches auch nicht so sehr erwärmt, weil nun eben nicht alle Fördermaschinen zusammenarbeiten oder doch nicht so lange zusammenarbeiten, als wie in unserer kritischen oder „gefährlichen“ Periode.

²⁾ Gerade diese Verhältnisse sind übrigens dem Schaubilde Fig. 138/139, S. 415 zugrunde gelegt.

Ferner berechnet sich aus dem in Zeile 4 angegebenen „Dampfverbrauch pro Fahrt“ und aus der in Zeile 2 angegebenen Dauer der einzelnen Fahrt der minutliche Dampfverbrauch der einzelnen Fördermaschinen jeweilen während der Fahrten zu

$$D_a = 150 \text{ kg}, D_b = 195 \text{ kg} \text{ und } D_c = 120 \text{ kg.}$$

	Maschine		
	A	B	C
1. Anzahl Fahrten pro Stunde	72	40	50
2. Dauer der einzelnen Fahrt.	20''	40''	35''
3. „ „ Ruhepause	30''	50''	37''
4. Dampfverbrauch pro Fahrt	50 kg	130 kg	70 kg
5. also Dampfverbrauch per Stunde.	3600 „	5200 „	3500 „
6. und Dampfverbrauch der 3 Fördermaschinen zusammen per Stunde		12 300 kg	
7. also Dampfverbrauch der 3 Fördermaschinen zusammen per Minute		205 „	
8. Hierzu noch Dampfverbrauch der konstant arbeitenden Maschinen $D =$		100 „	
9. Somit mittlerer Dampfverbrauch aller Maschinen $D_{\text{mittel}} =$		305 kg	per Min.
10. Endlich wird noch der minutliche Dampfverbrauch der Fördermaschinen jeweilen während der Fahrt:	$\frac{D_a}{20} \cdot 50 = 150 \text{ kg}$	$\frac{D_b}{40} \cdot 130 = 195 \text{ kg}$	$\frac{D_c}{35} \cdot 70 = 120 \text{ kg.}$

Das Kühlwasser — es sei auf einem Kühlwerk rückgekühltes Wasser — habe eine konstante mittlere Temperatur von $t_0 = 30^\circ$ (nämlich im Sommer; im Winter wird die Sache noch günstiger).

Lassen wir nun für den Fall, daß die minutliche Dampfmenge $D_{\text{mitt.}} = 305 \text{ kg}$ gleichförmig und konstant (und dann natürlich auch ohne Kühlwasserakkumulation) dem Kondensator zufließe, eine Abgangstemperatur von z. B. $t' = 57^\circ$ zu — wir wählen diese etwas niedrig, weil wir zum vornherein wissen, daß die wirkliche Temperatur bei dem wirklichen, intermittierenden Betriebe höher wird —, so muß das Kühlwasserverhältnis

$$n = \frac{570}{t' - t_0} = \frac{570}{57 - 30} = \frac{570}{27} = 21$$

sein; wir brauchen also eine minutlich zirkulierende Kühlwassermenge von

$$W = n D_{\text{mitt.}} = 21 \cdot 305 = 6400 \text{ kg} = 6,40 \text{ m}^3$$

und diese nehmen wir vorerst an.

Aus unsern Angaben wird die Maximaldampfmenge per Minute, also wenn die Förderperioden der drei Fördermaschinen zusammenfallen

$$D_m = D + D_a + D_b + D_c = 100 + 150 + 195 + 120 = 565 \text{ kg} \cdot \text{p' Min.}$$

und der Minimaldampfverbrauch, also in der Periode unmittelbar vorher, wo nur die konstant arbeitenden Maschinen laufen, $D = 100$ kg per Minute.

Damit ergibt sich für die gefährliche Periode hohen Dampfverbrauches: das Kühlwasserverhältnis

$$n_m = \frac{W}{D_m} = \frac{6400}{565} = 11,3$$

und damit die Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator ohne Akkumulator

$$t'_m = \frac{570}{n_m} + t_0 = \frac{570}{11,3} + 30 = 50 + 30 = 80^\circ,$$

und ebenso für die Periode niedern Dampfverbrauches:

$$n = \frac{W}{D} = \frac{6400}{100} = 64,$$

$$t' = \frac{570}{n} + t_0 = \frac{570}{64} + 30 = 9 + 30 = 39^\circ.$$

Die Dauer der „abstrahierten“ gefährlichsten Periode hohen Dampfverbrauches wird nach Gl. (53):

$$T_h = \frac{20 \cdot 150 + 40 \cdot 195 + 35 \cdot 120}{150 + 195 + 120} = \frac{15000}{465} = 32''$$

und die Dauer der vorhergehenden Periode niedren Dampfverbrauches nach Gl. (54):

$$T_n = \frac{30 \cdot 150 + 50 \cdot 195 + 37 \cdot 120}{150 + 195 + 120} = \frac{18690}{465} = 40'',$$

also das Verhältnis

$$\frac{T_n}{T_h} = \frac{40}{32} = 1,25.$$

Setzen wir diese Werte von t'_m , t' und $\frac{T_n}{T_h}$ in Gl. (52) ein, so erhalten wir die höchste Temperatur des Ablaufwassers aus dem Kondensator

$$t_1 = \frac{t'_m + (t'_m + t') \frac{T_n}{T_h}}{1 + 2 \frac{T_n}{T_h}} = \frac{80 + (80 + 39) 1,25}{1 + 2 \cdot 1,25} = \frac{219}{3,5} = 62,5^\circ$$

entsprechend dem erhältlichen Vakuum von 59 cm, das dann, wenn die Luftpumpe darnach berechnet (und der Luftpumpe darnach eingestellt ist), konstant eingehalten wird.

Auch hier interessiert uns die Frage: Welche Wassermenge per Minute hätte man zirkulieren lassen müssen, wenn man ohne Akkumulator das gleich gute Vakuum von 59 cm (also auch eine Ablauftemperatur von $[t'] = t_1 = 62,5^\circ$) beim Maximaldampfverbrauch ($D_m = 565$ kg per Minute) hätte erhalten wollen?

Dazu hätte das Kühlwasserverhältnis sein müssen:

$$[n] = \frac{570}{[t'] - t_0} = \frac{570}{62,5 - 30} = \frac{570}{32,5} = 17,56,$$

also die minutliche Kühlwassermenge:

$$[W] = [n] \cdot D_m = 17,56 \cdot 565 = 9910 \text{ kg} = \infty 10 \text{ m}^3.$$

Um das gleiche Vakuum, das man mit Akkumulator schon bei einer Kühlwassermenge von 6,40 m³ per Minute erhält, ohne Akkumulator zu bekommen, müßte man die ganze Anlage (inkl. Kühlwerk) für eine Kühlwassermenge von 10 m³ per Minute, d. h. für eine 56% größere Wassermenge einrichten!

Es erübrigt nun noch, die Größe des Akkumulators für unsern vorliegenden Fall festzusetzen:

Wären wir sicher, daß die Förderperioden der 3 Fördermaschinen immer genau die angegebene Dauer hätten, so würde es vollständig genügen, den Akkumulatorinhalt aW so groß zu nehmen, daß er während der Dauer $T_h = 32'' = 0,53'$ der gefährlichen Periode hohen Dampfverbrauches gerade einmal mit Wasser vollaufen würde, d. h. es würde genügen, den Akkumulatorinhalt

$$aW = T_h W = 0,53 W = 0,53 \cdot 6,4 = 3,40 \text{ m}^3$$

zu machen.

Da aber:

1. einzelne Förderperioden der 3 Fördermaschinen doch manchmal erheblich länger dauern können als normal (das ist der technisch triftige und ausschlaggebende Grund);
2. da ferner eine Vergrößerung des Akkumulatorkessels über den absolut nötigen Inhalt hinaus nichts schadet;
3. da ein größerer Kessel auch nur ganz unerheblich mehr kostet, (man rechne es sich aus: ein Kessel aus etwa 5 mm-Blech von 10 m³ wird noch keine 200 M. teurer als ein solcher von nur 3,40 m³ Inhalt);
4. da endlich ein recht großer Kessel dem Abnehmer, der ja — leider — meistens keinen wirklichen Einblick in die Sache hat, gewaltig imponieren, und ihm ein noch größeres Gefühl der Sicherheit beibringen wird,

so nehmen wir den Akkumulatorinhalt größer, etwa

$$aW = 8-10 \text{ m}^3.$$

Für 10 m³ Inhalt würde der Kessel z. B. die Dimensionen haben müssen

$$\textcircled{\text{O}} 1,60 \text{ m bei } 5 \text{ m Höhe,}$$

oder

$$\textcircled{\text{O}} 1,80 \text{ m „ } 4 \text{ m „}$$

Bei

nicht periodischen Dampfverbrauchsschwankungen wie bei Walzwerksmaschinen, elektr. Kraftzentralen usw., wo der Dampfverbrauch ganz unregelmäßig schwankt, ist man auf die Berechnungsweise angewiesen, wie sie am Schlusse des Kapitels B „Kühl-

wasserakkumulator“ angegeben ist. Danach weiß man dann allerdings, daß man mit Anwendung eines Akkumulators ein anständiges — wirtschaftliches — Vakuum mit einer kleineren Kühlwassermenge erhält als ohne Anwendung eines Akkumulators; aber welches Vakuum man mit der reduzierten Kühlwassermenge und mit Akkumulator erhält, das kann man dabei nicht genauer voraussehen. Aber auch diese Frage läßt sich an Hand des Vorangegangenen wenigstens einigermaßen beantworten:

Bei den Erhebungen zur Erlangung der Daten für die zu errichtende Kondensation zwingt man durch die Art der Fragestellung die Leute, daß sie einem für jede anzuschließende Maschine einzeln deren voraussichtlichen wechselnden Dampfverbrauch (bezogen auf die Minute als Zeiteinheit) mit verlaufender Zeit angeben oder ermitteln. Man erhält dann für jede Maschine ein Diagramm wie das folgende Fig. 140, in dem die Abszissen die Zeit (in Minuten oder deren Teilen) und die Ordinaten den jeweiligen (minutlichen) Dampfverbrauch zu den betreffenden Zeiten darstellen (am besten ist es, wenn die Betriebsingenieure des betreffenden Werkes diese Dampfverbrauchsdiagramme für die verschiedenen Maschinen selber aufzeichnen, oder wenn man das wenigstens unter ihren Augen macht, damit sie gleich sagen können, wo der Betrieb ein anderer ist, und wie sich dabei der Dampfverbrauch etwa gestaltet).

Hat man so die Dampfverbrauchsdiagramme für sämtliche Maschinen (und natürlich im selben Maßstabe), so lege man sie aufeinander und verschiebe sie in horizontaler Richtung so übereinander, daß die Zeiten höchsten Dampfverbrauches aller angeschlossenen Maschinen in ungünstigster Weise aufeinanderfallen. Für diese

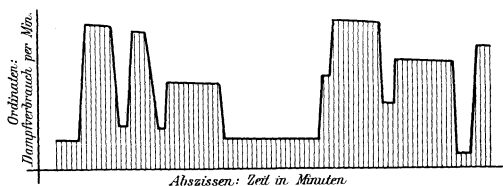


Fig. 140.

ungünstigste Phasenstellung zeichne man sich dann ein summarisches Diagramm heraus, indem man einfach die den jeweiligen minutlichen Dampfverbrauch der einzelnen Maschinen darstellenden aufeinanderfallenden Ordinaten addiert. Das gebe das Diagramm Fig. 141.

Nun kann man die verschiedenen Maschinen wieder ersetzt denken durch eine Maschine (vgl. Fig. 141 S. 422) die in ihrer gefährlichsten Periode von der Dauer T_h Minuten einen Maximaldampfverbrauch D_m kg per Minute hat, während in der vorhergehenden Periode von der Dauer T_n Minuten der Dampfverbrauch D kg per Minute betrug, und kann nun ganz wie früher (S. 417) verfahren:

Mit einer (angenommenen oder irgendwie berechneten oder geschätzten) Kühlwassermenge W findet man wieder Maximal- und Minimaltemperatur t'_m und t' des Ablaufwassers aus dem Konden-

sator ohne Akkumulator; diese Werte sowie das aus Fig. 141 abgegriffene Verhältnis $\frac{T_n}{T_h}$ in Gl. (52) eingesetzt, findet sich die, das erhältliche Vakuum bestimmende Maximaltemperatur t_1 des Ablaufwassers mit Akkumulator. Scheint einem dieses Vakuum zu gering, so nimmt man eine größere Wassermenge W an und wiederholt mit dieser die Rechnung.

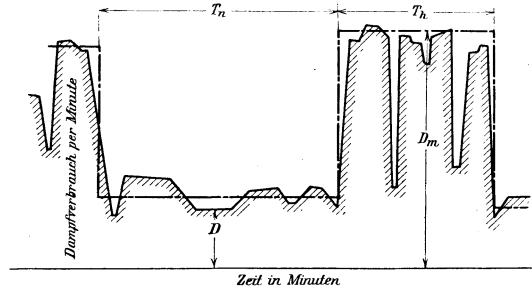


Fig. 141.

Was die Größe des Akkumulators betrifft, so wäre es auch hier wieder genügend, dessen Inhalt $a \cdot W =$ der in der gefährlichsten Periode hohen Dampfverbrauches zulaufenden Kühlwassermenge $T_h \cdot W$ zu machen (also ziffermäßig $a = T_h$ zu nehmen). Da aber gerade bei solchen ganz unregelmäßigen Betrieben die Periodendauer doch sehr verschieden ausfallen kann, soll man hier den Akkumulatorinhalt viel größer nehmen als $T_h \cdot W$, je größer, je besser!

III. Abschnitt.

Einige Ausführungen, speziell Weisscher Kondensationen, für verschiedene Zwecke der Industrie.

Tafel I und II.

Weissche Gegenstromkondensation mit Kühlwasserakkumulator Patent Weiss, gebaut von Gustav Brinkmann & Co., Maschinenfabrik, Witten a. d. Ruhr, für das neue Walzwerk des Gußstahlwerks Witten in Witten a. d. Ruhr.

Die Firma Brinkmann & Co. hat in Deutschland den ersten Kühlwasserakkumulator gebaut. Der Dampfzufluß zum Kondensator ist bei obiger Anlage ein unregelmäßiger und schwankt zwischen $D_{min.} = 333$ kg bis $D_{max.} = 450$ kg pro Minute. Als zirkulierende Kühlwassermenge wurde $W = 10$ cbm pro Minute angenommen. Der Luftpumpe wurde eine minutliche Ansaugleistung von $v_0 = 25$ cbm zugrunde gelegt.

Die Anlage arbeitet zusammen mit einer Blockwalz-Reversiermaschine und einer Umlaufwalzenzugmaschine. Der Heißwasserbehälter des Kondensators, in welchen das barometrische Abfallrohr eintaucht, ist so hoch über Hüttensohle gelegt worden, daß das abfließende heiße Wasser unmittelbar auf das Kühlwerk fließen kann. Zufolge dieser Anordnung erübrigt sich die Aufstellung einer Heißwasserpumpe. Die Anlage kommt also billiger zu stehen, und erfordert der Betrieb der Kondensation um den Betrag der Reibungsarbeit genannter Pumpe weniger Betriebsarbeit. Das rückgekühlte Wasser wird durch eine doppeltwirkende Kolbenpumpe wieder dem Kondensator zugeführt. Diese Pumpe ist natürlich um die jeweilige Saughöhe des Kondensators entlastet. An die Verbunddampfmaschine, welche die Kühlwasserpumpe treibt, ist auch die trockene Luftpumpe (Bauart Burekhardt und Weiss) angehängt.

Der Kühlwasserakkumulator gelangte seitlich vom Kondensator, ungefähr auf Hüttensohlenhöhe, zur Aufstellung.

Tafel II zeigt einen Vertikalschnitt durch Kondensator und Kühlwasserakkumulator. In die Zuleitung zum Akkumulator wurde, auf besonderen Wunsch des Werkes, ein Absperrschieber eingebaut, um den Akkumulator ein- und ausschalten zu können, zum Zwecke vorzunehmender Versuche.

Tafel III.

Weissche Zentral-Gegenstrom-Kondensationsanlage mit Kühlwasserakkumulator, ausgeführt von der Maschinenfabrik Burckhardt, Akt.-Ges., Basel, für die Société Métallurgique de Sambre et Moselle à Montigny sur Sambre (Belgien).

Die Anlage wurde vor Erfindung des Weisssehen Kühlwasserakkumulators bestellt, und war der Anschluß folgender Dampfmaschinen in Aussicht genommen:

1. Ein Bessemer-Gebläse, als Verbundmaschine mit 1700 mm Hub.
2. Ein Gebläse für Kupolöfen, ebenfalls Verbundmaschine, mit 1000 mm Hub.
3. Eine Zwillings-Reversiermaschine, Kolbendurchmesser 1100 mm, Hub 1300 mm, Umdrehzahl 160 pro Minute.
4. Eine Dreizylinder-Reversiermaschine, Kolbendurchmesser 1300 mm, Hub 1300 mm, Umdrehzahl bis 180.
5. Eine Verbunddampfmaschine von 1000 bis 1200 Psi, für die elektrische Zentrale.
6. Eine später aufzustellende kleinere Dreizylinder-Reversiermaschine, mit einem Dampfverbrauch von 1230—1330 kg in der Minute.

Gestützt auf obige Angaben und weitere Erhebungen, wurde ein Kondensator für 18 cbm Kühlwasser pro Minute gewählt und die Luftpumpe (Bauart Burckhardt und Weiss) für ein Ansaugvolumen von 20—40 cbm pro Minute bemessen.

Die Kühlwasserpumpen sollten am Flusse, 275 m vom Kondensator entfernt, aufgestellt werden; das warme Wasser fließt wieder dem Flusse zu.

Da aus gewissen Gründen die ganze Anlage erst nach einigen Jahren zur Aufstellung kam, und große Schwankungen der zu kondensierenden Dampfmenge sich voraussehen ließen, wurde der Kondensator durch den Kühlwasserakkumulator Patent Weiss ergänzt. Die Maschinenfabrik Burckhardt hat somit den allerersten Akkumulator gebaut. Die Firma teilt mit, daß sie Gelegenheit hatte zu beobachten, daß während des Walzens, bei angeschlossenem Akkumulator, das Vakuum nur zwischen 68 und 64 cm schwankt; also um nur 0,05 Atm.

Tafel IV.

Weissche Zentral-Gegenstrom-Mischkondensation, ausgeführt von der Sangerhäuser Aktien-Maschinenfabrik und Eisengießerei, vormals Hornung und Rabe in Sangerhausen, für die Gelsenkirchener Bergwerks-Aktien-Gesellschaft, Abteilung Aachener Hütten-Aktien-Verein, in Rothe Erde bei Aachen.

Die im Jahre 1906 in Betrieb genommene Kondensationsanlage dient zum Niederschlagen des Abdampfes von verschiedenen Walzenzugmaschinen mit sehr unregelmäßigem Dampfverbrauch. Der mittlere Dampfverbrauch dieser Maschinen beträgt ungefähr 1333 kg in der Minute. Die Anlage arbeitet mit rückgekühltem Wasser und erreicht ein mittleres Vakuum von 85 v. H., gemessen am Kondensator.

Bei der Größe der Anlage, und um jederzeit eine gewisse Reserve zu haben, sind die Pumpen in zwei Aggregaten, mit den erforderlichen Absperrorganen, zur Ausführung gelangt. Die Antriebsdampfmaschinen von je 410 mm Zylinderdurchmesser, 700 mm Hub und 92 Umdrehungen pro Minute, sind mit Ventilsteuerung ausgerüstet und werden mit überhitztem Dampf von 10 Atm. betrieben.

Die trockenen Luftpumpen, mit der bekannten Weisschen Schiebersteuerung ausgerüstet, haben jede 680 mm Zylinderdurchmesser und 700 mm Hub und liegen auf der Gegenseite der beiden Einzylinderdampfmaschinen, also Ausführung von Maschine und Luftpumpe in Zwillinganordnung.

Für die Kühlwasserförderung dienen zwei Drehkolbenpumpen, welche bei den verschiedenen Vakuumgraden und den diesen entsprechenden, gleichfalls verschiedenen Förderhöhen, eine stets sich gleichbleibende Kühlwassermenge in den Kondensator schicken. Zum Heben des warmen Wassers auf den Kühler haben Zentrifugalpumpen Verwendung gefunden. Alle Wasserpumpen werden mittels Riemen von der Schwungradwelle der Dampfvakuummaschinen angetrieben.

Die minutliche Kühlwassermenge beträgt ungefähr 26 cbm, während das abzusaugende Luftvolumen mit annähernd 84 cbm pro Minute in Rechnung gezogen ist. Diese auffallend große Luftpumpenleistung war erforderlich mit Rücksicht auf das durch örtliche Verhältnisse bedingte weitverzweigte Abdampfrohrnetz. Es möge an dieser Stelle besonders hervorgehoben werden, daß der lichte Durchmesser der Hauptsammelleitung, die aus geschweißten Rohren hergestellt ist, 1650 mm Durchmesser im Lichten hat. Die absolute Länge, nach der entferntest liegenden Maschine, die an die Kondensation angeschlossen ist, beträgt nahezu 600 m, und dürfte diese Leitung, welche über die Hüttengebäude hinweg zum Zentralkondensator geführt ist, eine ganz ungewöhnliche Ausführung sein.

Dem Kondensator ist ein Dampfentöler direkt vorgebaut. Das abgeschiedene Gemisch fällt selbsttätig in einen Behälter.

Das rückgekühlte Wasser fließt durch einen besonderen Kanal vom Kühler in einen Behälter beim Pumpenhaus, aus dem die Kaltwasserpumpen saugen. Um ein Luftansaugen der Warmwasser-Zentrifugalpumpen, welche eine der Dampfkondensation entsprechende Mehrleistung haben, zu verhindern, ist zwischen Kalt- und Warmwasserbehälter, an tiefster Stelle, eine Verbindung geschaffen, so daß immer ein gleicher Wasserstand in beiden Behältern sich einstellt.

Tafel V.

Kondensationsanlage einer Zuckerfabrik, entworfen von der Sangerhäuser Aktien-Maschinen-Fabrik, vormals Hornung und Rabe in Sangerhausen.

Die Anwendung einer Zentralkondensationsanlage für Verdampf- und Kochapparate in Zuckerfabriken ist aus Tafel V zu ersehen. Der Kondensator ist innerhalb des Gebäudes in solcher Höhe aufgestellt,

daß der Fallwasserkasten in der ersten Etage Platz findet, da das ablaufende Fallwasser zum Transport der Rüben in den Rübenschwemmen Verwendung findet, und hierfür eine gewisse Druckhöhe nötig ist.

Der Frischwasserkasten, dem das Wasser für den gesamten Fabrikbedarf zugeführt wird, steht ungefähr auf gleicher Höhe, oder, falls durch örtliche Verhältnisse bedingt, auch tiefer als der Kondensator, so daß dieser das Wasser ansaugen muß; doch ist zu berücksichtigen, daß die maximale Saughöhe nicht mehr als 3—4 m beträgt. In die Einspritzleitung ist ein Wasserschieber einzubauen, durch den die Wassermenge reguliert werden kann.

Die Brüdenleitungen der Verdampf- und Kochapparate sind je mit einem Brüdenabsperrschieber versehen, damit die Apparate von der Kondensation abgeschaltet werden können, und auch die Höhe der erforderlichen Luftverdünnung, welche z. B. in den Einkörper-Kochapparaten während des Kochprozesses schwankt, durch Drosselung mittels des Schiebers eingestellt werden kann.

Der Brüden aus dem letzten Körper des Vierkörper-Verdampfapparates wird in fast allen Anlagen, bevor er in den Kondensator gelangt, durch Oberflächenvorwärmer geleitet und zum Anwärmen von Rohsaft und Diffusionswasser benutzt, derjenige aus den periodisch arbeitenden Einkörper-Kochapparaten (von denen auf der Zeichnung nur einer dargestellt ist) hingegen, gelangt direkt nach dem Kondensator.

Einige amerikanische Weissche Kondensationen, gebaut von der Southwark Foundry and Machine Company, Philadelphia, Pa.

Alle im folgenden erwähnten Kondensatoren sind aus Stahlblech gebaut und meistens „selbsttragend“, d. h. es ist kein Turmgerüst vorhanden, während die vorgehend aufgeführten europäischen Kondensatoren aus Gußeisen hergestellt und in einem Turme aus Trägereisen aufgehängt sind.

Tafel VI.

Dieser Kondensator ist in den Werken der Bethlehem Steel Company in South Bethlehem, Pa., aufgestellt, in Verbindung mit sieben Gebläsemaschinen. Jede derselben hat zwei Gebläsezyylinder von 2134 mm Durchmesser und 1524 mm Hub. Der Kondensator erfüllt folgende Bedingungen:

pro Minute kondensierte Dampfmenge, in kg <i>D</i>	Temperatur des Kühlwassers in Graden C <i>t₀</i>	Vakuum, am Kondensator gemessen, in cm
2202	15,5	66,0
2202	21,1	63,5
2202	26,6	61,0
2977	15,5	61,0
2977	21,1	58,4
2677	26,6	53,3
2384	15,5	65,4
2384	21,1	62,9
2384	26,6	60,3

Für die Kondensatorgröße wurde Modell Nr. XVIII (also die größte Nummer) gewählt, passend für minutliche Kühlwassermengen von 30 bis 40 cbm.

Die Hilfsmaschinen gelangten in zwei Einheiten zur Ausführung, jede Hälfte zu 50 v. H. der Kondenserleistung bemessen; nämlich wie folgt:

Zwei 406,4 mm-Zentrifugalpumpen, jede derselben direkt gekuppelt mit einem Elektromotor mit veränderlicher Geschwindigkeit. Zwei horizontale Weissche Luftpumpen von je 864 mm Luftzylinderdurchmesser bei 610 mm Hub.

Tafel VII.

Dieser Kondensator gelangte auf der Georgetown Station der Seattle Electric Company, Seattle, Washington, zur Aufstellung, in Verbindung mit einer 3000 KW Dampfturbine. Der Kondensator arbeitet unter folgenden Bedingungen:

pro Minute kondensierte Dampfmenge, in kg <i>D</i>	Temperatur des Kühlwassers, in Graden C	Vakuum, gemessen am Kondensator, in cm
379	18,3	71,1
454	18,3	69,9
483	12,8	71,1
590	7,2	71,1
680	18,3	64,8
680	12,8	67,3
680	7,2	69,9

Für die Kondensatorgröße wurde Nr. XIII gewählt, passend für zirka 10 cbm Kühlwasser. Die Hilfsmaschinen bestehen in folgenden:

Eine 305 mm horizontale Zentrifugalpumpe, unmittelbar gekuppelt mit einer horizontalen Porter Allen-Dampfmaschine ($d = 254$ mm $s = 305$ mm). Eine Weissche Luftpumpe, Dampfzylinder 305 mm Luftzylinder 864 mm Durchmesser, beide 762 mm Hub.

Tafel VIII.

Der auf dieser Tafel dargestellte Kondensator ist in der Hauptkraftstation der Philadelphia Electric Company, Philadelphia, Pa., errichtet. Er war bestimmt zur Kondensation von 945 kg Dampf pro Minute von einer Curtis-Turbine, wobei er mit Kühlwasser von 21,1° C bedient werden sollte und ein Vakuum (am Kondensator gemessen) von 63,1 cm hätte geben sollen. Gewählt wurde ein Kondensatormodell Nr. XVIII (also passend für zirka 20—30 cbm Kühlwasser pro Minute). Tatsächlich gibt der Kondensator ein Vakuum von 71,1 bis 72,4 cm, wobei die Turbine 5000 KW bis 7000 KW entwickelt. In der Abbildung sieht man die Luft- und Wasserpumpen im Erdgeschoß längsseits dem Heißwasserbehälter, der hier aus Stahlblech gefertigt wurde.

Mit Kühlwasser von 18,9° C und einem Barometerstand von 75,97cm gibt diese Anlage die folgenden Resultate:

Belastung der Turbine KW	Vakuum, an der Turbine gemessen, in cm	Vakuum, am Kondensator gemessen, in cm	Temperatur im Heißwasserbassin, in Graden C
7000	71,32	71,98	32,22
6000	72,24	72,72	30,55

Die Hilfsmaschinen gelangten in zwei Einheiten zur Ausführung, jede zu 50 v. H. der Kondensatorleistung, nämlich:

Zwei Nr. XV Bibus-Rotationspumpen und zwei vertikale Dampfmaschinen mit Weisschen Luftpumpen; Zylinder hintereinanderliegend. Die Dampfzylinder haben 559 mm Durchmesser; die Luftzylinder 1219 mm und beide 762 mm Hub. Die Dampfmaschinen sind jeweilen direkt mit den Rotationspumpen gekuppelt.

Tafel IX.

Dieser Kondensator ist auf der gleichen Kraftstation der Philadelphia Electric Company aufgestellt wie der Kondensator der Tafel VIII. Er arbeitet in Verbindung mit einer Horizontal-Vertikal-Maschine und Generator. Die Bedingungen sind die folgenden:

pro Minute zu kondensierende Dampfmenge, in kg	Temperatur des Kühlwassers, in Graden C	Vakuum, am Kondensator gemessen, in cm
794	21,1	66,04
794	15,6	68,58
1361	21,1	55,88
1361	15,6	60,96

Für den Kondensator wurde Nr. XV gewählt (passend für eine Kühlwassermenge von etwa 15—20 cbm pro Minute). Die Hilfsmaschinen sind die folgenden:

Eine Nr. XIV Bibusrotationspumpe und eine horizontale Dampfmaschine sowie eine Weissche Luftpumpe in Tandem-Anordnung. Der Dampfzylinder hat 419 mm Bohrung, der Luftzylinder 864 mm. Beide 610 mm Hub. Die seitlich verlängerte Kurbelwelle der Dampfmaschine bildet die treibende Welle der Rotationspumpe. Letztere ist also unmittelbar mit der Dampfmaschine gekuppelt.

Tafel X.

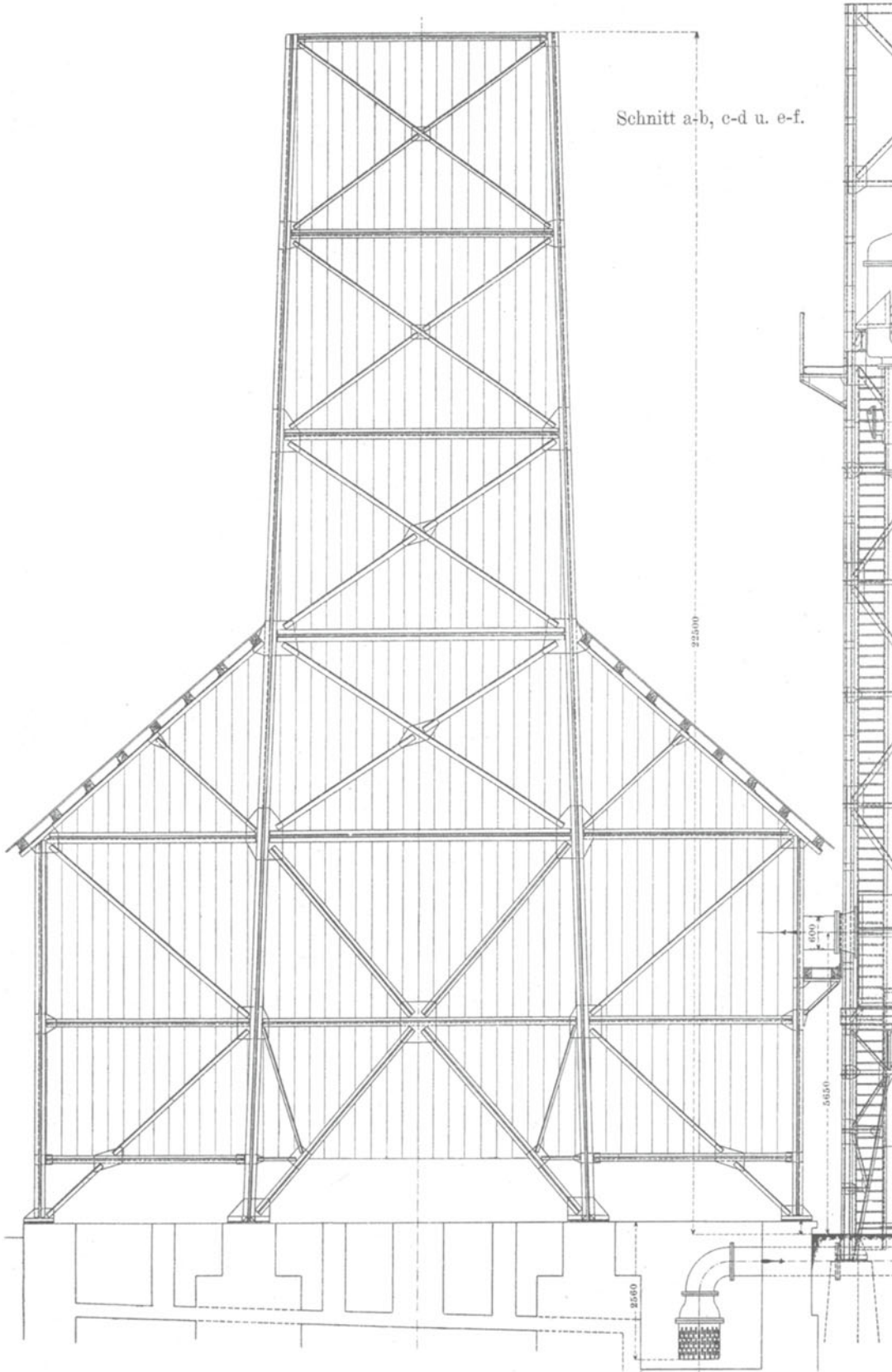
Dieser Kondensator ist in der Georgetown Kraftstation der Seattle Electric Company, Seattle, Washington, aufgestellt, in Verbindung mit einer 8000 KW-Curtis-Turbine. Die Arbeitsbedingungen sind die folgenden:

pro Minute kondensierte Dampfmenge, in kg	Temperatur des Kühlwassers, in Graden C	Vakuum, am Kondensator gemessen, in cm
907	7,22	72,39
1272	7,22	71,76
3290	7,22	71,12
2305	10	71,76
2980	10	71,12
3185	10	70,49
1870	12,78	71,76
2700	12,78	71,12
3200	12,78	69,85
3570	12,78	68,58
2285	15,55	71,12
2900	15,55	69,85
3305	15,55	68,58
1750	18,33	71,12
2540	18,33	69,85
2975	18,33	68,58
3135	18,33	67,95

(Vakuum in jedem Falle bezogen auf 76 cm Barometerstand.)

Für den Kondensator war Modell Nr. XVI gewählt worden (passend für eine Kühlwassermenge von zirka 20—30 cbm pro Minute). Die Hilfsmaschinen sind die folgenden:

Eine 457 mm-Zentrifugalpumpe, direkt gekuppelt mit einer horizontalen Porter-Allen-Dampfmaschine von 279,5 mm Zylinderdurchmesser und 355,5 mm Hub. Ferner eine horizontale Weissche Luftpumpe, von einer Dampfmaschine in Tandem-Anordnung angetrieben. Dampfzylinder 457 mm Bohrung, Luftzylinder 1219 mm-Beide Zylinder 762 mm Hub.



ische Gegenstrom-Kondensation.

$W = 10 \text{ cbm}$; $v_0 = 25 \text{ cbm}$,

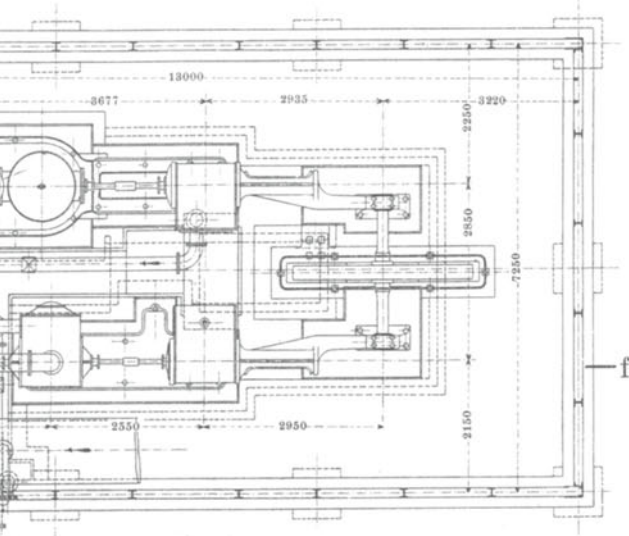
gebaut von der

Werk G. Brinkmann & Co. in Witten a.d. Ruhr

für das Gußstahl-Werk Witten

in Witten a. d. Ruhr.

Fig.

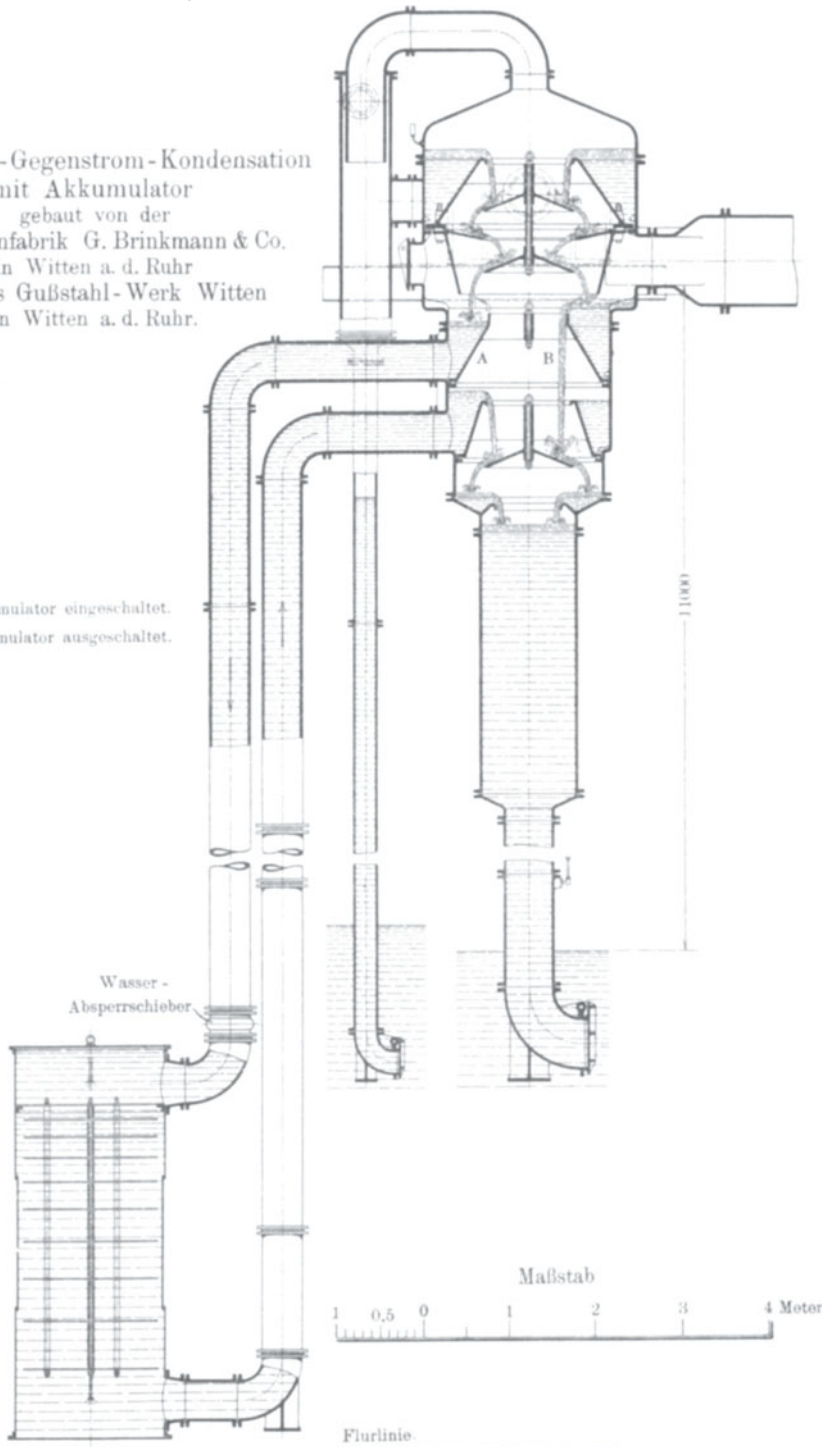


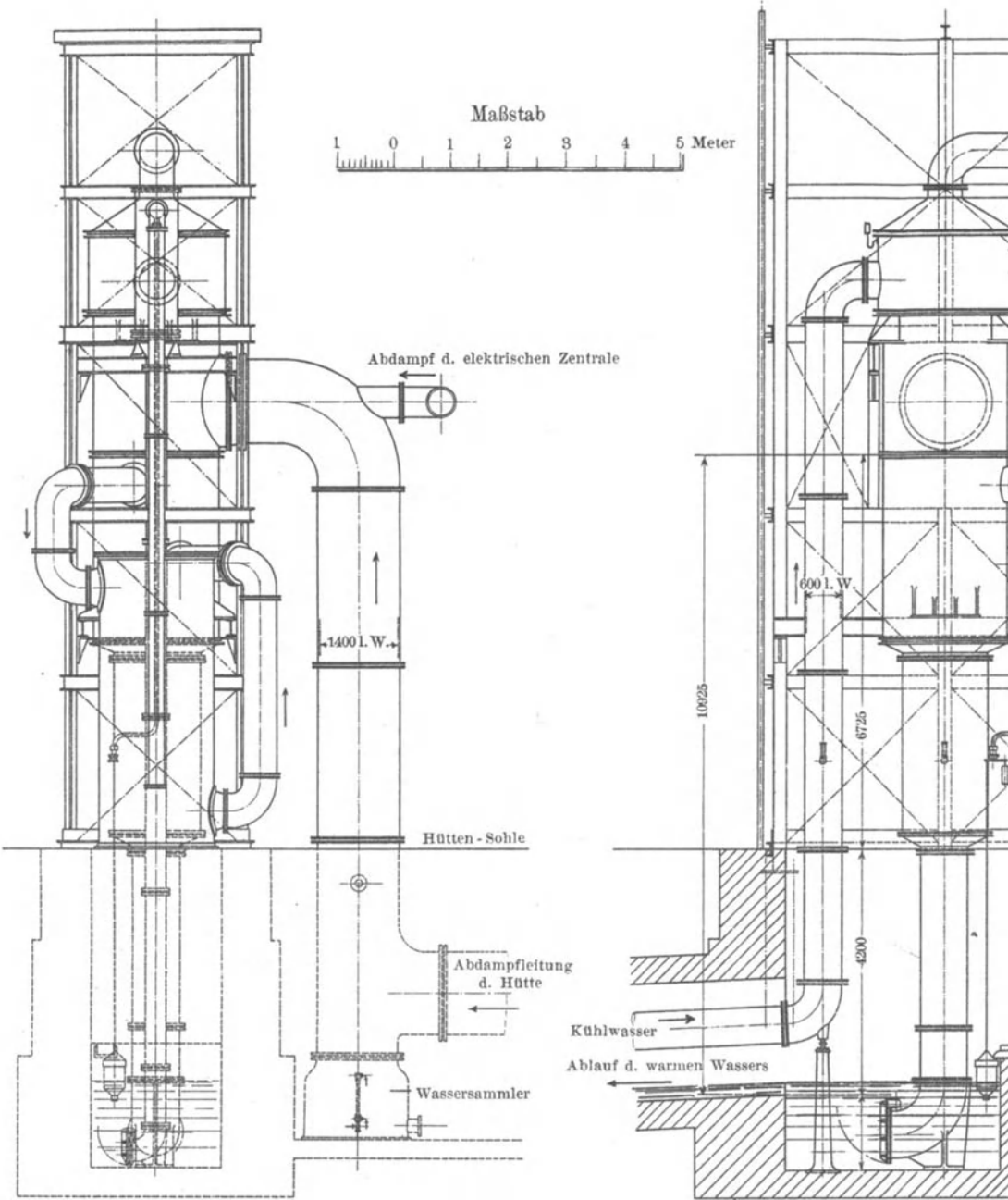
Maßstab



Weiss'sche-Gegenstrom-Kondensation
mit Akkumulator
gebaut von der
Maschinenfabrik G. Brinkmann & Co.
in Witten a. d. Ruhr
für das Gußstahl-Werk Witten
in Witten a. d. Ruhr.

Seite A: Akkumulator eingeschaltet.
Seite B: Akkumulator ausgeschaltet.

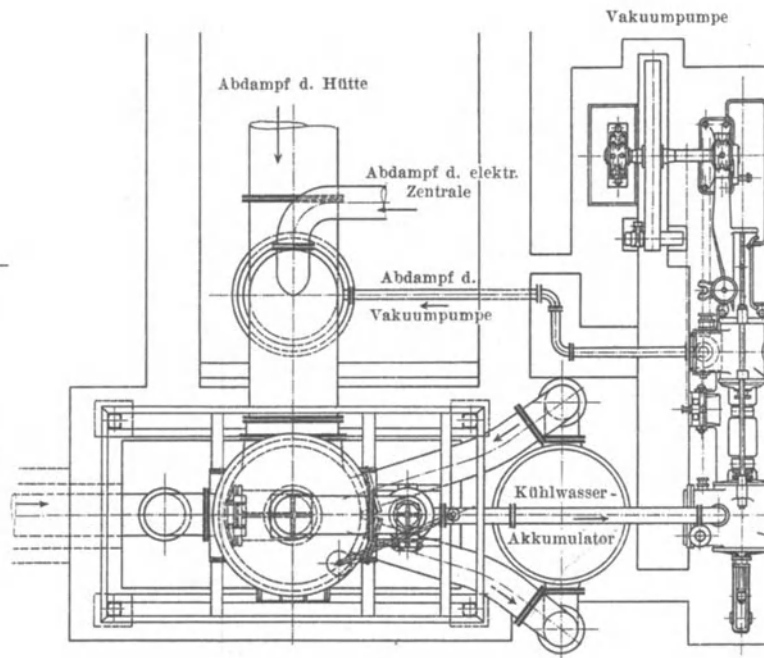
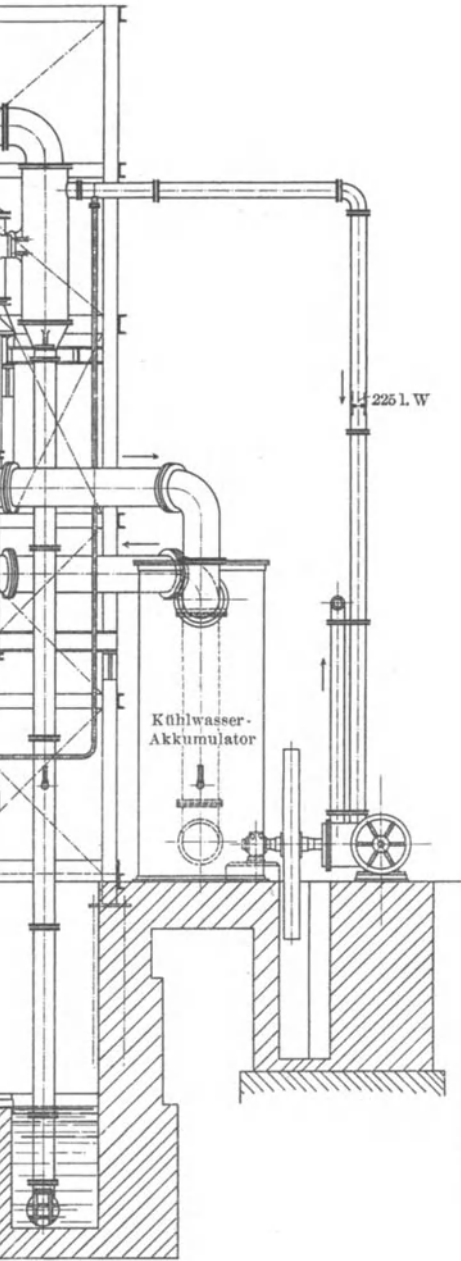




**Weiss'sche Gegenstrom-Kondensations-Anlage
mit Kühlwasser-Akkumulator Pat. Weiss,**
gebaut von der Maschinenfabrik Burckhardt Akt.-Ges. in
für die Société Métallurgique de Sambre & Moselle
in Montigny sur Sambre (Belgien).

Kondensator für eine Kühlwassermenge von 18 cbm pro Min
Vakuumpumpe System Burckhardt & Weiss.

Durchmesser des Dampfkolbens...350 mm
Durchmesser des Luftkolbens.....700 mm
Hub der Kolben.....700 mm
Tourenzahl pro Minute.....40-80
 $V_p=20-40$ cbm pro Minute.

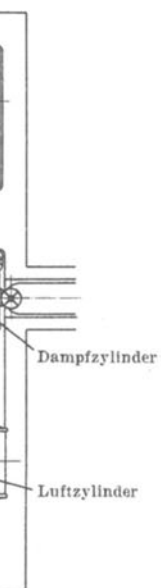


Tafel III.

ge

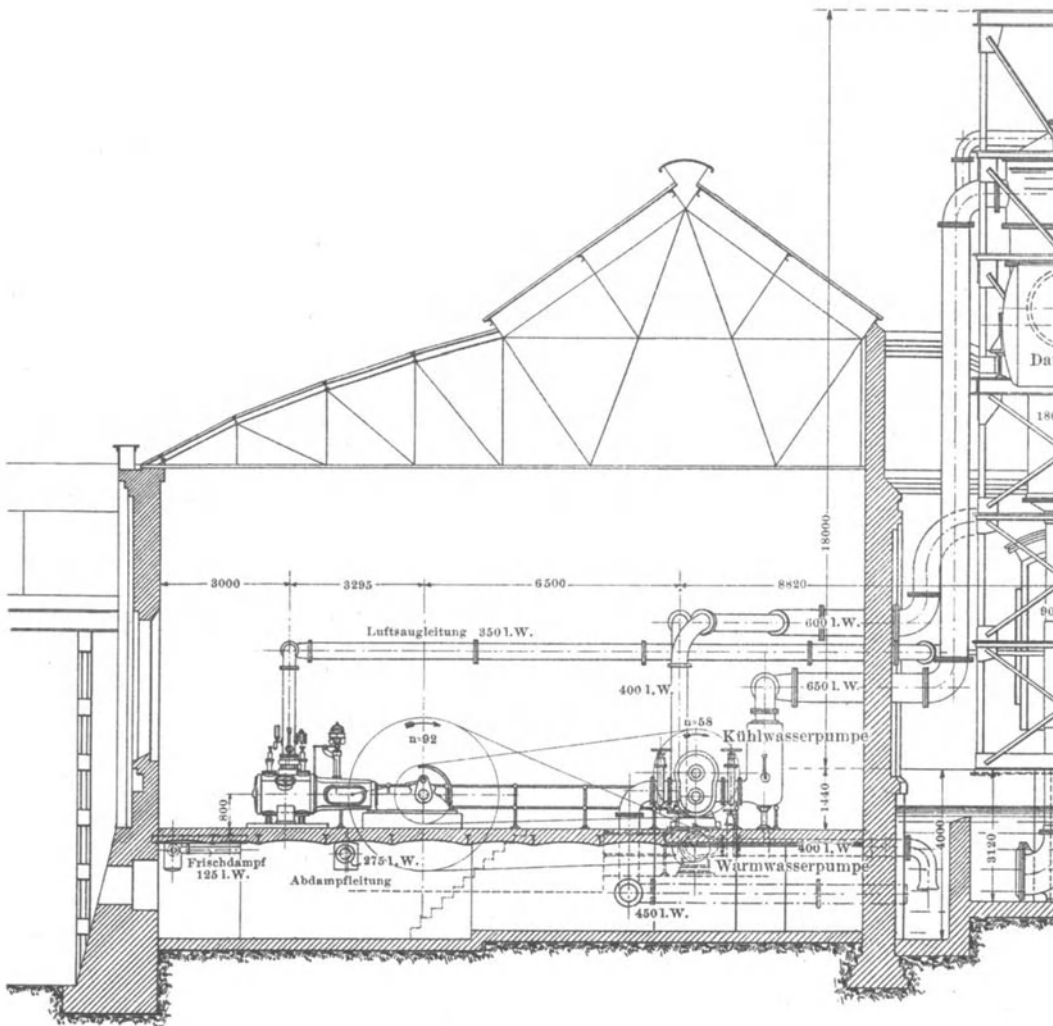
Basel

ute.



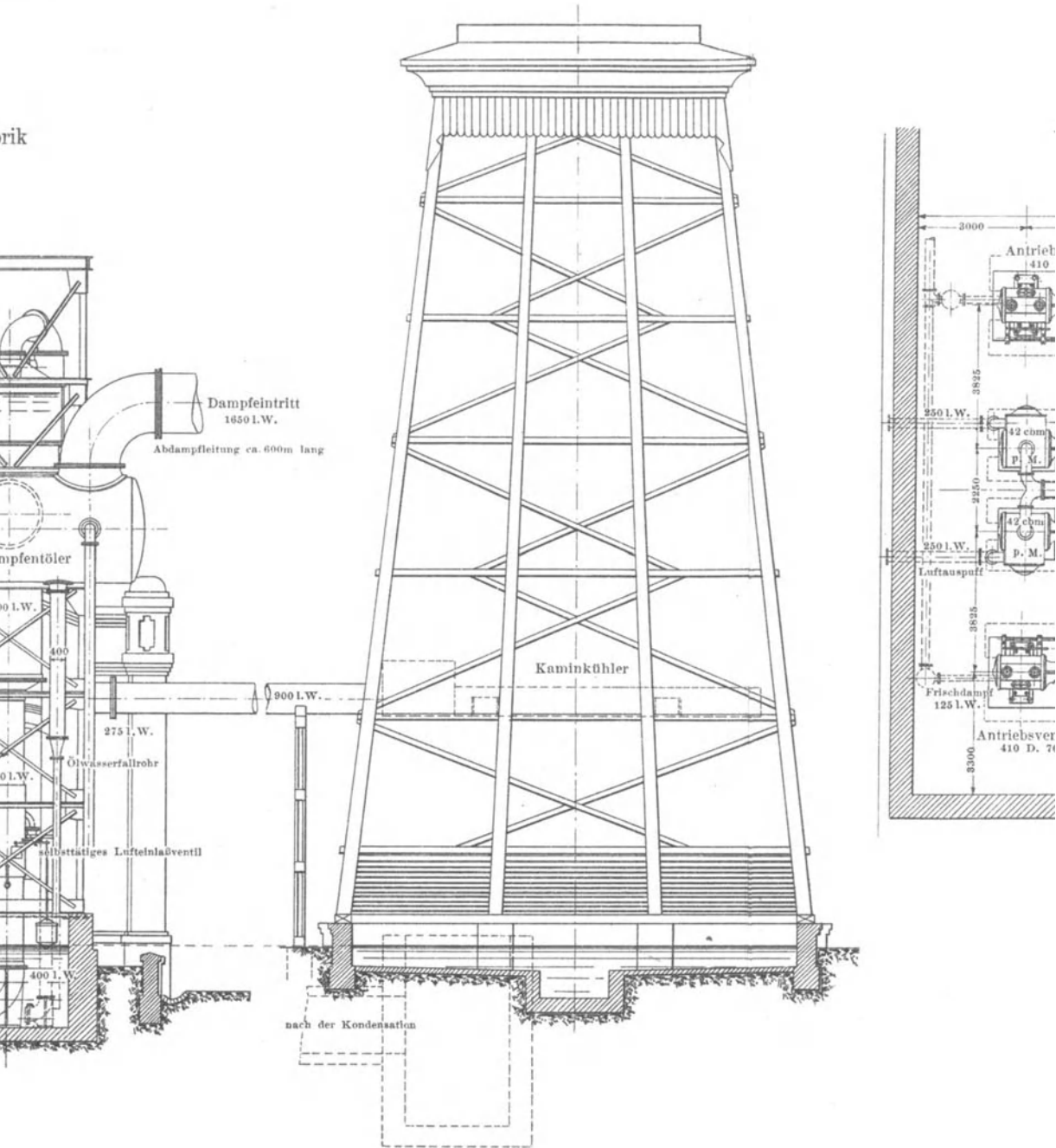
Weiss'sche Zentral-Gegenstrom-Misch-Kondensator
für den „Aachener Hütten-Aktien-Verein“
in Rote Erde b. Aachen,
stündl. Dampfquantum ca. 80000 kg.

Ausgeführt von der Sangerhäuser Aktien-Maschinenfabrik
vorm. Hornung & Rabe, Sangerhausen.



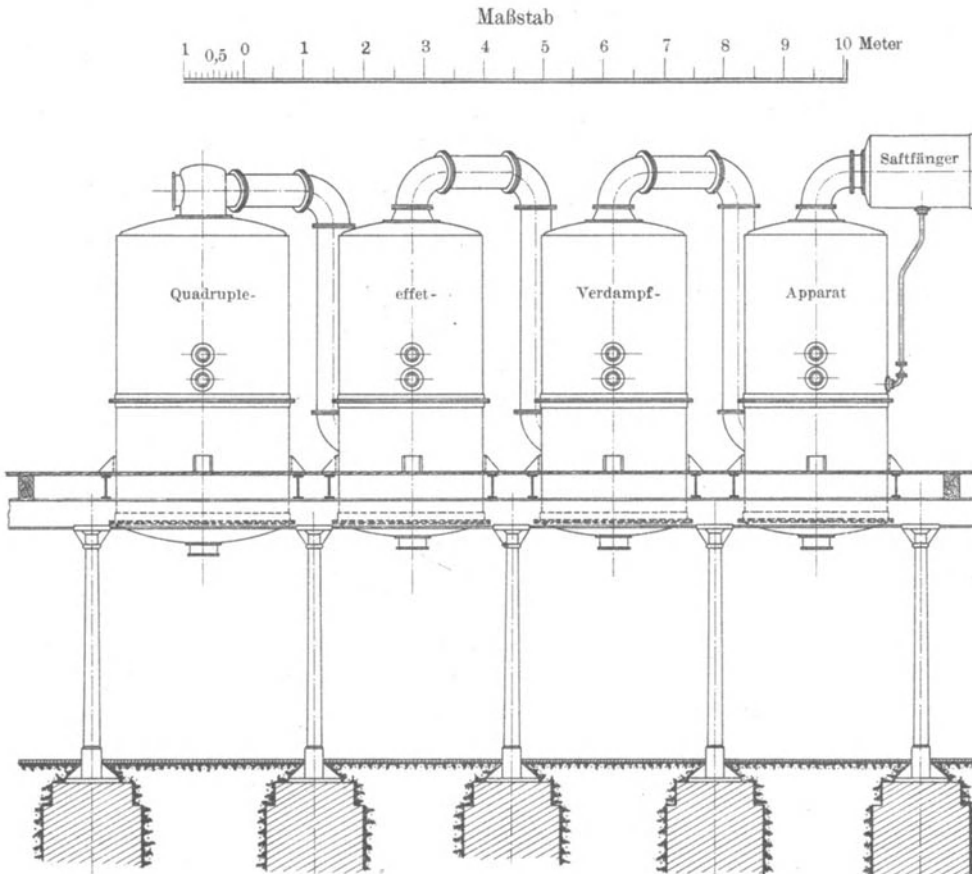
ation

rk

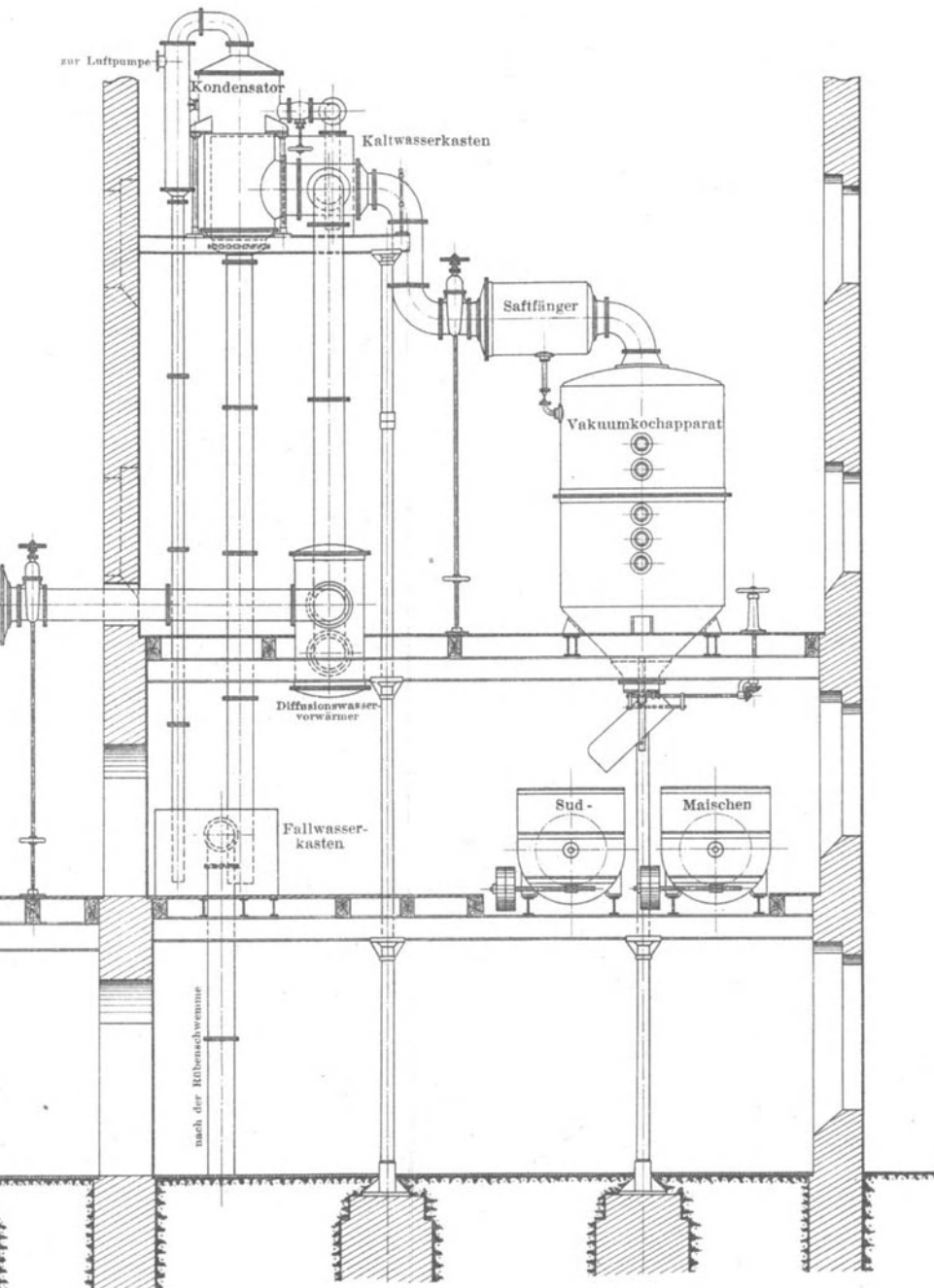


Weiss'scher Gegenstrom-Misch-Kondensator
in Verbindung mit Verdampfapparat u.
Vakuüm-Kochapparat in einer Zuckerfabrik.

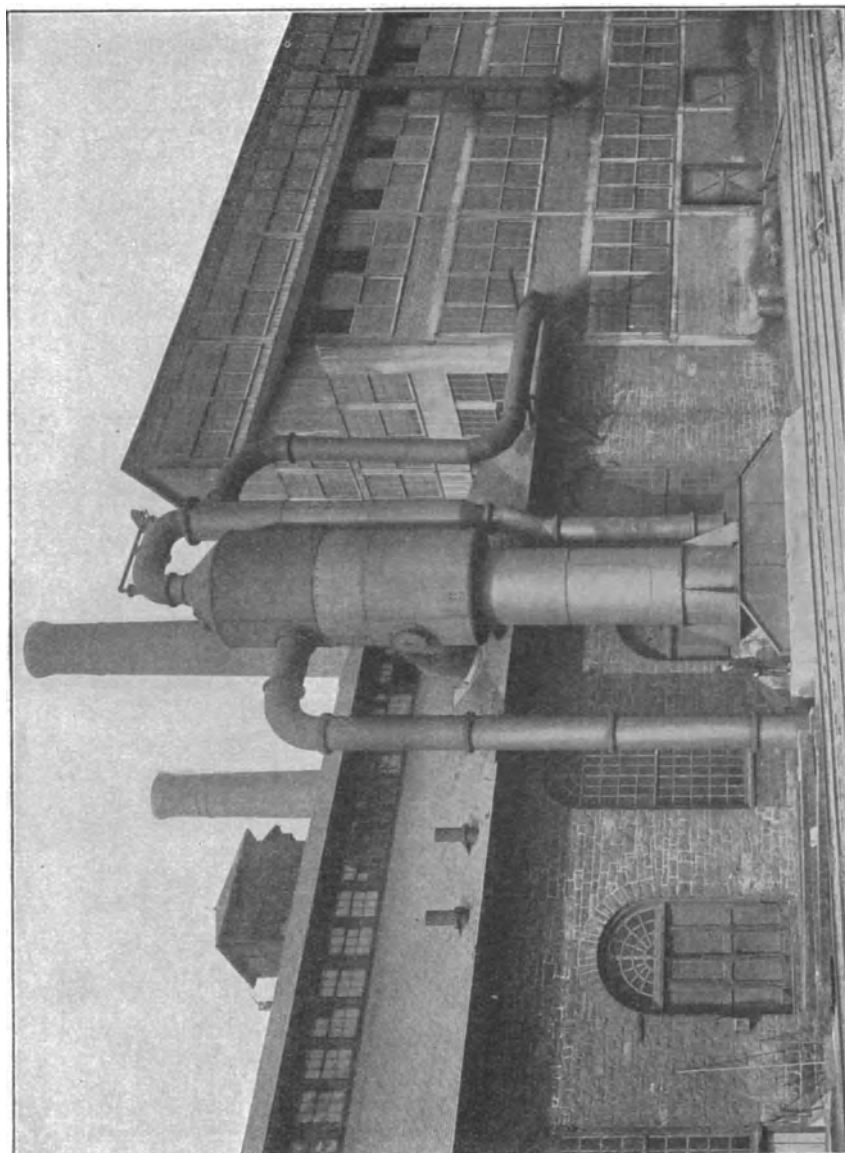
Ausgeführt von der Sangerhäuser Aktien-Maschinenfabrik
vorm. Hornung & Rabe, Sangerhausen.



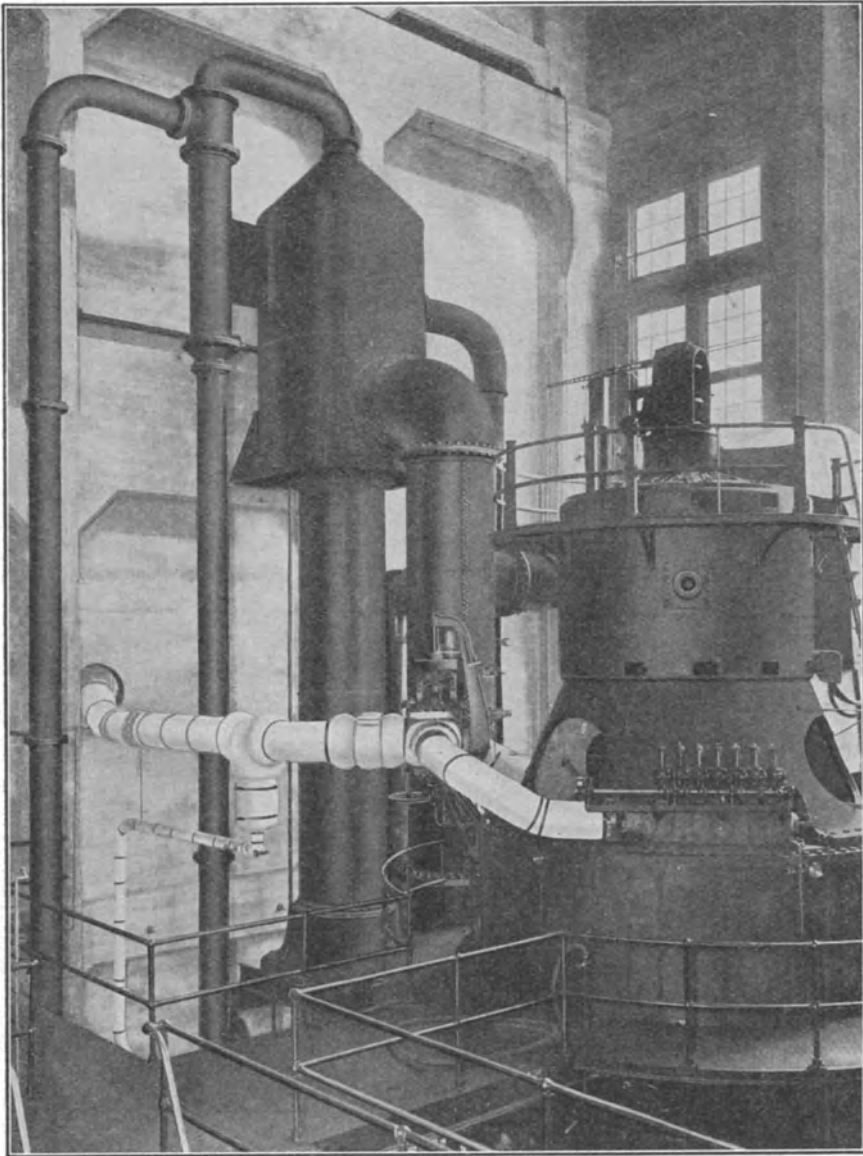
Tafel V.



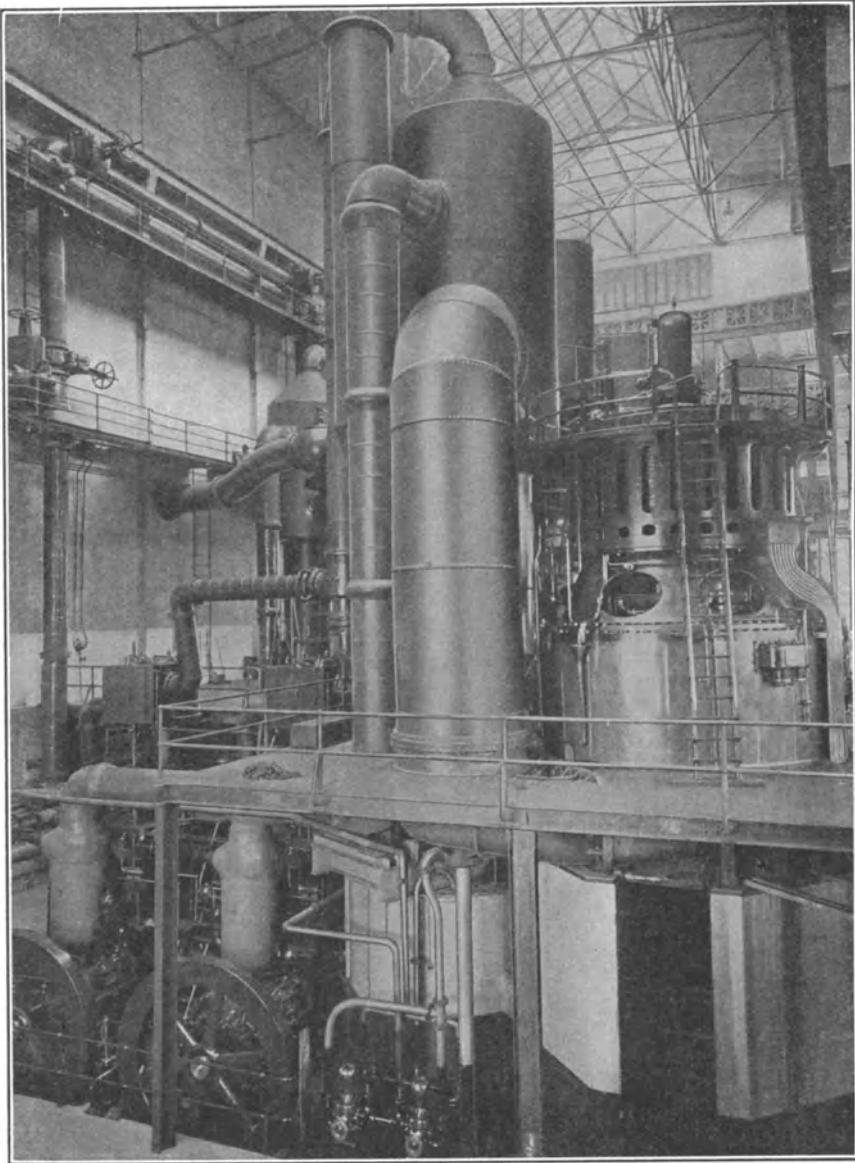
Tafel VI.



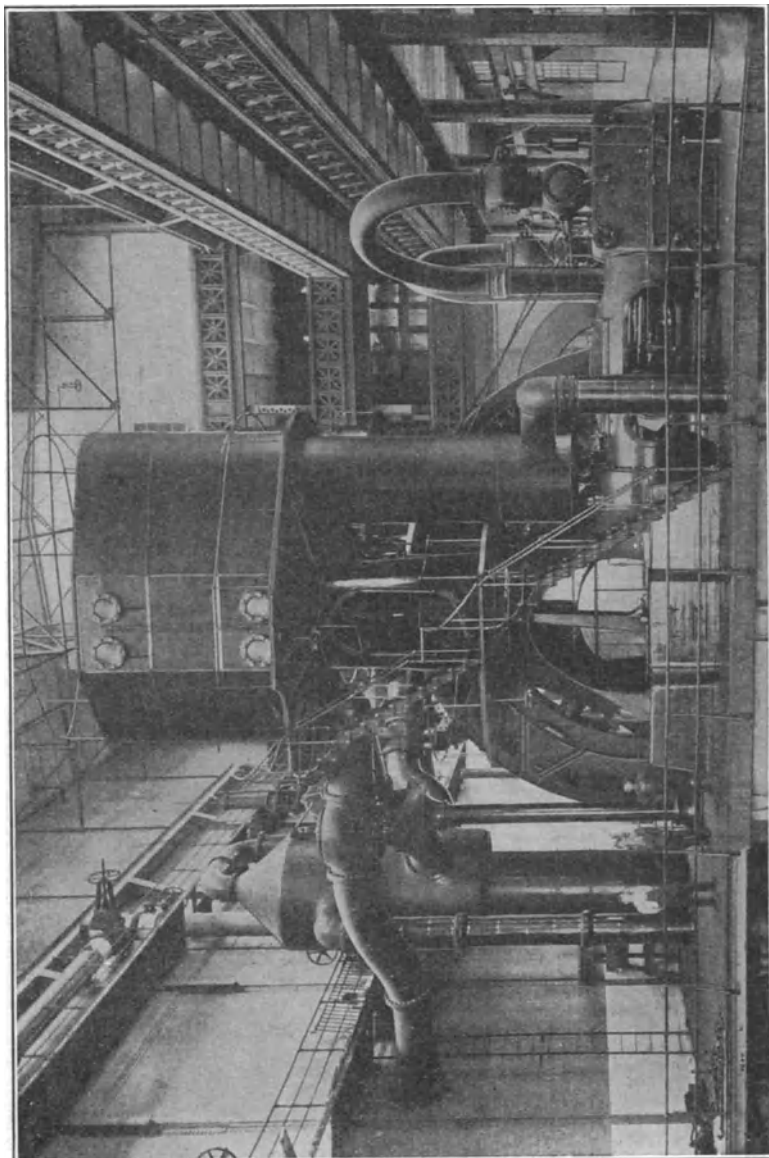
Weisscher Gegenstrom-Kondensator,
gebaut von der Southwark Foundry and Machine Company, Philadelphia, Pa., U. S. in Verbindung
mit sieben Gebläsemaschinen, aufgestellt in den Werken der Bethlehem Steel Comp., in South Bethlehem, Pa.
Kondensierte Pferde 22 750.



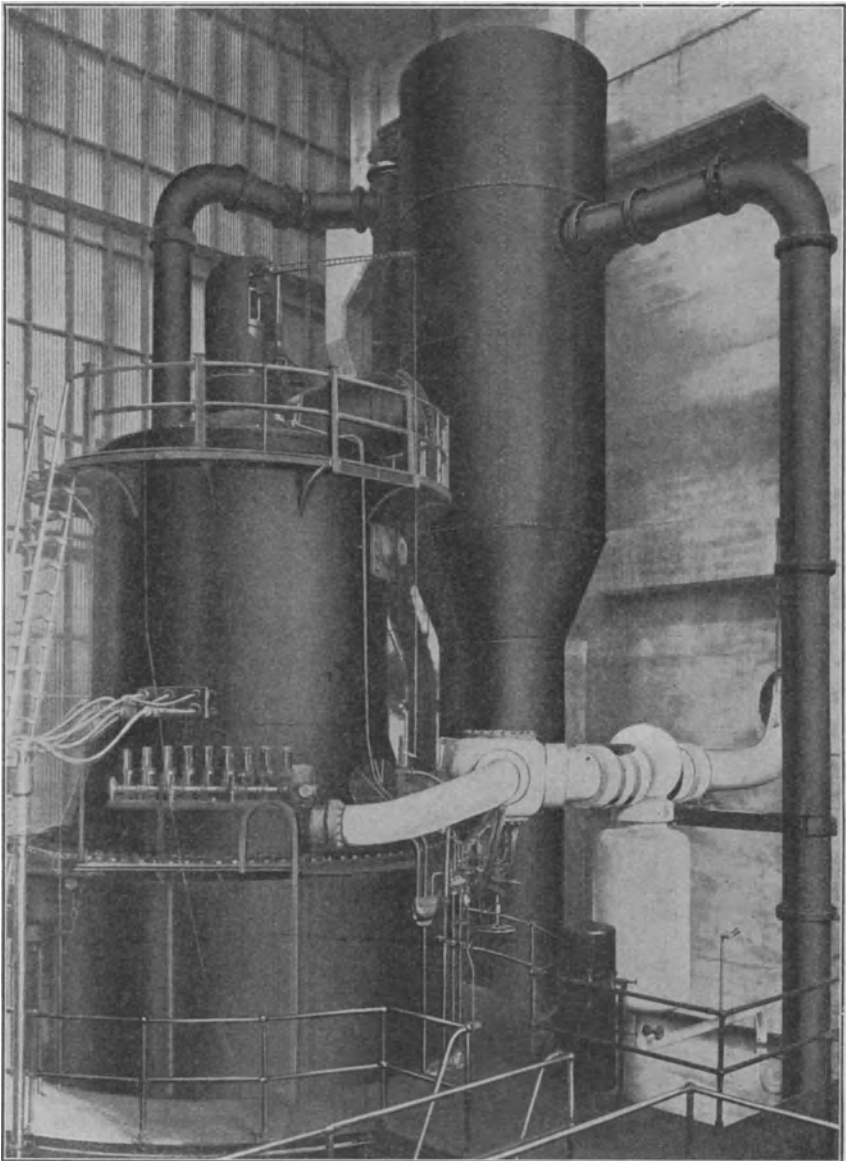
Weisscher Gegenstrom-Kondensator,
gebaut von der Southwark Foundry and Machine Co., Philadelphia, Pa., U. S.
in Verbindung mit einer 3000 K. W. Dampf-Turbine, aufgestellt in der Georgetown
Station der Seattle Electric Company, Seattle, Washington.



Weisscher Gegenstrom-Kondensator,
gebaut von der Southwark Foundry and Machine Co., Philadelphia, Pa., U. S.
in Verbindung mit einer 5000 K. W. Curtis Turbine, aufgestellt in der Haupt-
Kraftstation der Philadelphia Electric Company, Philadelphia, Pa.



Weisscher Gegenstrom-Kondensator
gebaut von der Southwark Foundry and Machine Co., Philadelphia, Pa., U. S., in Verbindung mit einer
5000 K. W. Horizontal-Vertikal-Dampfmaschine.
aufgestellt in der Haupt-Kraftstation der Philadelphia Electric Company. Philadelphia, Pa.



Weisscher Gegenstrom-Kondensator,
gebaut von der Southwark Foundry and Machine Co., Philadelphia, Pa., U. S.,
in Verbindung mit einer 8000 K. W. Curtis Turbine, aufgestellt in der Georgetown
Station der Seattle Electric Company, Seattle, Washington.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Technische Wärmemechanik. Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren aus der Mechanik der Gase und Dämpfe und der mechanischen Wärmetheorie. Von **W. Schüle**, Ingenieur, Oberlehrer an der Königl. Höheren Maschinenbauschule zu Breslau. Mit 118 Textfiguren und 4 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 9,—.

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Von Dr. **R. Mollier**, Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden. Mit 2 Diagrammtafeln. Preis M. 2,—.

Verdampfen, Kondensieren und Kühlen. Erklärungen, Formeln und Tabellen für den praktischen Gebrauch. Von **E. Hausbrand**, Kgl. Baurat. Vierte, vermehrte Auflage. Mit 36 Textfiguren und 74 Tabellen. In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Das Trocknen mit Luft und Dampf. Erklärungen, Formeln und Tabellen für den praktischen Gebrauch. Von **E. Hausbrand**, Kgl. Baurat. Dritte, vermehrte Auflage. Mit Textfiguren und 3 lithograph. Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Kurzes Lehrbuch der Kondensation. Zum Gebrauch an Techniken und technischen Mittelschulen. Von Dipl.-Ing. **Karl Schmidt**, Lehrer an der Städt. Maschinenbauschule in Hildburghausen. Mit ca. 120 Textfiguren. Etwa 10 Bogen 8°. In Leinwand gebunden Preis ca. M. 5,—.

Die Berechnung der Luftpumpen für Oberflächenkondensationen unter besonderer Berücksichtigung der Turbinenkondensationen. Von Dr.-Ing. **Karl Schmidt**, Diplom-Ingenieur. Mit 68 Textfiguren. Preis M. 4,80.

Formeln und Tabellen der Wärmetechnik. Zum Gebrauch bei Versuchen in Dampf-, Gas- und Hüttenbetrieben. Von **Paul Fuchs**, Ingenieur. In Leinwand gebunden Preis M. 2,—.

Die Thermodynamik der Dampfmaschinen. Von **Fritz Krauß**, Ingenieur, behördlich autorisierter Inspektor der Dampfkessel-Untersuchungs- und Versicherungs-Gesellschaft in Wien. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 3,—.

Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Von Prof. **P. Ostertag** in Winterthur. Mit 11 Textfiguren und 2 Tafeln. Preis M. 2,80.

Der Entropiesatz oder der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. Von Dr. phil. **H. Hort**, Dipl.-Ing. in Dortmund. Mit 6 Textfiguren. Preis M. 1,—.

Technische Schwingungslehre. Einführung in die Untersuchung der für den Ingenieur wichtigsten periodischen Vorgänge aus der Mechanik starrer, elastischer, flüssiger und gasförmiger Körper sowie aus der Elektrizitätslehre. Von Dr. **Wilhelm Hort**, Dipl.-Ing. bei den Siemens-Schuckert-Werken. Mit 87 Textfiguren. Preis M. 5,60; in Leinwand gebunden M. 6,40.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Dampfturbinen, mit einem Anhang über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen und über die Gasturbine. Von Dr. **A. Stodola**, Professor am Eidgenöss. Polytechnikum in Zürich. Vierte, umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 856 Figuren und 9 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 30,—.

Thermodynamische Rechentafel (für Dampfturbinen) von Dr.-Ing. **R. Proell**. Mit Gebrauchsanweisung. In Rolle Preis M. 2,50.

Entwerfen und Berechnen der Dampfmaschinen. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende und angehende Konstrukteure. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage. Unter der Presse.

Technische Messungen bei Maschinen-Untersuchungen und im Betriebe. Zum Gebrauch in Maschinenlaboratorien und in der Praxis. Von Prof. Dr.-Ing. **Anton Gramberg**, Dozent an der Technischen Hochschule Danzig. Zweite, umgearbeitete Auflage. Mit 223 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Technische Untersuchungsmethoden zur Betriebskontrolle, insbesondere zur Kontrolle des Dampfbetriebes. Zugleich ein Leitfaden für die Arbeiten in den Maschinenlaboratorien technischer Lehranstalten. Von Ingenieur **Julius Brand**, Oberlehrer an den Kgl. Vereinigten Maschinenbauschulen zu Elberfeld. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 301 Textfiguren, 2 lithogr. Tafeln und zahlreichen Tabellen.
In Leinwand gebunden Preis M. 8,—.

Anleitung zur Durchführung von Versuchen an Dampfmaschinen und Dampfkesseln. Zugleich Hilfsbuch für den Unterricht in Maschinenlaboratorien technischer Schulen. Von **Franz Seufert**, Ingenieur, Oberlehrer an der Kgl. Höheren Maschinenbauschule zu Stettin. Zweite, erweiterte Auflage. Mit 40 Textfiguren.
In Leinwand gebunden Preis M. 2,—.

Berechnen und Entwerfen der Schiffskessel. Unter besonderer Berücksichtigung der Feuerrohr-Schiffskessel. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende, Konstrukteure, Überwachungsbeamte, Schiffingenieure und Seemaschinisten. In Gemeinschaft mit Dipl.-Ing. Hugo Buchholz, Geschäftsführer des Verbandes technischer Schiffsoffiziere, herausgegeben von Prof. **Hans Dieckhoff**, Technischer Direktor der Woermann-Linie und der Deutschen Ostafrika-Linie, vordem etatsmäßiger Professor an der Königlichen Technischen Hochschule zu Berlin. Mit 96 Textabbildungen und 18 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Hilfsbuch für den Maschinenbau. Für Maschinentechniker sowie für den Unterricht an technischen Lehranstalten. Von **Fr. Freytag**, Professor, Lehrer an den Technischen Staatslehranstalten zu Chemnitz. Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 1041 Textfiguren und 10 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 10,—; in Leder gebunden M. 12,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Pumpen. Berechnung und Ausführung der für die Förderung von Flüssigkeiten gebräuchlichen Maschinen. Von **Konrad Hartmann** und **J. O. Knoke**. Dritte, neu bearbeitete Auflage von **H. Berg**, Professor an der Technischen Hochschule zu Stuttgart. Mit 704 Textfiguren und 14 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 18,—.

Die Gebläse. Bau und Berechnung der Maschinen zur Bewegung, Verdichtung und Verdünnung der Luft. Von **Albrecht von Ihering**, Kaiserl. Regierungsrat, Mitglied des Kaiserl. Patentamtes, Dozent an der Universität zu Berlin. Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 522 Textfiguren und 11 Tafeln. In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Rohrleitungen. Herausgegeben von der Gesellschaft für Hochdruckrohrleitungen m. b. H., Berlin. Mit 182 Textfiguren, 15 Voll- und 8 Halbbildern sowie 2 Tafeln. Mit Preis-, Gewichts- und Maßtabellen, in Halbfranz gebunden M. 10,—. Ohne „ „ „ „ „ „ „ „ M. 8,—.

Generator-, Kraftgas- und Dampfkesselbetrieb in bezug auf Wärmeerzeugung und Wärmeverwendung. Eine Darstellung der Vorgänge, der Untersuchungs- und Kontrollmethoden bei der Umformung von Brennstoffen für den Generator-, Kraftgas- und Dampfkesselbetrieb. Von **Paul Fuchs**, Ingenieur. Zweite Auflage von „Die Kontrolle des Dampfkesselbetriebes“. Mit 42 Textfiguren. In Leinwand gebunden Preis M. 5,—.

Aufgaben aus der Technischen Mechanik. Von Professor **F. Wittenbauer**. In drei Bänden.

- I. Allgemeiner Teil. 770 Aufgaben nebst Lösungen. Mit zahlreichen Textfiguren. Preis M. 5,—; in Leinw. geb. M. 5,80.
 - II. Teil: Festigkeitslehre. 545 Aufgaben nebst Lösungen. Mit 457 Textfiguren. Preis M. 6,—; in Leinw. geb. M. 6,80.
 - III. Teil: Flüssigkeiten und Gase. Erscheint im Herbst 1910.
-

Die Entwicklung der Dampfmaschine. Eine Geschichte der ortsfesten Dampfmaschine und der Lokomobile, der Schiffsmaschine und Lokomotive. Im Auftrage des Vereines Deutscher Ingenieure bearbeitet von **Conrad Matschoß**. Zwei Bände. Mit 1853 Textfiguren und 38 Bildnissen. Preis in Leinw. gb. M. 24,—; in Halbl. gb. M. 27,—.

Beiträge zur Geschichte der Technik und Industrie. Jahrbuch des Vereines deutscher Ingenieure. Herausgegeben von **Conrad Matschoß**. Erster Band 1909. Mit 247 Textfiguren und 5 Bildnissen. Preis M. 8,—; in Leinwand gebunden M. 10,—.

Darmstaedters Handbuch zur Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik. In chronologischer Darstellung. Zweite, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung von Professor **Dr. R. du Bois-Reymond** und Oberst z. D. **C. Schaefer** herausgegeben von Professor **Dr. L. Darmstaedter**. In Leinwand gebunden Preis M. 16,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Verlag von Julius Springer in Berlin.

Die Regelung der Kraftmaschinen. Berechnung und Konstruktion der Schwunräder, des Massenausgleichs und der Kraftmaschinenregler in elementarer Behandlung. Von Professor **Max Tolle**, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Karlsruhe. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 463 Textfiguren und 19 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 26,—.

Hilfsbuch für Dampfmaschinen-Techniker. Herausgegeben von **Joseph Hrabák**, k. und k. Hofrat, emer. Professor an der k. und k. Bergakademie in Pöbbram. Vierte, bedeutend erweiterte Auflage. In drei Teilen. Mit Textfiguren. In drei Leinwandbände geb. Preis M. 20,—.

Theorie und praktische Berechnung der Heißdampfmaschinen. Mit einem Anhang über die Zweizylinder-Kondensations-Maschinen mit hohem Dampfdruck. Von **Josef Hrabák**, k. k. Hofrat, emer. Professor der k. k. Bergakademie in Pöbbram.
In Leinwand gebunden Preis M. 7,—.

Das Entwerfen und Berechnen der Verbrennungsmotoren. Handbuch für Konstrukteure und Erbauer von Gas- und Ölkraftmaschinen. Von **Hugo Güldner**, Oberingenieur, Direktor der Güldner-Motoren-Gesellschaft. Dritte, umgearbeitete Auflage.
In Vorbereitung.

Die Gasmaschine. Ihre Entwicklung, ihre heutige Bauart und ihr Kreisprozeß. Von **R. Schöttler**, Geh. Hofrat, o. Professor an der Herzogl. Technischen Hochschule zu Braunschweig. Fünfte, umgearbeitete Auflage. Mit 622 Figuren im Text und auf 12 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 20,—.

Großgasmaschinen. Ihre Theorie, Wirkungsweise und Bauart. Von **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Mit 400 Textfiguren und 6 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 10,—.

Die Dampfkessel. Ein Lehr- und Handbuch für Studierende technischer Hochschulen, Schüler höherer Maschinenbauschulen und Techniker sowie für Ingenieure und Techniker. Bearbeitet von Professor **F. Tetzner**, Oberlehrer an den Kgl. Vereinigten Maschinenbauschulen zu Dortmund. Vierte, verbesserte Auflage. Mit ca. 150 Textfiguren und über 40 lithogr. Tafeln.
Unter der Presse.

Leitfaden zum Berechnen und Entwerfen von Lüftungs- und Heizungs-Anlagen. Ein Hand- und Lehrbuch für Ingenieure und Architekten. Von **H. Rietschel**, Geh. Regierungs-Rat, Professor an der Königlichen Technischen Hochschule zu Berlin. Vierte, vollständig neu bearbeitete Auflage. Zwei Teile. Mit 92 Textfiguren, 25 Tabellen und 33 Tafeln.
In zwei Leinwandbände gebunden Preis M. 24,—.

Heizung und Lüftung von Gebäuden. Ein Lehrbuch für Architekten, Betriebsleiter und Konstrukteure. Von Professor **Dr.-Ing Anton Gramberg**, Dozent an der Königlichen Technischen Hochschule in Danzig-Langfuhr. Mit 236 Figuren im Text und auf 3 Tafeln.
In Leinwand gebunden Preis M. 12,—.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.