

# Theorie und Berechnung der Kohlenstaubfeuerungen

Von

Dr.-Ing. Wilhelm Gumz VDI

Mit 40 Abbildungen



Berlin  
Verlag von Julius Springer  
1939

ISBN-113: 978-3-642-98616-1 e-ISBN-13: 978-3-642-99431-9  
DOI: 10.1007/978-3-642-99431-9

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung  
in fremde Sprachen, vorbehalten.  
Copyright 1939 by Julius Springer in Berlin.**

## Vorwort.

Die Kohlenstaubfeuerung hat sich in den letzten Jahrzehnten im wesentlichen empirisch entwickelt und heute einen Stand erreicht, bei dem weitere Fortschritte ohne systematische Forschungsarbeit und ohne eine ausreichende theoretische Untermauerung kaum noch möglich erscheinen. Die Schwierigkeiten sind, gemessen an den verhältnismäßig geringen Fortschritten, die Theorie und Berechnung der Kohlenstaubfeuerung bisher gemacht haben, offenbar groß, aber keineswegs unüberwindlich. Früher bestand im Feuerungsbau wie auch im Kesselbau nur ein geringes Bedürfnis nach einer Herausarbeitung der theoretischen Grundlagen, doch haben sich die Verhältnisse inzwischen wesentlich geändert. Nicht nur für die Berechnung selbst, auch für die Schaffung klarerer Vorstellungen erweist sich die Theorie als nützlich. Viele der bisher vorliegenden Arbeiten bleiben bei der Untersuchung der vielfältigen Einflüsse auf die Vorgänge der Verbrennung in der Kohlenstaubfeuerung auf halbem Wege stehen und bekennen, daß das Problem rechnerisch kaum ganz zu fassen ist. Diese Einschränkung gilt vor allem auch von den aerodynamischen Einflüssen, die man sehr hoch veranschlagt, ja vielfach auch sehr überschätzt hat, ohne sie bisher in die Rechnung einbeziehen zu können.

Die vorliegende Veröffentlichung setzt sich zum Ziel, die Vorgänge in der Kohlenstaubfeuerung anschaulich zu machen und rechnerisch zu klären; sie will darüber hinaus Ansatzmöglichkeiten für eine Weiterentwicklung aufzeigen, die ohne weiteres gegeben sind, wenn es gelingt, alle wesentlichen Einflüsse auf den Verbrennungsvorgang und auf die Feuerungsleistung klarzulegen. Den Ausgangspunkt bildet die Aerodynamik und die Physik des Verbrennungsvorganges in der Schwebel. Der Vergleich mit den bisher vorliegenden Meßergebnissen zeigt, daß die Lösung dieser Aufgabe als gelungen angesehen werden kann; darüber hinaus bringt die Rechnung eine Aufklärung mancher scheinbarer Widersprüche, die einige Versuchsergebnisse unter sich und im Vergleich mit anderen zeigen.

Der Wert der theoretischen Überlegungen liegt nicht nur in der Schaffung geeigneter Berechnungsunterlagen für Kohlenstaubfeuerungen, sondern in der Möglichkeit, Versuche, die große Opfer an Zeit und

Geld erfordern würden und die aus diesem Grunde auch vielfach unterbleiben, überflüssig zu machen oder sie zumindest einzuschränken und in richtige Bahnen zu lenken. An diesem Ziel mitzuwirken, ist Aufgabe dieser Arbeit. Sie mag als ein Baustein zum weiteren Ausbau der theoretischen Grundlagen der Feuerungstechnik angesehen werden, sie kann indessen aber ohne Zweifel, so viele offene Fragen bestehen bleiben mögen, auch der praktischen Feuerungstechnik und dem Feuerungsbau unmittelbar dienen.

Die Ausführungen schließen sich eng an die Ableitungen an, die ich unter dem Titel „Vergasung in der Schwebe“<sup>1</sup> und als kleinere Zeitschriftenaufsätze<sup>2</sup> veröffentlicht habe. Dem Reichskohlenrat, besonders Herrn Dr.-Ing. H. SCHWARTZKOPFF, Berlin, möchte ich an dieser Stelle für seine fördernde Anteilnahme an dieser Arbeit danken.

Essen, im Sommer 1939.

W. GUMZ.

---

<sup>1</sup> Diss. Berlin 1938, Feuerungstechn. 26 (1938), 12, S. 361/370 Bericht D. 80 an den Reichskohlenrat Berlin 1938.

<sup>2</sup> Feuerungstechn. 26 (1938), 8, S. 253/255 u. 11 S. 337/340.

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung . . . . .	1
Aerodynamik des Staubes . . . . .	2
Wesen der Verbrennungsreaktion . . . . .	15
Wärmeübergang auf die Staubteilchen . . . . .	22
Ermittlung der Brennzeit . . . . .	24
Die Stoffaustauschzahl . . . . .	25
Berechnung der Brennzeit . . . . .	28
Verbrennung mit Luftüberschuß . . . . .	31
Brennzeit von Kohlenstaub . . . . .	34
Einfluß der flüchtigen Bestandteile . . . . .	34
Einfluß des Blähgrades . . . . .	37
Einfluß des Ausbrandes . . . . .	41
Einfluß des Aschengehaltes . . . . .	42
Förderung und Einblasung des Staub-Luft-Gemisches . . . . .	45
Vergleich der berechneten Brennzeit mit Meßergebnissen . . . . .	49
Versuche von D. F. SMITH und H. GUDMUNDSEN . . . . .	50
Versuche von F. HINZ . . . . .	53
Versuche von E. AUDIBERT . . . . .	54
Versuche von GRIFFIN, ADAMS und SMITH . . . . .	56
Versuche von W. WENTZEL . . . . .	58
Versuche an Kessel- und Ofenfeuerungen . . . . .	61
Zusammenfassung . . . . .	65
Andere theoretische Untersuchungen . . . . .	66
Raumbedarf und Kornweglänge. Bemessung der Kohlenstaubbrenn- kammern . . . . .	67
Die Zündung von Kohlenstaub . . . . .	68
Betrachtung über die Zündvorgänge . . . . .	68
Berechnung der Zündzeit . . . . .	73
Konvektivzündung . . . . .	73
Einfluß der Feuchtigkeit . . . . .	77
Konvektiv- und Strahlungszündung . . . . .	79
Strahlungszündung . . . . .	80
Schlußfolgerungen . . . . .	81
Betrachtung über die Trocknungsvorgänge . . . . .	82
Schlußwort . . . . .	85
Anhang: Die Vergasung in der Schwebel . . . . .	87
Namenverzeichnis . . . . .	88
Stichwortverzeichnis . . . . .	88

## Einleitung.

Angelpunkt der Wirtschaftlichkeit einer Kohlenstaubfeuerung ist die Frage der zulässigen Feuerraumbelastung und des zulässigen größten Korndurchmessers (Mahlfeinheit). Ziel der Entwicklung ist die Steigerung der spezifischen Leistung der Feuerräume ohne wesentliche Einbuße an Wirkungsgrad bei gleichzeitiger Verwendung eines möglichst groben, mit geringen Mahlkosten und geringem Mühlenverschleiß herstellbaren Brennstaubes. Weitere Aufgaben liegen vor allem auch in der Umstellung von einer Staubsorte auf eine andere, z. B. der Übergang von Braunkohlenstaub auf Schwelkoks und der Frage der Auswahl geeigneter Brennstoffsorten und der für sie notwendigen Mahlfeinheiten. Endlich muß erwähnt werden, daß ein Ausbau und eine Verfeinerung der Berechnungsergebnisse selbstverständlich dazu beiträgt, die Bemessung von Kohlenstaubfeuerungen sicherer zu gestalten, so daß auch die letzten Möglichkeiten aus einer gegebenen Feuerung herausgeholt werden können. Dadurch werden sich in vielen Fällen spezifische Leistungssteigerungen ergeben, die zu einer beträchtlichen Verkleinerung der Feuerräume und damit auch des Baustoffaufwandes führen, so daß es sich in allen Fällen lohnen wird, den theoretisch gegebenen Möglichkeiten ernste Beachtung zu schenken, um daraus alle notwendigen Folgerungen für die Praxis zu ziehen.

Im Feuerungsbau hat sich mehr und mehr die Erkenntnis durchgesetzt, daß man mit einigen wenigen Zahlen über spezifische Belastbarkeit und zweckmäßige Auslegung von Rostflächen, Feuerräumen usw. nicht mehr auskommt, und daß ein genaues Studium des Verbrennungsvorganges notwendig ist, um dadurch zu einer praktischen Weiterentwicklung des Feuerungsbaues zu gelangen. Es hat sich für manchen vielleicht überraschenderweise herausgestellt, daß es mit einer Ausnahme ausschließlich physikalische Faktoren sind, die den Ablauf des Vorganges in der Feuerung bestimmen. Die erwähnte Ausnahme betrifft die Vorgänge im Gebiet niedrigster Temperaturen, die wir als Zündung zu bezeichnen pflegen. Die zukünftige Entwicklung der Feuerungstechnik liegt daher in einem weiteren Ausbau der Physik der Verbrennungsvorgänge, wobei wiederum Strömungsvorgänge, Fragen der Wärmeübertragung und des mit ihm verwandten Stoffaustausches an den Grenzen des festen Brennstoffes und des Gasraumes und im Gasraum selbst die Hauptrolle spielen.

## Aerodynamik des Staubes.

In der Kohlenstaubfeuerung verbrennt fester, fein gemahlener Brennstoff in der Schwebel. Es ist daher eine Selbstverständlichkeit, daß jedes Berechnungsverfahren von der Aerodynamik des Staubes ausgehen muß, sofern es Ergebnisse zeitigen soll, die der Wirklichkeit entsprechen. Es berührt vielleicht eigentümlich, daß man der Aerodynamik des Staubes bisher recht wenig Beachtung geschenkt hat, und dies ist wohl auch ein Grund, warum die theoretische Behandlung der Vorgänge in der Staubleuerung nur wenig Fortschritte machen konnte.

Im folgenden betrachten wir zunächst einmal kugelförmige Teilchen, eine Annahme, die, wie sich noch zeigen wird, durchaus berechtigt ist, auch dann, wenn es sich um Staub von ganz verschiedenartiger Gestalt handelt. Eine Kugel, die sich frei im Gasraum bewegen kann, wird in dem Augenblick, wo ihre konstante, nach unten gerichtete Fallgeschwindigkeit gleich der nach oben gerichteten Geschwindigkeit des sie umgebenden Gases ist, in der Schwebel gehalten, und man bezeichnet diese Gasgeschwindigkeit als die Schwebelgeschwindigkeit der Kugel. Zwischen der Korngröße des Staubes bzw. dem Kugeldurchmesser (Maschenweite des den Staub gerade noch durchlassenden Siebes) und der Fallgeschwindigkeit bzw. Schwebelgeschwindigkeit lassen sich aus der Definition der Schwebelgeschwindigkeit Beziehungen aufstellen, die ziffernmäßig noch verbessert werden können, wenn man an Stelle der Maschenweite den „gleichwertigen Kugeldurchmesser“ einführt.

Zur Berechnung der Fallgeschwindigkeit ist die Kenntnis der Widerstandszahl  $C$  der Kugel notwendig, die definiert ist durch die Beziehung

$$(1) \quad C = \frac{W}{\frac{d^2 \pi}{4} \cdot \frac{w^2}{2g} \cdot \gamma} .$$

Darin bedeutet  $W$  den Widerstand, der bei den Gleichgewichtsbedingungen der Schwebel gleich dem Kugelgewicht abzüglich des Kugelauftriebes ist, also

$$(2) \quad W = \frac{\pi d^3}{6} (\gamma_k - \gamma) ,$$

ferner bedeutet  $d$  den Kugeldurchmesser in  $m$ ,  $w$  die Fall- bzw. Schwebelgeschwindigkeit in  $m/s$ ,  $\gamma_k$  das spez. Gewicht (die Wichte) der Kugel und  $\gamma$  dasjenige des Traggases in  $kg/m^3$ . Die Widerstandszahl  $C$  ist in einem sehr weiten Bereich als Funktion der REYNOLDSSchen Zahlen  $Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$  (worin  $\nu$  die kinematische Zähigkeit in  $m^2/s$  bedeutet) bekannt; es ist daher von mehreren Seiten vorgeschlagen worden,

aus  $C = f(Re)$  die Fallgeschwindigkeit punktweise zu errechnen<sup>1</sup>. Wünschenswerter wäre es indessen, eine möglichst einfache Beziehung zwischen  $C$  und  $Re$  aufzufinden, so daß die Fallgeschwindigkeit unmittelbar errechnet werden könnte. Derartige theoretisch begründete Lösungen sind bekannt, so z. B. die STOKESSche Gleichung, die

$$(3) \quad C = 24 \cdot (Re)^{-1}$$

setzt. Dieser Ausdruck in Gl. (1) eingeführt und die Kombination der Gl. (1) und (2) ergibt, nach der Geschwindigkeit aufgelöst,

$$(4) \quad w = \frac{1}{18} \cdot d^2 \cdot \frac{\gamma_k - \gamma}{\nu} \cdot g \cdot \frac{1}{\nu}$$

bzw., wenn an Stelle der kinematischen Zähigkeit  $\nu$  die dynamische Zähigkeit

$$(5) \quad \eta = \rho \cdot \nu = \frac{\gamma}{g} \cdot \nu$$

eingesetzt wird,

$$(6) \quad w = \frac{1}{18} \cdot d^2 \cdot (\gamma_k - \gamma) \cdot \frac{1}{\eta}.$$

Diese Gleichung erwies sich für reale Gase als verbesserungsbedürftig, und OSEEN hat eine Gleichung aufgestellt, in welcher er

$$(7) \quad C = \frac{24}{Re} \cdot \left(1 + \frac{3}{16} \cdot Re\right)$$

eingeführt hat. Darüber hinaus wurden empirische Gleichungen aufgestellt, so z. B. von L. SCHILLER und A. NAUMANN, von T. WIDELL und von N. FRÖSSLING<sup>2</sup> u. a. m. Alle diese Gleichungen haben die Eigenart, daß sie entweder nur einen sehr engen Bereich der REYNOLDSSchen Zah-

<sup>1</sup> GUMZ, W.: Feuerungstechn. 26 (1938), 12, S. 361/370 — Bericht D. 80 an den Reichskohlenrat.

<sup>2</sup> SCHILLER, L., u. A. NAUMANN: Z. VDI 77 (1933), 12, S. 318/20 und nach dem gleichen Verfahren E. RAMMLER u. O. AUGUSTIN: Braunkohle 38 (1939), 1 u. 2, S. 1/10 u. 18/26. — WIDELL, T.: Z. VDI 80 (1936), 50, S. 1497/98 u. 81 (1937), 10, S. 308. — FRÖSSLING, N.: Gerlands Beitr. Geophys. 51 (1937), 2/3, S. 167/173. — L. SCHILLER u. A. NAUMANN verwenden die Formel

$$C = \frac{24}{Re} (1 + 0,150 \cdot Re^{0,687}),$$

T. WIDELL die sehr ähnliche Formel

$$C = \frac{24}{Re} (1 + 0,13 \cdot Re^{0,7}).$$

Die Ergebnisse beider Formeln sind in Abb. 1 ebenfalls eingetragen. Obwohl eine Darstellung der Meßergebnisse mit derartig aufgebauten Formeln ohne Schwierigkeiten möglich wäre, ist für die späteren Auswertungen der Gl. (13) bzw. (14) der Vorzug gegeben, die für das Gebiet der Kohlenstaubfeuerungen noch bessere Übereinstimmung mit den Meßergebnissen zeigen. Da in der Originalarbeit T. WIDELLS ein später berichteter Druckfehler vorhanden ist (s. Z. VDI 81 (1937), 10, S. 308), habe ich an anderer Stelle (Feuerungstechn. 26 (1938), 8, S. 254 Abb. 1) die WIDELLSche Formel zu ungünstig dargestellt, worauf hier zur Berichtigung hingewiesen sei.



len umfassen — so gelten z. B. Gl. (3) und (4) nur für die Werte  $Re \ll 1$  — oder daß sie zwar einen weiten Bereich von  $Re$  umspannen, aber nicht die wünschenswerte Genauigkeit innerhalb des ganzen Bereichs besitzen, wie dies z. B. besonders bei der Formel von FRÖSSLING der Fall ist. Für die Staubfeuerung ist das Gebiet von  $Re = 0$  bis 100, in einzelnen Fällen (Rohstaub und hohe Temperaturen) auch bis  $Re$  über 1000 von Interesse, ganz besonders aber das Gebiet von 0 bis 8, da sich die technisch schwierigen Aufgaben gerade in diesem Gebiet abspielen.

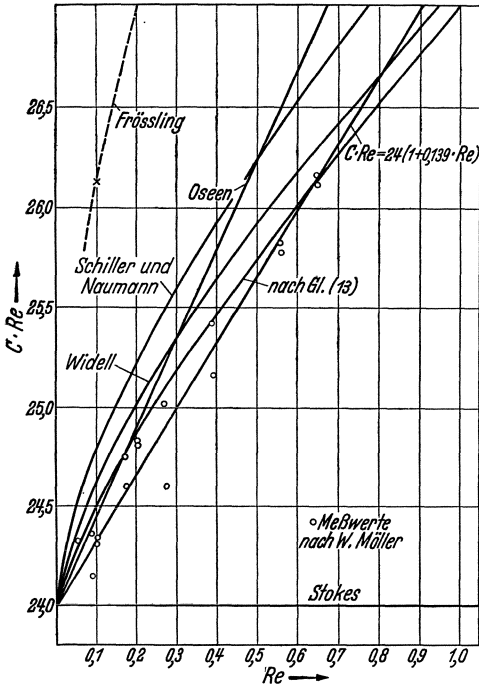


Abb. 1. Vergleich verschiedener Fallgeschwindigkeitsformeln mit den Messungen von W. MÖLLER.  $C \cdot Re = f(Re)$ .

Im Gebiet der kleinen REYNOLDSSchen Zahlen hat W. MÖLLER<sup>3</sup> neue Versuche angestellt, um vor allem zu klären, ob der STOKESSchen oder der OSEENSchen Formel der Vorzug zu geben sei. Um die geringfügigen Unterschiede klar erkennen zu können, kann man sich allerdings nicht der üblichen Darstellung  $\log C = f(\log Re)$  bedienen, sondern MÖLLER wählt die Auftragung von  $C \cdot Re = f(Re)$ , die außerordentlich empfindlich ist. Die Versuchsergebnisse von MÖLLER zur Ausschaltung des Wandinflusses nach der Formel von H. FAXÉN auf unendliches Medium umgerechnet, sind als Kreise in Abb. 1 eingetragen.  $C_{\text{Stokes}} \cdot Re$  ist in dieser Darstellung eine waagerechte Gerade durch die

Ordinate 24,  $C_{\text{Oseen}} \cdot Re$  eine von 24 bei  $Re = 0$  ansteigend verlaufende Gerade. Die Messungen zeigen, daß die OSEENSche Gleichung den grundsätzlichen Verlauf besser wiedergibt als die STOKESSche. Die Meßwerte von MÖLLER können durch die Gleichung

$$(8) \quad C \cdot Re = 24(1 + 0,139 \cdot Re)$$

erfaßt werden. Aus Gl. (1), (2) und (8) erhält man dann die Fallgeschwindigkeit für den Bereich  $Re = 0$  bis 0,75 zu

$$(9) \quad w = -3,6 \frac{v}{d} + \sqrt{12,96 \frac{v^2}{d^2} + 0,4 \cdot d \cdot g \frac{\gamma_k - \gamma}{\gamma}}$$

<sup>3</sup> MÖLLER, WILHELM: Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik der Kugel. Physik. Z. 39 (1938), 2, S. 57/80, bes. II. Teil S. 67/80. — Dort weiteres Schrifttum.

oder, wenn man  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  in die Konstanten eingehen läßt,

$$(9a) \quad w = -3,6 \frac{\nu}{d} + \sqrt{12,96 \frac{\nu^2}{d^2} + 3,924 \cdot d \frac{\nu_k - \nu}{\nu}} \text{ m/s.}$$

Dieser Gleichung, wie auch der OSEENSCHEN und allen ähnlich aufgebauten Gleichungen, haftet der grundsätzliche Mangel an, daß sie nicht über ein ziemlich enges Gebiet — in diesem Falle über etwa  $Re = 0,75$  — hinaus extrapolierbar sind, und daß sie meist keinen knickfreien Anschluß an die Gleichungen für das Nachbargebiet liefern. Dieser Nachteil ist gerade auch für die technische Anwendung wesentlich, weil der Ingenieur im Gegensatz zum reinen Wissenschaftler am ehesten geneigt sein wird, die Gültigkeitsgrenzen zu überschreiten, ohne sich eingehend über die Grundlagen der Formel und ihren Bereich zu unterrichten.

Um diesem Mangel abzuhelfen, wird nach dem Vorgang von FRÖSSLING ein Ansatz von der Form

$$(10) \quad \frac{1}{w} = \frac{1}{w_{st}} + \frac{1}{w}$$

gewählt. Hierin bedeutet  $w_{st}$  die „Stokes“-Geschwindigkeit, die sich aus Gl. (1), (2) und (3) errechnen läßt. Prüft man nun das zweite Glied der Gl. (10), indem man von dem durch Messung empirisch bekannten  $C$ -Wert, der der linken Seite der Gl. (7) zugeordnet ist, und der mit  $C^*$  bezeichnet werden soll, ausgeht, so erhält man  $C'$ , den  $w'$  zugeordneten Widerstandsbeiwert aus der Beziehung

$$(11) \quad C' = \frac{(\sqrt{C^* \cdot Re} - \sqrt{24})^2}{Re},$$

und kann dann  $C'$  als Funktion von  $Re$  darstellen. Im Bereich von  $Re < 8$  erhält man

$$(12) \quad C' = 0,08741 \cdot \sqrt{Re},$$

und im Bereich darüber ist  $C'$  konstant, und zwar für  $8 < Re < 300$   $C' = 0,3$  und für  $300 < Re < 2500$   $C' = 0,28$ . Aus diesen einfachen Beziehungen erhält man für  $0,6 < Re < 8$

$$(13) \quad C^* \cdot Re = (\sqrt{24} + \sqrt{0,08741 \cdot Re^{1,5}})^2$$

und die Fallgeschwindigkeit zu

$$(14) \quad \frac{1}{w} = \frac{18}{g} \cdot \frac{\nu}{\nu_k - \nu} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,3362 \cdot \sqrt[5]{\left(\frac{\nu}{\nu_k - \nu}\right)^2 \cdot \frac{1}{g^2 \cdot \nu \cdot d}}$$

oder, wenn  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  in die Konstanten einbezogen wird,

$$(14a) \quad \frac{1}{w} = 1,835 \frac{\nu}{\nu_k - \nu} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,1349 \sqrt[5]{\left(\frac{\nu}{\nu_k - \nu}\right)^2 \cdot \frac{1}{\nu \cdot d}}.$$

Wie sich zeigt, eignet sich Gl. (14) auch für  $Re < 0,6$  recht gut. Wenn sie die Versuchswerte auch nicht so genau wiedergibt, wie Gl. (8), (9)

und (9a), so bleibt sie doch in den Meßfehlergrenzen und gibt den grundsätzlichen Verlauf doch sicherlich besser wieder. Die Abweichungen gegenüber Gl. (8) betragen im gemessenen Bereich nie mehr als  $\pm 0,4\%$ , den mittleren Meßfehler gibt W. MÖLLER (für  $w$ ) ebenfalls mit  $\pm 0,4\%$  an. Diese gute Übereinstimmung der Gl. (14) und (14a) mit den Messungen und ihr weiter Gültigkeitsbereich ist jedenfalls für ihre Anwendung in der Staubtechnik sehr vorteilhaft.

Oberhalb  $Re = 8$  gilt

$$(15) \quad C^* \cdot Re = (\sqrt{24} + \sqrt{0,3 \cdot Re})^2,$$

und daraus erhält man die Fallgeschwindigkeit zu

$$(16) \quad \frac{1}{w} = \frac{18}{g} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,4743 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \frac{1}{g} \cdot \frac{1}{d}}$$

oder, wenn  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  in die Konstanten einbezogen wird,

$$(16a) \quad \frac{1}{w} = 1,835 \frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,1514 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \frac{1}{d}}.$$

Endlich ist im Bereich  $300 < Re < 2500$

$$(17) \quad C^* \cdot Re = (\sqrt{24} + \sqrt{0,28 \cdot Re})^2$$

und

$$(18) \quad \frac{1}{w} = \frac{18}{g} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,4583 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \frac{1}{g} \cdot \frac{1}{d}}$$

oder, wenn wiederum  $g = 9,81 \text{ m}^2/\text{s}$  in die Konstanten eingeht,

$$(18a) \quad \frac{1}{w} = 1,835 \frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \nu \cdot \frac{1}{d^2} + 0,1463 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_k - \gamma} \cdot \frac{1}{d}}.$$

Eine Prüfung der Genauigkeit dieser Formeln ist in Zahlentafel 1 vorgenommen. Es wurde bereits erwähnt, daß die Abweichungen der

Zahlentafel 1. Prüfung der Genauigkeit der aufgestellten Gleichungen.

Die Abweichungen  $\Delta$  in Prozent beziehen sich auf den Sollwert der Fallgeschwindigkeit.

Re	C Meßwerte	Gl. (18)		Gl. (16)		Gl. (14)	
		C*	$\Delta$	C*	$\Delta$	C*	$\Delta$
2480	0,40	0,3938	+0,79	—	—	—	—
1000	0,465	0,4680	-0,63	—	—	—	—
392	0,60	0,6031	-0,52	—	—	—	—
200	0,80	—	—	0,800	$\pm 0$	—	—
100	1,06	—	—	1,0767	-0,78	—	—
32,2	2,0	—	—	1,9910	+0,23	—	—
10	4,4	—	—	4,3972	+0,03	—	—
6	6,0	—	—	—	—	6,065	-0,54
3,2	10,0	—	—	—	—	9,822	+0,10
2,0	14,5	—	—	—	—	14,5595	-0,26
1,0	26,8	—	—	—	—	26,985	-0,37
0,4	63,34	—	—	—	—	63,6975	-0,28
0,1	243,34	—	—	—	—	245,18	-0,38

Gl. (14) gegenüber Gl. (9) bzw. den Meßwerten von MÖLLER den Wert der Meßfehlergrenzen nicht überschreiten. Für den Wert  $Re = 0,1$  z. B. beträgt die Abweichung der STOKESSchen Gleichung  $+0,70\%$ , der OSEENSchen  $-0,24\%$  und für  $Re = 0,4$  STOKES  $+2,77\%$  und OSEEN  $-0,89\%$ . Darüber hinaus nehmen die Abweichungen weiter zu. Für die höheren  $Re$ -Werte sind aus zahlreichen Versuchen zusammengetragene

$C$ -Werte zum Vergleich herangezogen worden, wie sie im aerodynamischen Schrifttum<sup>4</sup> angegeben werden. Die Abweichungen der Gl. (14) bleiben im ganzen Gültigkeitsbereich (bis  $Re = 8$ ) in der Größenordnung von  $\pm 0,5\%$ , diejenigen der Gl. (16) und (18) liegen zwischen  $\pm 0$  und  $\pm 0,8\%$ . Diese Genauigkeit ist für technische und wissenschaftliche Zwecke als hinreichend zu betrachten.

Für die Staubfeuerung kommt hauptsächlich das Gebiet in Frage, welches durch Gl. (14) bzw. (14a) erfaßt wird. Die Auswertung der Gleichung erfordert eine ziemlich umfangreiche Rechenarbeit; die wichtigsten Ergebnisse sind daher in Abb. 2 und 3 für den Bereich von  $d = 0$  bis  $0,7$  mm und für Temperaturen von  $0^\circ$  bis  $1750^\circ$  C dargestellt.

Besonders auffällig im Verlauf der Kurven ist der wechselnde Einfluß der Temperaturen, was dazu führt, daß die

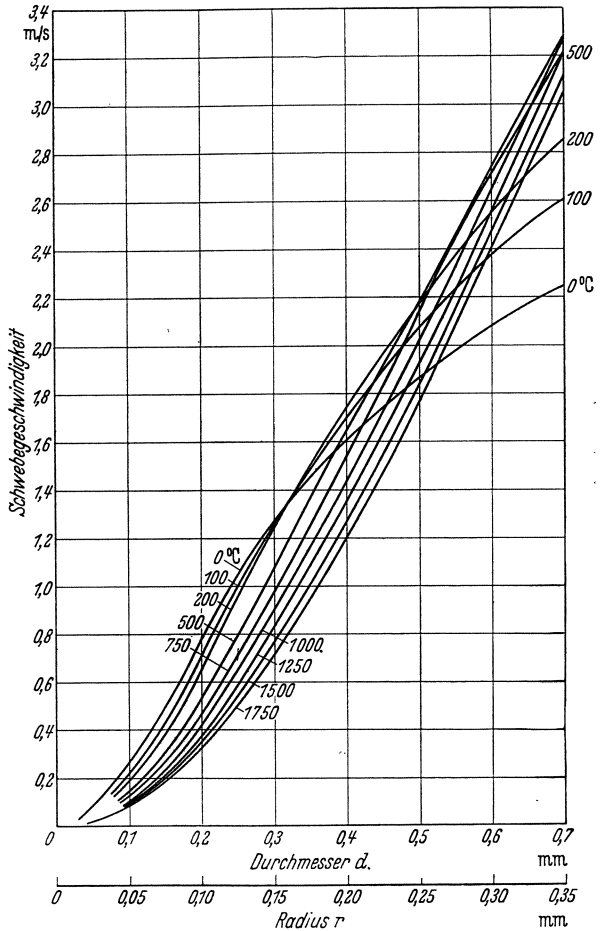


Abb. 2. Schwebegeschwindigkeit von Kugeln mit  $\gamma_k = 1000 \text{ kg/m}^3$  in Luft in Abhängigkeit vom Durchmesser (Radius) und der Temperatur.

<sup>4</sup> SCHILLER, L.: Hydro- u. Aerodynamik. 2. Teil. Widerstand u. Auftrieb. (WIEN-HARMS: Handbuch der Experimentalphysik IV, 2) S. 304. — TIETJENS, O.: Hydro- u. Aeromechanik nach Vorlesungen von L. PRANDTL. 2. Bd. Bewegung reibender Flüssigkeiten u. technische Anwendungen S. 131.

Kurven bei niedrigen Temperaturen früher eine zweite Abkrümmung erhalten. Da indessen in den Feuerungen vorzugsweise das Gebiet der hohen Temperaturen in Frage kommt, und da die Kurven innerhalb des praktisch vorkommenden Temperaturbereiches sehr eng zusammenliegen, genügt es, die Kurven für eine einzige Temperatur aufzutragen,

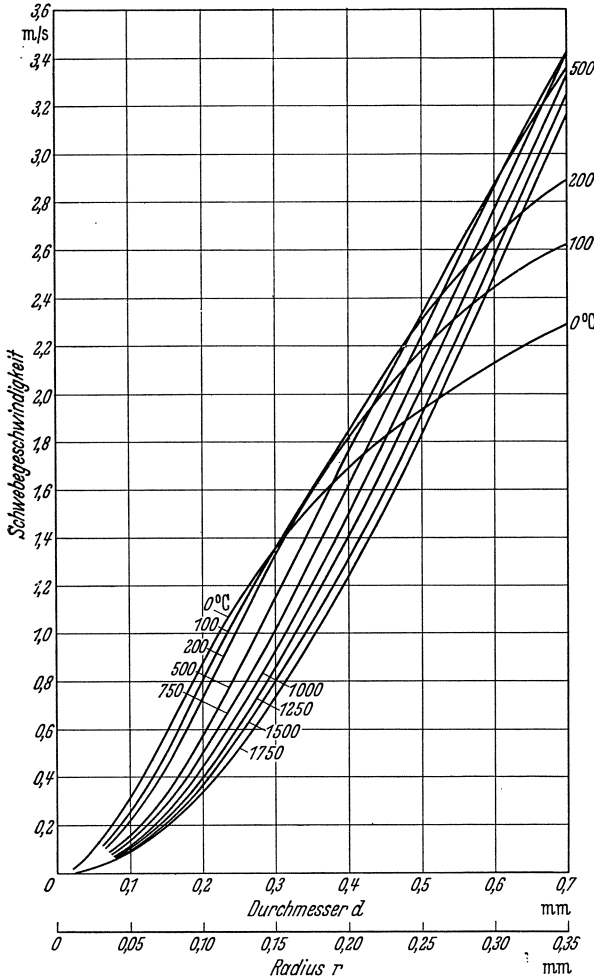


Abb. 3. Schwebegeschwindigkeit von Kugeln mit  $\gamma_k = 1000 \text{ kg/m}^3$  in Rauchgas in Abhängigkeit vom Durchmesser (Radius) und der Temperatur.

hohem Luftüberschuß handelt. Man kann sich daher damit begnügen, die Verhältnisse für Luft als Traggas zugrunde zu legen, da die Abweichungen bei Steinkohlen- und Braunkohlenrauchgas ohne Luftüberschuß nur in der Größenordnung von 10–20% liegen, was bei den in Frage kommenden Potenzen Unterschiede von  $\leq 0,5\%$  ausmacht.

die dann auch für die in der Nähe liegenden Temperaturen hinreichend genau gilt. Diese Vereinfachung ist vor allem deshalb geboten, weil eine weitere Veränderliche bei der Berechnung der Vorgänge in den Feuerungen eine Rolle spielt, die sich viel stärker ausprägt als der Temperatureinfluß; es ist dies das spez. Gewicht (die Wichte) des Staubes. Soweit es sich dabei um poröse Körper handelt, ist sinngemäß das scheinbare spez. Gewicht (die Rohwichte), also das Gewicht der Brennstoffkugeln einschließlich ihres Porenvolumens zugrunde zu legen. Die Einwirkung der Zusammensetzung des Traggases ist ebenfalls sehr gering und kommt völlig zum Verschwinden, wenn es sich um Verbrennungsgase mit sehr

In Abb. 4 und 5 stellen die gestrichelten Kurven die Schwebegeschwindigkeit für eine Temperatur von  $1250^{\circ}\text{C}$  bei Luft als Traggas dar, wobei das scheinbare spez. Gewicht zwischen 400 und  $1600\text{ kg/m}^3$

verändert ist. Diese Angaben können für alle praktisch vorkommenden Fälle bei Feuerungen ohne weiteres verwendet werden, wie aus den vorstehenden Ausführungen hervorgeht. Da aber die einem bestimmten Durchmesser zugeordnete Schwebegeschwindigkeit in den Berechnungen deshalb eine geringe Rolle spielt, da sich die Durchmesser im Verlauf des betrachteten Vorganges, von ihrem Anfangswert ausgehend, fortgesetzt verkleinern, bis sie den Wert Null erreicht haben, so ist für die praktischen Zwecke die mittlere Schwebegeschwindigkeit zwischen den Werten 0 und  $d$  von größerer Bedeutung. In Abb. 5 sind daher die Schwebegeschwindigkeitskurven durch Ausplanimetrieren integriert, und die ausgezogenen Linien entsprechen den mittleren Schwebegeschwindigkeiten zwischen  $d = 0$  bis  $d$  für die scheinbaren spez. Gewichte (die Rohwichte) von 400 bis  $1600\text{ kg/m}^3$ .

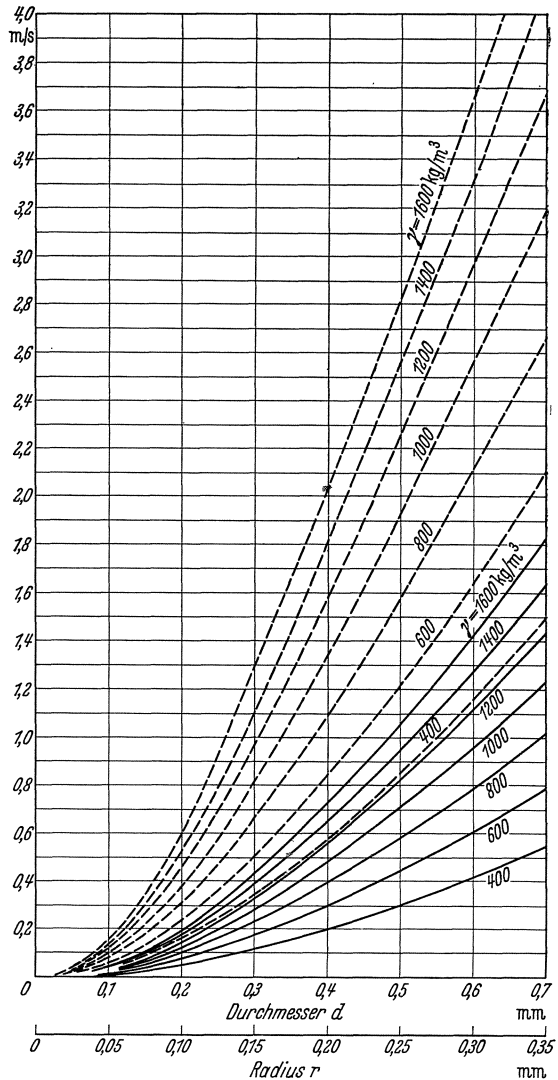


Abb. 4. Schwebegeschwindigkeit  $w_s$  (gestrichelt) und mittlere Schwebegeschwindigkeit  $(w_s)_m$  (ausgezogen) von Kugeln bei  $t = 1250^{\circ}\text{C}$  in Luft in Abhängigkeit vom Korndurchmesser (Radius) und dem spez. Gewicht.

Außer der Schwebegeschwindigkeit selbst ist, wie die späteren Ableitungen zeigen werden, der Mittelwert der 0,15. Potenz der Schwebegeschwindigkeit von praktischer Bedeutung, weshalb zur Erleichterung

der Rechenarbeit in Abb. 6 auch noch die Werte für  $w_s^{0,15}$  gestrichelt und die Werte für  $(w_s^{0,15})_m$  ausgezogen eingetragen sind. Auch in diesem Falle wurden die letzteren durch Ausplanimetrierung der  $w_s^{0,15}$ -

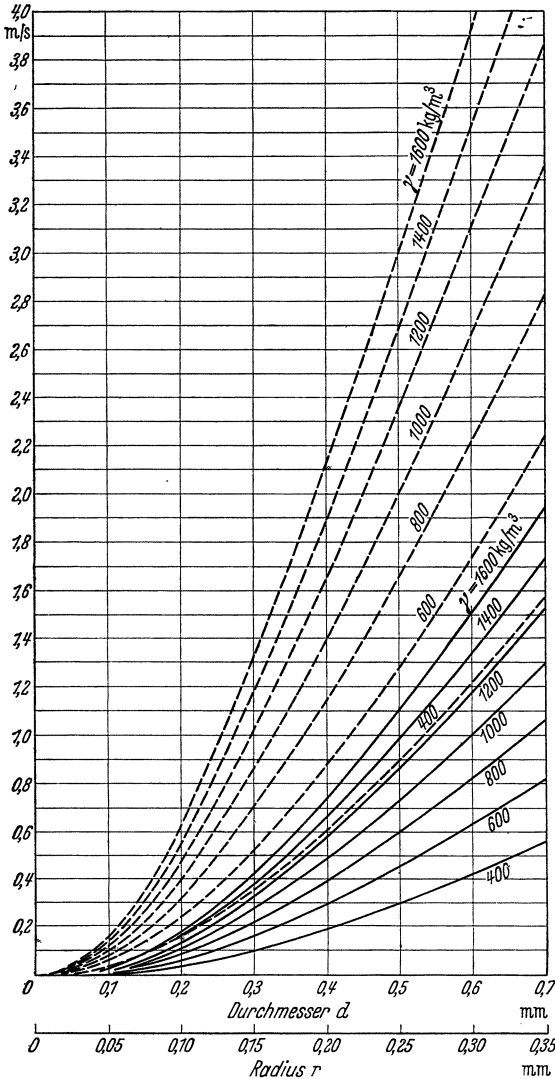


Abb. 5. Schwebegeschwindigkeit  $w_s$  (gestrichelt) und mittlere Schwebegeschwindigkeit  $(w_s)_m$  (ausgezogen) von Kugeln bei  $t=1250^\circ\text{C}$  in Rauchgas (Stein- und Braunkohle) in Abhängigkeit vom Korndurchmesser (Radius) und dem spez. Gewicht.

abgesehen — praktisch in Ruhe, die Korngeschwindigkeit  $w_k$  ist also 0 und die Relativgeschwindigkeit zwischen der schwebenden Kugel und dem tragenden Gas ist gleich der Schwebegeschwindigkeit. Würde man die Gasgeschwindigkeit verringern, so sinkt die Kugel nach unten ab, sie

Kurven gefunden; sie stellen daher den Mittelwert für den Bereich zwischen 0 und  $d$  dar. Lagern bereits die Schwebegeschwindigkeiten innerhalb des praktisch vorkommenden Temperaturbereichs sehr eng zusammen, so gilt dies selbstverständlich in noch stärkerem Maße von den Werten der 0,15. Potenz, weshalb ohne Einbuße an Rechengenauigkeit auf den Einfluß der Temperatur und der Zusammensetzung des Traggases verzichtet werden kann, während sich der Einfluß des spez. Gewichtes immerhin sehr deutlich bemerkbar macht. Die Anwendung dieser Rechenhilfstafeln wird an späterer Stelle (S. 30) gezeigt.

Befindet sich eine Kugel im aufsteigenden Gasstrom, der die Schwebegeschwindigkeit der Kugel  $w_s$  habe, so ist sie — von jeglichen Störungen in der Strömung und von den Einflüssen der Umgrenzungswände ab-

kann vom Gas nicht mehr getragen werden. In der Staubfeuerung würde dies bedeuten, daß das betreffende Korn infolge zu großen Durchmessers und zu großen Gewichtes ausfällt. Um dies zu verhindern, muß also die Gasgeschwindigkeit an jeder Stelle mindestens den Wert der Schwebegeschwindigkeit erreichen oder ihn möglichst etwas überschreiten. Erhöht man die Gasgeschwindigkeit  $w_g$  über die Schwebegeschwindigkeit hinaus, so wird sich das Korn in Richtung des Gasstromes mit einer

Geschwindigkeit  $w_k = w_g - w_s$  fortbewegen, d. h. das Korn wird in der Schwebegeschwindigkeit durch den Arbeitsraum der Feuerung getragen. Je feiner das Teilchen ist, je kleiner also seine Schwebegeschwindigkeit ist, um so mehr wird sich die Korngeschwindigkeit der Gasgeschwindigkeit angleichen, und sehr feiner Staub wird stets mit der Gasgeschwindigkeit bewegt und unterliegt somit auch allen Strömungseinflüssen des Gases. Beim Mitnehmen des Kornes durch die größere Gasgeschwindigkeit ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Korn wiederum die Schwebegeschwindigkeit.

Die Schwebegeschwindigkeit stellt also die höchst erreichbare Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Korn dar. Daraus geht wohl zur Genüge hervor, welche außerordentlich hohe Bedeutung der Schwebegeschwindigkeit des Staubes als seiner wichtigsten aerodynamischen Kenngröße zukommt. Von ihr hängt sowohl der Wärmeübergang vom umgebenden Gas als auch der den Vorgang bestimmende Sauerstofftransport zur Oberfläche des Teilchens ab.

Im fallenden Gasstrom addieren sich die Geschwindigkeit des Trag-gases und die Fallgeschwindigkeit des Staubes; es ist  $w_k = w_g + w_s$ . Die Relativgeschwindigkeit zwischen Korn und dem umgebenden

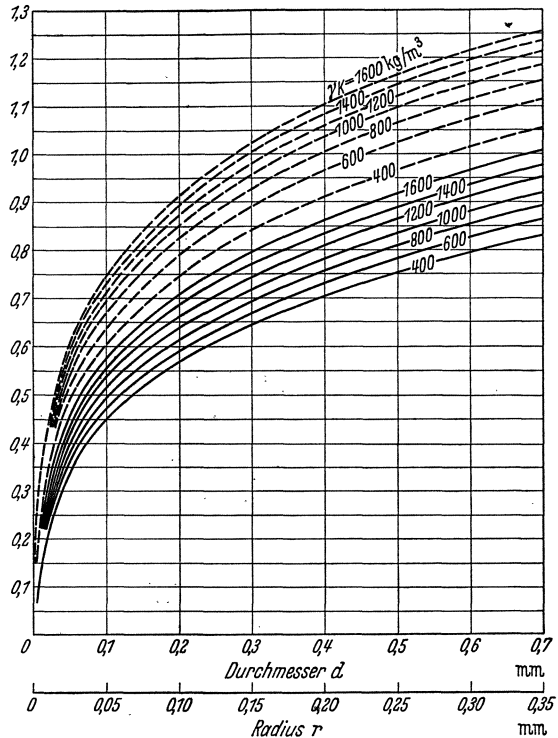


Abb. 6.  $[w_s^{0.15}]$  (gestrichelt) und  $(w_s^{0.15})_m$  (ausgezogen) für Kugeln in Luft und angenähert in Rauchgasen, gültig für den Temperaturbereich von 1000 bis 1500° C, in Abhängigkeit vom Korndurchmesser (Radius) und vom spez. Gewicht.



Traggas ist wiederum gleich der Schwebegeschwindigkeit, die Korn-  
geschwindigkeit ist aber größer, seine Aufenthaltszeit in einer Apparatur  
gegebener Abmessung (im Feuerraum) daher kleiner. Der fallende Gas-  
strom ist daher als weniger wertvoll anzusehen als der steigende, der die  
größte Aufenthaltszeit bei gleichzeitig größter Relativgeschwindigkeit  
zwischen Korn und Gas aufweist.

Neben dem fallenden und steigenden Gasstrom kommen selbst-  
verständlich, wenn auch seltener, andere Strömungsrichtungen in Frage,  
insbesondere **der waagerechte Gasstrom**. In einer waagerechten Leitung  
hat der Staub das Bestreben, sich nach unten abzusetzen; ist jedoch  
das betreffende Gut sehr fein, so wird es zu einer wirklichen Ausscheidung  
nicht kommen, ist es sehr grob, so werden die Teilchen wohl die Wand  
berühren, aber auch wieder davon abprallen und erneut in den Gasstrom  
mit hineingerissen. Nach den Versuchen von J. GASTERSTÄDT<sup>5</sup> läßt sich  
die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Korn im waagerechten  
Gasstrom in Abhängigkeit von der Schwebegeschwindigkeit  $w_s$  des  
Kornes und der Gasgeschwindigkeit  $w_g$  des Traggases durch die Be-  
ziehung ausdrücken

$$(19) \quad w_r = w_s \cdot (0,170 + 0,0121 \cdot w_g).$$

Bei einer Gasgeschwindigkeit von 10 m/s beträgt die Relativ-  
geschwindigkeit  $w_r = 0,291 \cdot w_s$ , also nur rd. 30% der maximalen  
Relativgeschwindigkeit.

Kennt man also den Korndurchmesser, das scheinbare spez. Gewicht  
und damit die Schwebegeschwindigkeit, sowie die Gasgeschwindigkeit,  
so lassen sich in einfachster Weise die Korn- und Relativgeschwindig-  
keiten für alle Verhältnisse errechnen, und man kann aus den Ergeb-  
nissen dieser Betrachtung folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Gasgeschwindigkeit muß, um Stoffansammlungen und  
unerwünschte Ausscheidungen innerhalb der Feuerräume oder son-  
stiger Apparaturen zu verhüten, an allen Stellen gleich oder etwas  
größer gewählt werden als die Schwebegeschwindigkeit des größten  
Kornes.

2. Es ist jedoch, soweit nicht andere Zwecke damit verfolgt werden,  
unangebracht, die Gasgeschwindigkeit wesentlich über die Schwebeg-  
geschwindigkeit des größten Kornes zu erhöhen, da eine Erhöhung der  
Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Korn auf diesem Wege un-  
möglich ist. Eine allzu große Steigerung der Gasgeschwindigkeit hat  
vielmehr den Nachteil, daß die Aufenthaltszeit des Kornes im Re-  
aktionsraum (Feuerraum) unnötig verkürzt wird. Ebenso stellen, ins-  
besondere für die groben Teilchen, die aufsteigenden Gasströme den

<sup>5</sup> GASTERSTÄDT, J.: Die experimentelle Untersuchung des pneumatischen  
Fördervorganges. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. 265 (1924).

wertvollsten Teil der Feuerung dar, da in ihnen die größte Aufenthaltsdauer des Staubes gewährleistet wird.

Die Voraussetzung einer gleichförmigen Geschwindigkeit über den ganzen Querschnitt des Feuerraumes ist selbstverständlich praktisch nicht verwirklicht. Selbst in einfachen, kreisrunden Rohren stellt sich infolge der Reibungsverluste ein Geschwindigkeitsprofil ein, welches in der Nähe der Wand abnehmende Geschwindigkeit zeigt. Bei anderen Querschnittsformen, insbesondere bei den großen Querschnitten der Feuerungen und ihren Ungleichheiten durch die Art der Luft- und Staubzufuhr, ergeben sich eine Reihe von Abweichungen von der gleichförmig angenommenen Gasgeschwindigkeit. Geraten grobe Teilchen in den Bereich niedriger Geschwindigkeiten, der unter Umständen unterhalb ihrer Schwebegeschwindigkeit liegt, so werden sie nach unten fallen, bis sie etwa durch die auf sie einwirkenden Kräfte wieder in den Bereich höherer Geschwindigkeiten gelangen. Besonders in und kurz hinter Krümmern oder Gasumlenkungen verändert sich das Strömungsprofil bekanntlich sehr stark, wobei die größte Geschwindigkeit nach der Krümmeraußenseite wandert, um später hinter der Krümmung allmählich wieder zur Mittelachse zurückzukehren. Die Zuführung von Staub in einen Feuerraum oder eine sonstige Apparatur von der Seite her muß daher in einer gewissen Höhe erfolgen, um so mehr, als sich auch die Temperaturunterschiede zwischen der meist kälteren Förderluft und dem heißen Gas im Feuerraum in einem Absinken der Gasmassen mit dem von ihnen getragenen Staub bemerkbar machen.

Nachdem wir vorausgesetzt haben, daß der Staub Kugelform besitzt, soll noch kurz auf die Bedeutung dieser Annahme eingegangen werden. Es ist selbstverständlich, daß die Form einer geometrisch genauen Kugel wohl in keinem Fall vorhanden ist, sondern daß im allgemeinen der Staub ganz unregelmäßige Gestalt besitzen wird, wobei neben kugelähnlichen Teilchen und solchen von viereckigem Querschnitt, auch längliche, splitterförmige und ähnliche Partikel vorkommen können. Dies gilt ganz besonders von dem Staub, der noch keiner Wärmebehandlung unterworfen worden ist. Andererseits bietet nur die Annahme einer geometrisch einfachen Form die Möglichkeit einer mathematischen Behandlung der Bewegungsgesetze. Diese Abweichung von der Wirklichkeit läßt sich aber in einfachster Weise berichtigen, wenn man als Durchmesser diejenige Größe wählt, die man als „äquivalenten Kugeldurchmesser“ bezeichnen könnte. Durch aerodynamische Versuche, d. h. durch direkte Messung der Schwebegeschwindigkeit in einem konischen Rohr, wie es J. GASTERSTÄDT<sup>6</sup> vorgeschlagen hat, wäre die Ermittlung dieses äquivalenten Kugeldurchmessers in verhältnismäßig

---

<sup>6</sup> Die experimentelle Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges S. 46 bis 50.

einfacher Weise möglich. Es hat sich indessen gezeigt, daß die Annahme der Maschenweite als größter Kugeldurchmesser praktisch sehr befriedigende Werte liefert, trotz aller Ungleichmäßigkeit und Vielfalt der entstehenden Formen. Werden jedoch die Teilchen einer Wärmebehandlung und insbesondere einer Vergasung und Verbrennung unterzogen, so wird sich die Kugelgestalt mehr oder weniger vollkommen von selbst einstellen. Es ist eine bekannte Erscheinung, daß Reaktionen an festen Oberflächen an bevorzugten Stellen einsetzen, die dem Angriff der reagierenden Gase am stärksten ausgesetzt sind, also besonders an Kanten, vorstehenden Spitzen und dergleichen. Im Verlauf des Abbrandvorganges werden also derartige Unregelmäßigkeiten schnell verschwinden und damit den Schwebeteilchen mehr oder weniger eine Form geben, die dem angreifenden Gas die geringste Oberfläche bietet, die Form der Kugel. Es ist aus den Beobachtungen und aus Funkenaufnahmen, die von GASTERSTÄDT gemacht wurden, bekannt, daß die kleinen Schwebeteilchen sehr lebhaft kreisen und fortgesetzt ihre Lage ändern. Diese Drehung führt selbstverständlich dazu, daß ein irgendwie gearteter gleichmäßiger Angriff auf eine einzige Stelle der Oberfläche des Teilchens, wie sie bei festgehaltenem Versuchsobjekt beobachtet werden kann, nicht eintritt. Die lebhaftere Kreiselbewegung wird also dazu beitragen, den Teilchen eine gleichmäßige Rundung zu geben. Die Versuche von D. F. SMITH und H. GUDMUNDSEN, auf die wir später (s. S. 50) noch eingehend zurückkommen werden, in denen festgehaltene kugelförmige Teilchen aus Elektrodenkohle abgebrannt wurden, wobei der Abbrandvorgang selbst mehrfach gestoppt und in seinen einzelnen Phasen beobachtet wurde, haben ebenfalls bewiesen, daß das kugelförmige Teilchen selbst im festgehaltenen Zustand seine Kugelgestalt bei abnehmendem Durchmesser annähernd beibehält.

Diejenigen Brennstoffsorten, die wie die Mehrzahl der Steinkohlen bei der Entgasung eine Erweichungszone durchlaufen (meist in dem Temperaturgebiet von 390 bis 430° C), werden in diesem plastischen Zustand die Kugelform ganz besonders leicht annehmen, ja sie werden bei gut blähender Kohle sogar zu vollkommen runden Hohlkugeln aufgeblasen, wie dies auch durch Mikrophotographien von erhitzten Kohle- bzw. Halbkoksteilchen nachgewiesen werden konnte<sup>7</sup>. Haben daher schon solche beliebig geformten Staubeilchen, die keiner oder nur einer mäßigen Wärmebehandlung unterworfen wurden, wie es die Praxis der Schwebetrockner gezeigt hat, Berechtigung für die Annahme einer Kugelform erwiesen, so gilt dies in noch viel stärkerem Maße von den Teilchen, die einen Entgasungsvorgang durchgemacht haben und sich im Stadium der Vergasung oder Verbrennung befinden.

<sup>7</sup> Vgl. A. THAU: Die Schwelung von Braun- und Steinkohle. Halle (1927) S. 422, nach NEWALL u. SINNAT, Fuel 3 (1924) S. 424.

## Wesen der Verbrennungsreaktion.

Jede heterogene Reaktion, d. h. jede Reaktion zwischen zwei verschiedenen Phasen, geht mit einer Geschwindigkeit vor sich, die von zwei völlig verschiedenen Vorgängen bestimmt wird, einem physikalischen und einem chemischen Vorgang. Die Geschwindigkeit des Vorganges, die mit  $k$  bezeichnet werde, ermittelt sich dann aus der Beziehung

$$(20) \quad \frac{1}{k} = \frac{1}{k_{\text{phys}}} + \frac{1}{k_{\text{chem}}}$$

oder, wenn man die reziproken Werte der Reaktionsgeschwindigkeit, den „Reaktionswiderstand“  $W$ , betrachtet,

$$(21) \quad W = W_{\text{phys}} + W_{\text{chem}} .$$

Ist beispielsweise der physikalische Widerstand groß, der chemische dagegen sehr klein, also die Reaktionsgeschwindigkeit sehr groß, so wird der physikalische Widerstand den Ausschlag für die Geschwindigkeit des Gesamtvorganges geben; sind beide von gleicher Größenordnung, so tragen sie gleichermaßen zur Bestimmung der Gesamtgeschwindigkeit bei.

Im Falle des Verbrennungsvorganges besteht der physikalische Vorgang in dem Transport des zur Verbrennung notwendigen Luftsauerstoffs an die Oberfläche des festen Brennstoffs. Dieser Stofftransport ist auf zweierlei Weise möglich, durch Diffusion, also durch einen Austausch einzelner Moleküle, und durch Konvektion, also durch eine turbulente Bewegung größerer Gasballen. Die Diffusion ist ein sehr langsamer, die Konvektion ein wesentlich schnellerer Vorgang. Bei der erzwungenen Strömung in Feuerungen spielt die Konvektion die Hauptrolle, neben der die Diffusion vernachlässigt werden kann, um so mehr, als die zur Anwendung gelangenden Wärmeübergangsformeln die Einflüsse der Diffusion ebenfalls in sich einschließen. Der Stofftransport ist vor allem abhängig von der Oberfläche des festen Teilchens, dem Sauerstoffkonzentrationsgefälle und einer Stoffaustauschzahl und stellt einen ähnlichen Vorgang dar wie der Wärmeübergang, der bekanntlich abhängt von der Oberfläche des festen Teilchens, dem Temperaturgefälle und einer Wärmeübergangszahl. Es ist zu erwarten, daß die Stoffaustauschzahl neben der Natur des Brennstoffs und der Verbrennungsprodukte vor allem von der Relativgeschwindigkeit zwischen der Luft bzw. dem Traggas und dem festen Brennstoff abhängig ist.

Zwei wesentliche Merkmale kennzeichnen die Kohlenstaubverbrennung in der Schwebelage gegenüber der Verbrennung eines stückigen Brennstoffs auf dem Rost:

1. Die große spez. Oberfläche des Brennstoffs, die allseitig freiliegt und den Zutritt des reagierenden Sauerstoffs gestattet, was für die Geschwindigkeit des physikalischen Vorganges förderlich ist, und

2. die durch die Korngröße gegebene und unüberschreitbare Relativgeschwindigkeit zwischen dem Brennstoff und seinem Traggas, die die Geschwindigkeit des physikalischen Vorganges begrenzt.

Die Vorgänge auf einem Rost und in der Staubfeuerung sind daher in keiner Weise vergleichbar. In viel stärkerem Maße sind die Vorgänge bei der Staubverbrennung ganz zwangsläufig miteinander verknüpft, unabänderlich und unbeeinflussbar, festgelegt durch den Brennstoff, seine Korngröße und seine Bahn. Hier zeigt sich eine sehr enge Parallele zur Ölfeuerung, soweit sie mit einer mechanischen Zerstäubung des Heizöles arbeitet.

Ebenso wichtig wie der Transport des Luftsauerstoffs an die Oberfläche des festen Brennstoffs ist auch der Abtransport der entstehenden Verbrennungsprodukte von der Oberfläche in den Gasraum. Beim konvektiven Stoffaustausch geht diese Rückförderung gleichzeitig mit der Hinförderung vor, wie dies ja schon der Begriff des „Austausches“ besagt, denn wenn der Sauerstoff an die Oberfläche des Kornes kommt, so muß er dort ein entsprechendes Abgasvolumen verdrängen. Wir brauchen daher diesem Vorgang keine weitere Beachtung zu schenken.

Der chemische Vorgang, die eigentliche Verbrennungsreaktion, die sich in dem Augenblick abzuspielden beginnt, wo der Sauerstoff die Brennstoffoberfläche erreicht hat, ist außerordentlich verwickelt. Um ihn zu verstehen, müssen wir uns erst einmal die Natur des Brennstoffes selbst etwas näher ansehen. Dabei zeigt sich, daß weder der chemische Aufbau der Kohle und ihres Hauptbestandteiles, des amorphen Kohlenstoffs, noch der Reaktionsmechanismus der Kohleverbrennung genau bekannt ist, so daß wir uns zunächst mit einem ungefähren Bild des Reaktionsgeschehens begnügen müssen. Sind unsere Kenntnisse auch noch lückenhaft, und die Forscher in manchen Punkten verschiedener Ansicht, so läßt sich doch ein anschauliches Bild entwerfen, welches für unsere Überlegungen ausreichend sein wird.

Die Schwierigkeit beginnt damit, daß schon der zu untersuchende Stoff sehr verschiedenartig ist und im allgemeinen nicht einmal mit hinreichender Genauigkeit definiert werden kann. Die meisten Untersuchungen erstrecken sich daher nicht auf die Kohle oder den amorphen Kohlenstoff, sondern auf Graphit, also eine kristalline Form des Kohlenstoffs, wobei sich aber auch schon gezeigt hat, daß die Herstellungsbedingungen und die bei der Herstellung auftretenden Höchsttempera-

turen sowie geringfügige Verunreinigungen durch Wasserstoff oder Kohlenwasserstoffe einen ganz bedeutenden Einfluß ausüben. Da die Verbrennungsvorgänge in einem Zusammenwirken chemischer Reaktionen und physikalischer Vorgänge bestehen, so ist eine Untersuchung der Elementarvorgänge nur möglich, wenn es rückwärts gelingt, die physikalischen und die chemischen Vorgänge voneinander zu isolieren. Hierin liegt die zweite große Schwierigkeit; zugleich ist hierin das Versagen grundlegender Untersuchungen im technischen Maßstabe begründet, bei denen niemals eine reinliche Trennung der physikalischen und der chemischen Vorgänge möglich ist. Um jede Art von Nebenreaktionen auszuschließen, haben die Chemiker bei der Untersuchung der primären Verbrennungsreaktionen vorzugsweise im Hochvakuum gearbeitet, womit das erstrebte Ziel in einer Beziehung zwar erreicht wurde, während hingegen eine Übertragung dieser Ergebnisse auf andere Drücke, so z. B. auf diejenigen, bei denen sich die technischen Verbrennungsvorgänge abspielen, nicht ohne weiteres möglich ist. Endlich muß noch auf die weitere Schwierigkeit hingewiesen werden, daß die Kohle nicht mit dem vorwiegend untersuchten Graphit gleichgestellt werden kann, sondern daß sie ihrer Konstitution nach eine solche Vielfalt von Möglichkeiten über die Art der Anordnung und gegenseitigen Bindung der Kohlenstoffatome, über die Bindung von Wasserstoff- und Kohlenwasserstoffresten an die Kohlenstoffatome und über die Art und Größe der freien Valenzen in sich bergen, daß unbedingt erwartet werden muß, daß sich bei der Oxydation der Kohle auch eine ebensolche Vielfalt an Reaktionen einstellt. Wie man schon an einfacheren Reaktionen gesehen hat, z. B. bei der Graphitverbrennung, ist nicht nur die Reaktionsgeschwindigkeit, wie zu erwarten, von der Temperatur abhängig, sondern auch der Reaktionsverlauf, d. h. in verschiedenen Temperaturbereichen spielen sich ganz verschiedene Reaktionen ab, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten verlaufen und auch verschiedene Endprodukte liefern. Es ist daher nicht möglich, die Kohleverbrennung als eine bestimmte Reaktion zu beschreiben und formelmäßig darzustellen. Wenn wir dies aber nachstehend doch tun, so kann unser Vorgehen nur als ein Anhalt zur Gewinnung eines anschaulichen Bildes gewertet werden.

Es ist bekannt, daß der Kohlenstoff in drei Modifikationen, als Diamant, als Graphit und als sog. amorpher Kohlenstoff, in der Natur vorkommt. Der amorphe Kohlenstoff ist eigentlich keine dritte Modifikation im Gegensatz zu den beiden erstgenannten kristallinen Modifikationen, sondern er besteht im wesentlichen aus Graphitkristalltrümmern. Das Graphitkristallgitter ist in Abb. 7 dargestellt. Je 6 ringförmig angeordnete Kohlenstoffatome bilden eine Art Wabe, wobei es sich um eine stabile Bindung innerhalb dieser Kristallebene handelt, die aus lauter aneinandergereihten gleichseitigen Sechsecken besteht.

Der Abstand zweier Kohlenstoffatome beträgt  $1,42 \text{ \AA}^8$ . Je eine Valenz des vierwertigen Kohlenstoffatoms ist nach oben bzw. nach unten abwechselnd abgebunden und stellt den Zusammenhang mit den im Abstand  $3,40 \text{ \AA}$  liegenden Parallelebenen her. Diese Bindung ist eine sog. halbstarke oder metallische, die Bindungskraft beträgt nur  $\frac{1}{6}$  der Bindungskraft zweier Kohlenstoffatome in der gleichen Ebene. Am Rande muß der Graphitkristall freie, d. h. nicht abgebundene Valenzen besitzen, und zwar um so mehr, je weiter der Kristall zertrümmert ist. Der Angriff eines Sauerstoffmoleküls gegen einen solchen Graphitkristall wird sich in erster Linie gegen den schwächsten Punkt dieses Bauwerks richten, und dies ist der Raum zwischen je zwei Hexagonalebenen,

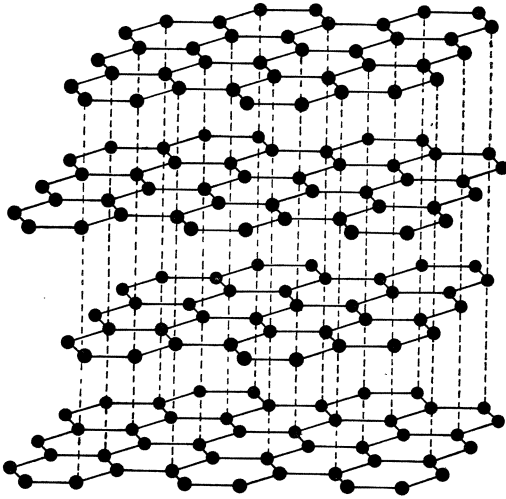


Abb. 7. Kristallgitter von Graphit.

erstens weil hier der größere Abstand und zweitens die geringste Bindungskraft ist. Tatsächlich richtet sich auch bei der Graphitverbrennung der Sauerstoffangriff nicht, wie man vielleicht erwarten könnte, auf die Ecken der Hexagonalebene, sondern auf diese interplanaren Räume. Die eingedrungenen Sauerstoffmoleküle reagieren dann mit den Kohlenstoffmolekülen unter gleichzeitiger Bildung von  $\text{CO}_2$  und  $\text{CO}$ . Das Kristallgitter wird da-

bei deformiert und einzelne Kohlenstoffatome aus dem Verband gerissen. Ebenso wie die Sauerstoffmoleküle können auch andere Moleküle in diese Räume eindringen und dort chemisch oder adsorptiv gebunden werden.

Wesentlich anders geht indessen die Verbrennung von amorphem Kohlenstoff vor sich. Zertrümmert man den Graphitkristall oder nimmt man an, daß die kristalline Form nicht die Primärform des Kohlenstoffs gewesen sei, so kann man sich leicht vorstellen, daß dadurch einerseits Kristallsplitter mit sehr großen Bruchstellen und entsprechend vielen freien Valenzen entstehen, daß andererseits diese Kristallteilchen stark deformiert und entartet sein können, so daß sie also nicht mehr jene am gut ausgebildeten Graphitkristall gemessenen Atomabstände besitzen und daß vor allem die schwächste Bindung, nämlich die der Hexagonalebenen untereinander, in erster Linie gestört und aufgehoben wird. Der

<sup>8</sup> 1 Ångström =  $10^{-8}$  cm.

amorphe Kohlenstoff bzw. die Kristallbruchstücke, von denen wir sprachen, werden daher in erster Linie aus Teilen solcher Hexagonalebenen bestehen, wobei die Möglichkeit gegeben ist, daß einzelne dieser Sechsecke auch gegeneinander um  $90^\circ$  verdreht sind und dadurch zu den vielfältigsten Formen führen können. Jedenfalls hat man am amorphen Kohlenstoff keine ausgesprochenen Kristalleigenschaften feststellen können. Die Vielfalt der Formen und die Unregelmäßigkeit der Oberflächen läßt vermuten, daß ein solches Kohlenstück an verschiedenen Stellen ganz verschiedene Eigenschaften aufweisen kann, je nach der Häufung freier Valenzen und je nach Größe, Lage und gegenseitiger Bindung der verschiedenen Kristallbruchstücke. Ganz allgemein läßt sich sagen und durch den Versuch belegen, daß der Kohlenstoff um so reaktionsträger ist, je besser sein Kristallgefüge ausgebildet ist. Zur Charakterisierung der Kohle und des Koks sei noch erwähnt, daß man sich die Kohle als vorwiegend amorph vorstellen muß, daß aber beim Koks im Verlauf seines Herstellungsprozesses Graphiteinlagerungen wie auch Ablagerungen auf der Oberfläche auftreten können, die seine Reaktionsfähigkeit in erheblichem Maße beeinflussen. Die Bindung des Sauerstoffs an der Kohlenoberfläche kann in verschiedenartigster Weise erfolgen, und aus dem Studium der Oxydationsvorgänge, besonders bei tiefen Temperaturen, muß man schließen, daß an der Oberfläche eine ganze Anzahl verschiedener C—O-Verbindungen entstehen, die teils sehr stabil, teils aber auch sehr instabil gebunden sind, von der festen chemischen Verbindung bis zur Adsorption. Die Zersetzung der verschiedenen Verbindungen geht bei ganz verschiedenen Temperaturen vor sich, so daß sich voraussichtlich auch kein einheitlicher Reaktionsverlauf einstellt, der durch eine einfache Gleichung zu beschreiben wäre. Wir begnügen uns daher mit der Feststellung, daß eine Reihe von Zwischenprodukten verschiedenartigen Charakters entstehen, die den Verlauf der Reaktion maßgeblich beeinflussen.

Nach der kinetischen Gastheorie kann man sich das Zustandekommen einer Reaktion so vorstellen, daß der gewöhnliche, selbst bei niedrigen Temperaturen außerordentlich häufige Zusammenprall zweier Moleküle der reagierenden Stoffe noch keine Reaktion hervorruft, daß vielmehr eine überdurchschnittliche Geschwindigkeit dazu erforderlich ist, die auch einen überdurchschnittlichen Energiegehalt erfordert. Es ist nur ein kleiner Bruchteil der Moleküle, der diesen Energiemehrgehalt besitzt, um „aktiv“ zu werden, den man daher als die „Aktivierungsenergie“ bezeichnet. Es ist nach dem MAXWELL-BOLTZMANNschen Gesetz  $e^{-A/RT}$ , worin  $A$  die Aktivierungsenergie,  $R$  die Gaskonstante,  $T$  die abs. Temperatur und  $e$  die Basis des natürlichen Logarithmus bedeutet. Man kommt durch diese Überlegungen zu einer kinetischen Deutung der ARRHENIUSschen Formel, die die Reaktionsgeschwindigkeit



angibt zu

$$(22) \quad k = k_m \cdot e^{-A/RT}.$$

$k_m$  ist die „maximale Reaktionsgeschwindigkeitskonstante“, die in Frage käme, wenn alle Zusammenstöße und nicht nur der Bruchteil  $e^{-A/RT}$  zur Reaktion führen würde. Sie ist von der Konzentration der reagierenden Bestandteile und in geringem, aber gegenüber  $e^{-A/RT}$  fast vernachlässigbarem Maße von der Temperatur abhängig, und zwar nach der kinetischen Gastheorie proportional  $\sqrt{T}$ .

Eine Erhöhung der Temperatur muß daher zu einer außerordentlichen Steigerung der wirksamen Zusammenstöße und damit der Reaktionsgeschwindigkeit führen. Die Verbrennungsreaktion läßt sich jedoch nicht in so einfacher Weise darstellen, da sie ja nicht nach einem einfachen Schema wie etwa



verläuft, sondern vielmehr über eine große Anzahl von Zwischenstufen. Es handelt sich also um eine Kettenreaktion, die durch eine Startreaktion, eine Reaktionskette und eine Kettenabbruchsreaktion gekennzeichnet ist. In einem solchen Falle besteht auch die Möglichkeit einer Reaktionsbeschleunigung durch Kettenverzweigung, also ohne thermische Einwirkung. Dennoch kann die Verbrennungsreaktion von Kohle in gewissen Temperaturbereichen durch Gesetzmäßigkeiten wiedergegeben werden, die eine ähnliche Form aufweisen, wie Gl. (22).

Auf Grund von Zünd- und Verbrennungsversuchen an Kohlen sind Zahlenwerte angegeben worden, so z. B. von ROSIN und FEHLING<sup>10</sup> und von SEYLER und JENKINS<sup>11</sup>, jedoch muß man annehmen, daß hierbei eine Ausschaltung der physikalischen Einflüsse nicht restlos durchgeführt worden ist, wenn auch die Versuche vorwiegend in Temperaturgebieten durchgeführt worden sind, in denen der Einfluß der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit vorherrschend ist. ROSIN und FEHLING drücken das an einer Eßkohle gefundene Ergebnis folgendermaßen aus:

$$(24) \quad k = e^{15,7 - \frac{6220}{T}} [\text{kcal/m}^2 \text{ h}].$$

Diese Gleichung besagt, daß der Übergang von 250 auf 1250° C eine Steigerung der Reaktionsgeschwindigkeit auf etwa das Tausendfache bedeutet. Die Steigerung der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit, völlig isoliert betrachtet, dürfte in dieser Temperaturspanne noch wesentlich größer sein.

<sup>9</sup> Vgl. H. ULICH: Kurzes Lehrb. d. physik. Chemie. Dresden u. Leipzig 1938.

<sup>10</sup> ROSIN, P. O., u. H. R. FEHLING: The Ignition of Coal on a Grate. J. Inst. Fuel 11 (1937), 56, S. 102/117.

<sup>11</sup> SEYLER, CLARENCE A., u. THOMAS E. JENKINS: The Ignition of Coal. J. Inst. Fuel 11 (1937), 56, S. 122/129.

Zur Beurteilung der Reaktionsgeschwindigkeit des Gesamtvorganges muß nun die Summe der physikalischen und chemischen Widerstände betrachtet werden. Nehmen wir das Ergebnis unserer späteren Berechnungen vorweg, so können wir feststellen, daß der physikalische Widerstand ziemlich groß und von der Temperatur nur wenig abhängig ist, während der chemische Widerstand in dem Temperaturbereich, in dem sich die Kohlenstaubverbrennung (nicht der Zündvorgang) abspielt, außerordentlich kleine Werte annimmt, so daß er völlig vernachlässigt werden kann. In anschaulicher Weise ist dies in Abb. 31, S. 72 dargestellt, auf die hier verwiesen sei.

Versuche, bei denen die physikalischen Vorgänge ungewöhnlich beschleunigt wurden, z. B. durch Aufspritzen eines Luft- bzw. Sauerstoffstrahles aus einer Düse mit Austrittsgeschwindigkeiten bis zu 500 m/s auf einen festen Brennstoff, wie sie von GRODZOVSKY und CHOUKHANOFF<sup>12</sup> ausgeführt wurden, haben bewiesen, daß trotz dieses starken Sauerstoffangebotes eine vollständige Vergasung und ein restloser Verbrauch des Sauerstoffs erzielt wurde. Dies ist ein Beweis dafür, daß nach Beseitigung der physikalischen Widerstände eine ganz ungeheuer große Reaktionsgeschwindigkeit erzielt werden kann.

Aus diesen Betrachtungen geht die Bedeutung der physikalischen Widerstände der Reaktion hinreichend hervor, Aufgabe der Ermittlung der Zündzeit ist daher eine Feststellung und Berücksichtigung der chemischen und vor allem auch der physikalischen Vorgänge und ihrer Geschwindigkeit, Aufgabe der Ermittlung der Brennzeit dagegen ist ausschließlich die Feststellung des Zeitbedarfs der physikalischen Vorgänge. Da die Zündzeit — von wenigen Ausnahmefällen abgesehen — nur einen geringen und vielfach sogar vernachlässigbar kleinen Bruchteil der Gesamtdauer des Zünd- und Verbrennungsvorganges ausmacht, ist die Aufgabe der Berechnung von Kohlenstaubfeuerungen in erster Linie als ein rein physikalisches Problem gekennzeichnet. Die später zu erörternden Ergebnisse dieser Betrachtungsweise und der Vergleich mit den vorhandenen Messungen rechtfertigen diese Auffassung in vollem Maße. Aus diesen Gründen soll zunächst die Ermittlung der Brennzeit behandelt werden, während wir die Behandlung der Zündzeit erst daran anschließen werden.

---

<sup>12</sup> GRODZOVSKY, M. K., u. Z. F. CHOUKHANOFF: The Primary Reactions of the Combustion of Carbon. Fuel Bd. 15 (1936), 11, S. 321/328. — Vgl. auch Feuerungstechn. Bd. 25 (1937), 1, S. 21/22.

## Wärmeübergang auf die Staubteilchen.

Die Einleitung der Verbrennung setzt voraus, daß das Brennstoffkorn eine Wärmezufuhr von außen erhält; die Verbrennungsreaktion verlangt eine fortlaufende Zufuhr von Sauerstoff, ein Vorgang, der der Wärmeübertragung ähnlich ist. Es ist daher erste Aufgabe unseres weiteren Berechnungsganges, den Wärmeübergang auf Staubteilchen bzw. auf Kugeln bei Relativgeschwindigkeiten, die gleich der Schwebegeschwindigkeit dieser Teilchen sind, zu ermitteln. Mit der Kenntnis des Korndurchmessers, der Relativgeschwindigkeit zwischen umgebenden Gas und schwebendem Korn und des Zustandes des Traggases (Temperatur, Druck, Zusammensetzung) müßte sich die Wärmeübergangszahl errechnen lassen. Obwohl die Kugel für die Technik, die Physik und die Meteorologie ein so überaus wichtiger Körper ist, fehlen wegen der großen versuchstechnischen Schwierigkeiten bisher jegliche Untersuchungen über den Wärmeübergang vom Gas auf eine Kugel bei erzwungener Strömung. Zur Überbrückung dieser Schwierigkeit soll folgender Analogieschluß gezogen werden, der den Wärmeübergang auf die Kugel in Vergleich setzt mit dem durch zahlreiches Versuchsmaterial sehr gut durchforschten Wärmeübergang auf den Zylinder von gleicher Oberfläche.

Wir wollen annehmen, daß sich die Wärmeübergangszahl auf die Kugel zur Wärmeübergangszahl auf den Zylinder verhält wie der Widerstand der Kugel zum Widerstand eines Zylinders gleicher Oberfläche, d. h. für das Längenverhältnis  $l = d$ . Als Widerstandszahl für den Zylinder muß man diejenigen Werte benutzen, die sich auf den unendlich langen Zylinder beziehen bzw. einen Zylinder betrachten, der an seinen Stirnflächen Scheiben besitzt, die den störenden Einfluß der Stirnfläche auf den Widerstandsbeiwert ausschalten. Dies ist deshalb notwendig, weil sich ja auch die Wärmeübergangszahlen nur auf die Zylinderfläche selbst, nicht auf die Stirnflächen beziehen. Da der Widerstand der Kugel auf den größten Breitenkreis bezogen wird, der Widerstand des Zylinders aber auf die Fläche  $l \cdot d = d^2$ , kann man das Verhältnis der Widerstände auch durch das Verhältnis der Widerstandsbeiwerte multipliziert mit  $\pi/4$  ausdrücken.

$$(25) \quad \alpha_K = \alpha_Z \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{C_K}{C_Z}.$$

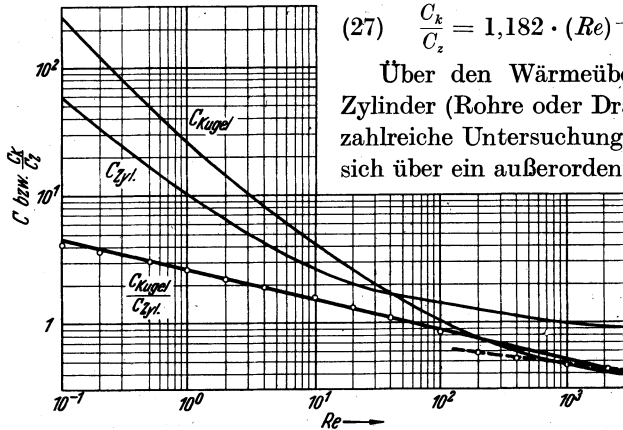
In Abb. 8 sind die Widerstandsbeiwerte für die Kugel und für den Zylinder sowie das Verhältnis beider in Abhängigkeit von der REY-

NOLDSSchen Zahl aufgetragen<sup>13</sup>. Das Verhältnis  $C_K/C_Z$  läßt sich, wie man sieht, in dem Bereich von  $Re = 10^{-1}$  bis 100 sehr gut durch die Gleichung

$$(26) \quad \frac{C_K}{C_Z} = 2,640 \cdot (Re)^{-0,235}$$

darstellen. Darüber hinaus ändert sich der Verlauf, so daß es — wie sich sogleich zeigen wird, auch aus anderen Gründen — zweckmäßig ist, zwischen zwei verschiedenen Bereichen unterhalb und oberhalb  $Re = 100$  zu unterscheiden. Oberhalb  $Re = 100$  ergibt sich die in Abb. 8 eingetragene gestrichelte Gerade von der Gleichung

$$(27) \quad \frac{C_K}{C_Z} = 1,182 \cdot (Re)^{-0,13}$$



Über den Wärmeübergang auf Zylinder (Rohre oder Drähte) liegen zahlreiche Untersuchungen vor, die sich über ein außerordentlich weites

Abb. 8. Widerstandsbeiwerte  $C_K$  für die Kugel,  $C_Z$  für den Zylinder und das Verhältnis  $C_K/C_Z$  in Abhängigkeit von der REYNOLDSSchen Zahl.

Gebiet der REYNOLDSSchen Zahlen erstrecken. J. ULSAMER<sup>14</sup> hat diese Versuche neu ausgewertet und hat für den Bereich  $0,1 < Re < 50$  die Gleichung

$$(28) \quad Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,817 \cdot (Re)^{0,385}$$

und für den Bereich  $50 < Re < 10000$  die Gleichung

$$(29) \quad Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,536 \cdot (Re)^{0,50}$$

aufgestellt. Man begeht keinen großen Fehler, wenn man aus Zweckmäßigkeitsgründen Gl. (28) bis  $Re = 100$  und Gl. (29) erst für den Bereich darüber benutzt. Der Sprung von einer Gleichung zur anderen liegt dann für die Gl. (28) und (29) sowie (26) und (27) an gleicher Stelle.

<sup>13</sup> Vgl. Fußnote 4 S. 7, a. a. O.

<sup>14</sup> ULSAMER, J.: Die Wärmeabgabe eines Drahtes oder Rohres an einen senkrecht zur Achse strömenden Gas- oder Flüssigkeitsstrom. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. 3 (1932), 2, S. 94/98.

Man erhält dann für die Wärmeübergangszahl auf die Kugel

$$(30) \quad \alpha_K = 1,694 \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot (Re)^{0,15},$$

$$(30a) \quad = 1,694 \cdot \lambda \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot w^{0,15}$$

unter Benutzung der Gl. (26) und (28). Diese Formeln gelten dementsprechend für den Bereich unterhalb  $Re = 100$ , während man für  $Re > 100$  aus Gl. (27) und (29) erhält:

$$(31) \quad \alpha_K = 0,50 \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot (Re)^{0,37},$$

$$(31a) \quad = 0,50 \cdot \lambda \cdot \nu^{-0,37} \cdot d^{-0,63} \cdot w^{0,37}.$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen ist es nun möglich, sowohl die Erwärmung der Kugeln im Luft- oder Gasstrom als auch den Stoffaustausch an der Kugeloberfläche zu berechnen.

### Ermittlung der Brennzeit.

Bei den bisherigen Betrachtungen gingen wir von der Annahme aus, daß die Brennstoffteilchen Kugelgestalt haben. Wir wollen zunächst die weitere Annahme treffen, daß die Kugeln homogen seien und aus reinem Kohlenstoff bestehen. Bei Kohle mit einem höheren Gehalt an flüchtigen Bestandteilen sind dann gewisse Korrekturen notwendig, die wir später behandeln werden. Der Einfluß der Asche, der sich im übrigen auch als sehr gering erwiesen hat, wird zunächst ebenfalls vernachlässigt.

Die Mehrzahl der theoretischen Untersuchungen von heretogenen Reaktionen geht von der Vorstellung und von der Voraussetzung aus, daß der Transport des reagierenden Gases, in unserem Falle des Luft-sauerstoffes, durch Diffusion bewirkt wird. Bei einer erzwungenen Strömung, wie sie hier vorliegt, ist jedoch ein Gastransport durch Konvektion, also ein Austausch größerer Gasballen durch Strömungsvorgänge, in viel stärkerem Maße wirksam, als die reine Diffusion (vgl. S. 15).

Zur Verbrennung von 1 kg Kohlenstoff werden  $1,864 \text{ Nm}^3$  Sauerstoff bzw. 2,664 kg Sauerstoff benötigt. Um die Kugeloberfläche von außen her durch Verbrennung bis zur Tiefe  $dr$  abzubauen, muß demnach das Sauerstoffgewicht

$$(32) \quad -dG = 2,664 \cdot \gamma_k \cdot 4\pi r^2 dr$$

an die Oberfläche herangebracht werden. Diesen Stofftransport kann man sich so vorstellen, daß er einerseits von der Oberfläche des Teilchens  $4\pi r^2$ , andererseits von dem Konzentrationsgefälle und der Zeit abhängig ist. Die Sauerstoffkonzentration unmittelbar an der Oberfläche des Kohleteilchens ist Null, da dort der Sauerstoff verbraucht

wird, außerhalb des Wirkungsbereichs des Brennstoffs ist die Sauerstoffkonzentration gleich dem Sauerstoffgehalt der Luft bzw. des umgebenden Gases. Dieser Sauerstoffgehalt stellt mithin auch das wirksame Sauerstoffgefälle dar. Das übertragene Sauerstoffvolumen kann dann berechnet werden, wenn man noch einen Faktor  $\beta$ , die Stoffaustauschzahl, einführt, die der Wärmeübergangszahl bei dem analogen Vorgang der Wärmeübertragung entspricht. Der notwendige Stofftransport bzw. das Sauerstoffgewicht, welches an die Oberfläche herangebracht wird, läßt sich dann ausdrücken durch die Gleichung

$$(33) \quad dG = \gamma_{O_2} \cdot dV = \beta \cdot 4\pi r^2 \cdot O_2 \cdot \gamma_{O_2} \cdot dz,$$

wie sie auch bereits von NUSSELT<sup>15</sup> bei einem ähnlichen Problem verwendet worden ist. Darin bedeutet, um es nochmal zu wiederholen,  $\beta$  die Stoffaustauschzahl,  $4\pi r^2$  die Kugeloberfläche,  $O_2$  das jeweilige Sauerstoffkonzentrationsgefälle,  $\gamma_{O_2}$  das spez. Gewicht (die Wichte) des Sauerstoffs und  $z$  die Zeit in h. Aus Gl. (32) und (33) findet man dann den Zusammenhang zwischen dem Kornradius  $r$  und der Zeit  $z$ . Es ist

$$(34) \quad 2,664 \cdot \gamma_k \cdot dr = \beta \cdot O_2 \cdot \gamma_{O_2} \cdot dz.$$

Eine mathematisch strenge Lösung dieser Gleichung ist nicht möglich, zumal  $\beta$ , wie wir noch sehen werden, eine Funktion der jeweiligen wechselnden Gaszusammensetzung, des Korndurchmessers und der Schwebegeschwindigkeit ist, die wiederum eine verwickelte Funktion von  $\gamma_k$ ,  $r$  und der Temperatur darstellt. Außerdem ist auch das Konzentrationsgefälle mit fortschreitender Verbrennung veränderlich. Die Lösung der Aufgabe ist daher nur näherungsweise durch Anwendung einiger Kunstgriffe möglich.

### Die Stoffaustauschzahl.

Die Stoffaustauschzahl  $\beta$  läßt sich aus der Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch bestimmen. Die Gleichung des Wärmeübergangs lautet:

$$(35) \quad \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = \Phi \left( \frac{w \cdot d}{\nu} \right),$$

die Gleichung des Stoffaustausches:

$$(36) \quad \frac{\beta \cdot d}{D} = \Psi \left( \frac{w \cdot d}{D} \right).$$

Darin bedeuten  $\alpha$  die Wärmeübergangszahl,  $\beta$  die Stoffaustauschzahl,  $d$  den Durchmesser,  $w$  die Geschwindigkeit,  $a$  die Temperaturleitzahl und  $D$  die Diffusionszahl [vgl. Gl. (38)]. Das Temperaturfeld bei der Wärmeübertragung ist dem Konzentrationsfeld bei der Diffusion ähnlich,

<sup>15</sup> NUSSELT, W.: Die Verbrennung und die Vergasung der Kohle auf dem Rost. Z. VDI 60 (1916), 6, S. 102/107.

wenn die Bedingung erfüllt wird, daß die Temperaturleitzahl gleich der Diffusionszahl, also

$$(37) \quad \frac{a}{D} = 1$$

ist<sup>16</sup>. Diese Bedingung ist jedoch nicht erfüllt, denn es ist

$$(38a) \quad a = \frac{\lambda}{\gamma \cdot c_p},$$

$$(38b) \quad D = \frac{\lambda}{\gamma \cdot c_v},$$

wie die kinetische Gastheorie zeigt<sup>17</sup>. Also ist

$$(39) \quad \frac{a}{D} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{1,4} \neq 1.$$

Zur Erfüllung der Ähnlichkeitsbedingung muß also der Wert  $D$  den Berichtigungsfaktor 1,4 erhalten, denn es ist dann

$$(40) \quad \frac{a}{1,4D} = 1.$$

Der Wert  $D$  tritt aber auch in der rechten Seite der Gl. (36) auf, so daß auch dort der Zähler den Beiwert 1,4 erhalten muß. Da die Funktion nach Gl. (35) und (36), wie Gl. (30) bzw. (31) zeigt, eine Potenzfunktion mit der Potenz 0,15 bzw. 0,37 ist, so wird dieser Berichtigungsfaktor  $1,4^{0,15} = 1,0518$  bzw.  $1,4^{0,37} = 1,1326$ . Nachdem wir in dieser Weise die Ähnlichkeitsbedingung zwischen Wärme- und Stoffaustausch erfüllt haben, können wir Gl. (30a) zur Ermittlung der Stoffaustauschzahl heranziehen. Es ist

$$(41) \quad \beta = 1,694 \cdot 1,4 \cdot 1,0518 \cdot D \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot \omega^{0,15},$$

$$(41a) \quad \beta = 2,494 \cdot D \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot \omega^{0,15}.$$

Die Diffusionszahl  $D$  ist nach LOSCHMIDT

$$(42) \quad D = D_0 \cdot \frac{T^2}{T_0^2} \cdot \frac{760}{p}.$$

Bezieht man alle Vorgänge auf den Druck 760 mm Hg, so entfällt der Druckeinfluß.  $D_0$  wird nach Gl. (38b) aus der Wärmeleitzahl, dem spez. Gewicht (der Wichte) und der spez. Wärme bei konstantem Volumen gewonnen. Eine Schwierigkeit ergibt sich daraus, daß die Wärmeleitzahl von Gasgemischen nicht ohne weiteres nach der Mischungsregel ermittelt werden kann<sup>18</sup>, andererseits aber sind weder ausreichende versuchs-

<sup>16</sup> GRÖBER-ERK: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, S. 203. Berlin 1933.

<sup>17</sup> JAEGER, G.: Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie. Braunschweig 1919 (Die Wissenschaft Bd. 12). — Die kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten. Handbuch der Physik Bd. IX S. 435.

<sup>18</sup> HERZFELD, K. F.: Kinetische Theorie der Wärme, Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik III, (11. Aufl.) 2, S. 93. Braunschweig 1925.

mäßige noch theoretisch befriedigende Ergebnisse über die Wärmeleit-  
zahlen der technisch wichtigen Gasgemische vorhanden, so daß wir in  
erster Annäherung doch die Mischungsregel auch auf die Wärmeleit-  
zahlen anwenden müssen.

In Zahlentafel 2 sind die wichtig-  
sten Zahlenwerte für Luft und für  
ein durchschnittliches Rauchgas an-  
gegeben.

	Luft	Rauchgas ( $n = 1$ )
$\lambda_0$	0,02066	0,01859
$\gamma_0$	1,293	1,343
$c_v$	0,171	0,186
$D_0$	0,0934	0,0744

Betrachten wir einen Verbren-  
nungsvorgang mit theoretischer Luft-  
menge ( $n = 1$ ), so ändert sich bei der Verbrennung die Gaszusammen-  
setzung von reiner Luft zu Beginn des Vorganges bis zum reinen Rauch-  
gas bei Beendigung des Vorganges, entsprechend wird sich auch  $D_{\text{Luft}}$   
in  $D_{\text{Rauchgas}}$  ändern. Diese Änderung verläuft proportional dem Ab-  
brand, der durch das Verhältnis  $\frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3}$  ausgedrückt wird. Ist im An-  
fangszustand (1)  $D_0 = D_1$ , im Endzustand (2)  $D_0 = D_2$ , so gilt für einen  
beliebigen Zwischenzustand

$$(43) \quad D_0 = D_1 + (D_2 - D_1) \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3}$$

als Mittelwert längs des Verbrennungsweges, auf dem sich  $r$  von  $r_0$  bis  
0 und  $x = r/r_0$  von 1 bis 0 ändert, ist

$$(44) \quad 1 - \frac{1}{x} \int_{x=0}^{x=1} x^3 dx = 1 - \frac{1}{4} = 0,75$$

und somit

$$(45) \quad D_0 = D_1 + 0,75(D_2 - D_1).$$

Mit den Zahlenwerten der Tafel 2 erhält man bei der Verbrennung  
( $n = 1$ )  $D_0 = 0,0791$ . Geht die Verbrennung dagegen mit einem höheren  
Luftüberschuß vor sich, so erhält man am Ende des Vorganges kein  
theoretisches Rauchgas, sondern ein mit einer entsprechenden Luft-  
menge verdünntes Gas, und die Diffusionszahl ergibt sich in diesem Falle  
zu

$$(46) \quad D_0 = D_1 + \frac{0,75}{n} \cdot (D_2 - D_1)$$

bzw. mit den Werten nach Zahlentafel 2

$$(46a) \quad D_{0n} = 0,0934 - \frac{1}{n} \cdot 0,0143.$$

Die Stoffaustauschzahl  $\beta$  wird dann bei  $n = 1$  nach Gl. (41a) und  
nach Einführung der Diffusionszahl nach Gl. (42) und des Zahlenwertes



für  $D_0$  und nach dem Übergang von dem Durchmesser  $d = 2r$  auf den Radius  $r$

$$(47) \quad \beta = 1,4685 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \cdot \nu^{-0,15} \cdot r^{-0,85} \cdot w^{0,15}.$$

Bei anderen Luftüberschußzahlen ändert sich der  $\beta$ -Wert durch die Änderung der Diffusionszahl, worauf wir noch zurückkommen werden.

### Berechnung der Brennzeit.

Das Sauerstoffkonzentrationsgefälle in Gl. (34) ist veränderlich und vom Abbrand abhängig. Es beträgt anfangs  $O_2 = 0,21$  und fällt auf den Wert 0 am Ende des Vorganges. Die Sauerstoffabnahme verläuft dabei proportional der Gewichtsabnahme, jedem Wert von  $r$  kann daher ein bestimmter Sauerstoffgehalt zugeordnet werden. Er ist

$$(48) \quad O_{2,r} = 0,21 - 0,21 \cdot \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} = 0,21 \left( 1 - \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \right).$$

Im Bereich von  $x = r/r_0 = 0$  bis  $x = 1$  ist die mittlere Sauerstoffkonzentration

$$(49) \quad (O_2)_m = 0,21 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1}{x} \int_{x=0}^{x=1} x^3 dx \right) \right],$$

$$(49a) \quad (O_2)_m = \frac{0,21}{4} = 0,0525.$$

NUSSELT<sup>19</sup> hat den gleichen Sauerstoffverlauf angegeben, der nach einigen Umformungen dargestellt ist durch die Gleichung

$$(50) \quad O_2 = 0,21 \left[ 1 - \frac{1}{n} \left( \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \right) \right].$$

Mit  $n = 1$  erhält man Gl. (48). Der sich daraus ergebende Verlauf des Sauerstoffgehaltes in Abhängigkeit vom Brennweg ist durch die Messungen von SCHWIEDESEN<sup>20</sup> im wesentlichen bestätigt worden.

In Gl. (34) wird nun  $\beta$  nach Gl. (47) eingeführt, und die Glieder mit  $r$  werden auf die linke Seite der Gleichung gebracht. Es ist dann

$$(51) \quad -r^{0,85} \cdot dr = \frac{1,469 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \cdot w^{0,15}}{2,664 \cdot \gamma_k \cdot \nu^{0,15}} \cdot O_2 \cdot \gamma_{O_2} \cdot dz$$

oder nach Zusammenziehung aller Konstanten, einschließlich

$$(52) \quad \gamma_{O_2} = 1,429 \cdot \frac{T_0}{T},$$

$$(53) \quad -r^{0,85} dr = 215 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T \cdot w^{0,15}}{\gamma_k \cdot \nu^{0,15}} \cdot O_2 \cdot dz.$$

<sup>19</sup> NUSSELT, W.: Der Verbrennungsvorgang in der Kohlenstaubfeuerung. Z. VDI 68 (1924), 6, S. 124/128 Gl. (39a) bis (45a).

<sup>20</sup> SCHWIEDESEN, H.: Versuche über die Verbrennungsvorgänge in einer Kohlenstaubfeuerung. Arch. Eisenhüttenwes. 5 (1931/32), 6, S. 291/298 und Feuerungstechn. Berichte des Reichskohlenrats Heft 8. Berlin 1932.

Eine strenge Integration dieser Gleichung ist, wie bereits bemerkt, nicht möglich. Integriert man Gl. (53) in den Grenzen von  $r = r_0$  bis  $r = 0$  bei der Zeit  $z = 0$  bis  $z = z_0$ , und setzt man für die übrigen Ausdrücke konstante Mittelwerte ein, also für  $D_0$ , wie bereits geschehen und in dem Zahlenbeiwert enthalten, ferner für das Konzentrationsgefälle den Mittelwert  $(O_2)_m$  und für die 0,15<sup>te</sup> Potenz der Schwebegeschwindigkeit den Mittelwert  $(w^{0,15})_m$  nach der graphischen Auswertung Abb. 6, so erhält man

$$(54) \quad \frac{r^{1,85}}{1,85} = 11,29 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T (w^{0,15})_m}{\gamma_k \cdot \nu^{0,15}} \cdot z_0$$

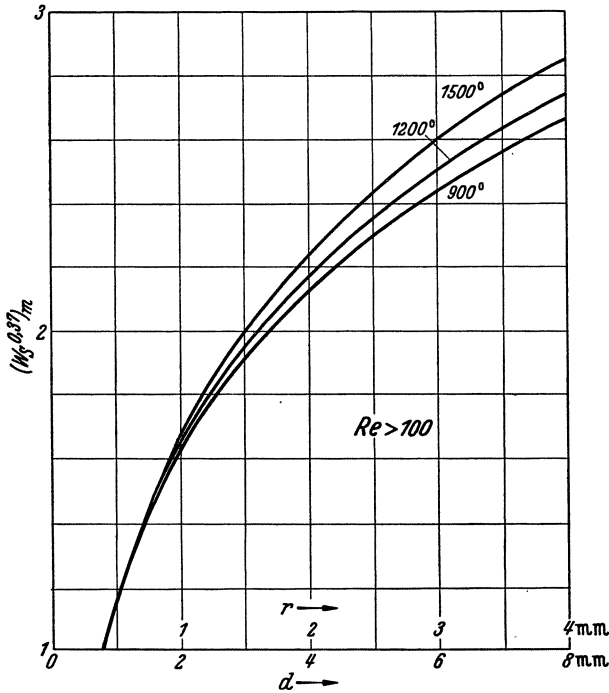


Abb. 9.  $(w_s^{0,37})_m$ -Hilfstafel zur Auswertung der Gl. (56), gültig für  $\gamma_k = 1000 \text{ kg/m}^3$ .

und durch Auflösung nach der Zeit  $z_0$  und nach Multiplikation mit 3600, um das Ergebnis in Sekunden zu erhalten,

$$(55) \quad z_0 = 172,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_k \cdot \nu^{0,15} \cdot r^{1,85}}{T \cdot (w^{0,15})_m} \quad [\text{s}].$$

Die gleiche Ableitung läßt sich auch für das Gebiet  $Re > 100$  durchführen, indem man von der Gl. (31) für die Wärmeübergangszahl für dieses Gebiet ausgeht. Das Endergebnis führt dann zu der Vergasungszeit

$$(56) \quad z_0 = 528,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_k \cdot \nu^{0,37} \cdot r^{1,63}}{T \cdot (w^{0,37})_m} \quad [\text{s}].$$

In Gl. (55) und (56) erscheint im Nenner eine Potenz der Schwebegeschwindigkeit, die aber, wie wir früher gesehen haben, auch wiederum

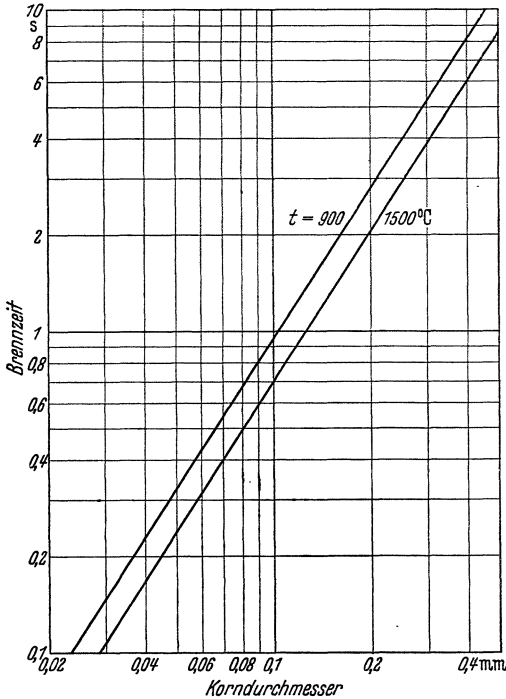


Abb. 10. Brennzeit von Kohlenstoffkugeln (logarithm. Maßstab).

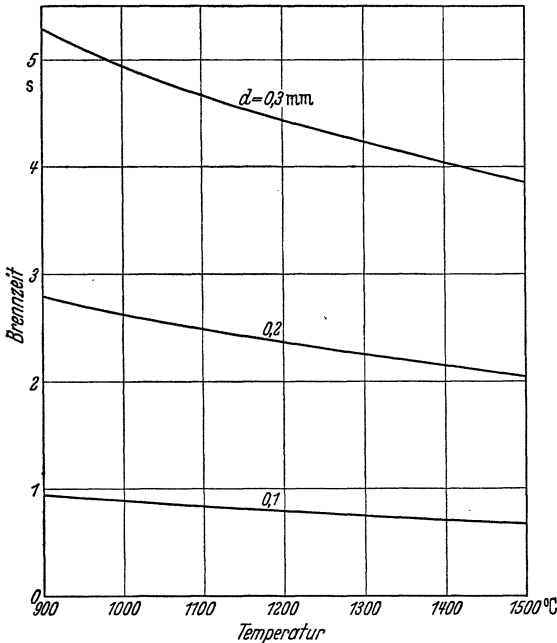


Abb. 11. Abhängigkeit der Brennzeit von Kohlenstoffkugeln von der Temperatur.

eine verwickelte Funktion des Teilchendurchmessers und der Temperatur ist. Eine weitere rechnerische Umformung der Gleichungen wäre indessen möglich, wenn der Ausdruck für die Schwebegeschwindigkeit etwa nach Gl. (14) rechnerisch bequem wäre. Dies ist jedoch leider nicht der Fall; man kommt vielmehr zu einer unendlichen binomischen Reihe, die sehr schlecht konvergiert. Zur Auswertung der Gl. (55) und (56) wurde daher der Ausdruck  $(w_s^{0,15})_m$  und  $(w_s^{0,37})_m$  graphisch integriert und in Abb. 6 und 9 aufgetragen, wo man das Ergebnis sofort abgreifen kann.

In allgemeinerer Fassung lautet demnach die formelmäßige Darstellung der Brennzeit

$$(57) \quad z_0 = \text{konst.} \cdot f(T) \cdot \varphi(r).$$

Man sieht daraus, daß die Brennzeit eines bestimmten Brennstoffs lediglich von der Temperatur und vom Korndurchmesser abhängt, und zwar, wie Abb. 10 und 11 zeigen, von der Temperatur in sehr geringem, vom Durchmesser aber in sehr starkem Maße. Die Art des Brennstoffs drückt sich in der Konstanten aus.

Die in dieser Weise ermittelte Brennzeit gilt, strenggenommen, für eine

Verbrennung von Gleichkorn mit gleichmäßig fortschreitender Verbrennung. Praktisch hat man es jedoch stets mit Kornmischungen verschiedenster Durchmesser zu tun, wobei dann das Feinkorn den Sauerstoff schneller aufbrauchen und die Sauerstoffkonzentration für das Grobkorn verschlechtern wird. In Kornmischungen wird also das Feinkorn noch eine kürzere Brennzeit aufweisen, das Grobkorn dagegen eine längere, während die errechneten Zeiten den Mittelwert darstellen.

### Verbrennung mit Luftüberschuß.

Geht die Verbrennung, was ja die Regel ist, nicht mit der theoretisch notwendigen Luftmenge ( $n = 1$ ) vor sich, sondern mit einem gewissen

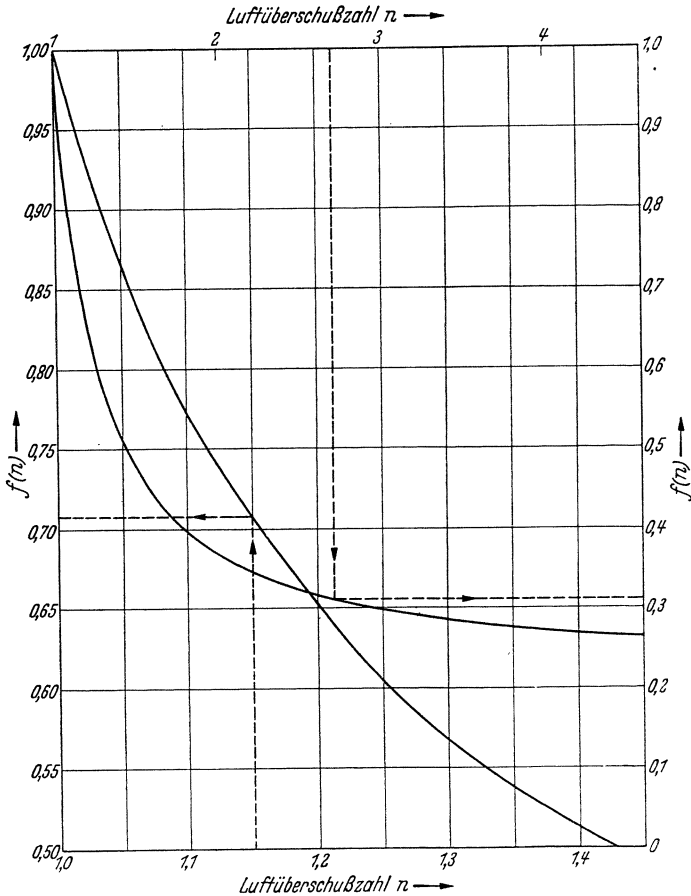


Abb. 12. Luftüberschußfaktor  $f(n)$  in Abhängigkeit von der Luftüberschußzahl  $n$ . (Unterer und linker — oberer und rechter Maßstab gehören zusammen!)

Luftüberschuß, der bei Kohlenstaubfeuerungen zumeist in den Grenzen von 10 bis 30% ( $n = 1,1$  bis  $1,3$ ) liegt, so gestalten sich die Verhältnisse insofern günstiger, als das Sauerstoffkonzentrationsgefälle dauernd

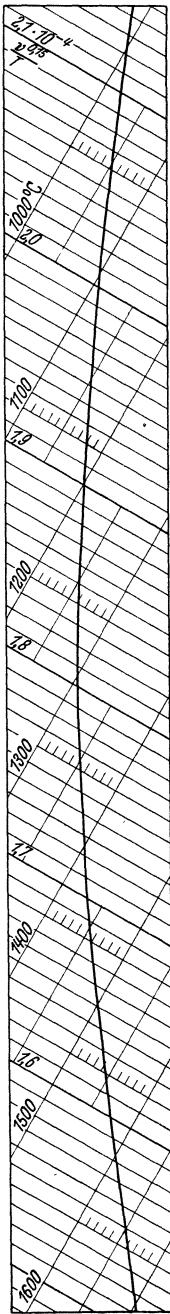


Abb. 13. Hilfstaftel  $r^{0,15}/T$  für Steinkohle, angenähert auch für Braunkohle. (Beachte: Schräggestelltes Koordinatensystem!)

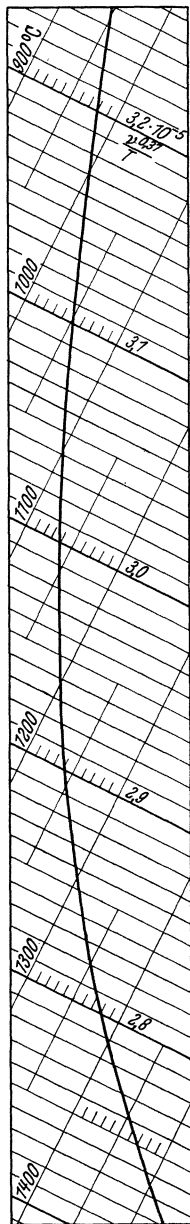


Abb. 14. Hilfstaftel  $r^{0,37}/T$ .

größer ist. Der Sauerstoffgehalt der Luft sinkt von seinem Ausgangswert 0,21 nicht auf Null, sondern auf den Wert  $0,21/n$ , es ist also

$$(58) \quad O_{2r} = 0,21 - \frac{0,21}{n} \cdot \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3}$$

$$= 0,21 \left( 1 - \frac{1}{n} \cdot \frac{r_0^3 - r^3}{r_0^3} \right)$$

und

$$(59) \quad (O_2)_m = 0,21 \left( 1 - \frac{0,75}{n} \right).$$

Bei der Luftüberschusszahl  $n = 1,2$  ist also z. B.  $(O_2)_m = 0,0788$  gegenüber 0,0525, also 50 % größer. Außerdem wird die Gaszusammensetzung eine andere sein, und die Diffusionszahl errechnet sich nach

$$(60) \quad D_0 = D_1 + \frac{0,75}{n} (D_2 - D_1).$$

Diese Änderungen gegenüber den Verhältnissen bei  $n = 1$  werden am zweckmäßigsten durch einen Umrechnungsfaktor

$$(61) \quad f(n) = \frac{D_{0n=1}}{D_{0n}} \cdot \frac{[(O_2)_m]_{n=1}}{[(O_2)_m]_n}$$

berücksichtigt, der der Zahlentafel 3 bzw. Abb. 12 entnommen werden kann. Man beachte, daß in dieser Abb. 12 verschiedene Maßstäbe verwendet worden sind, um einen großen Bereich bequem ablesbar darstellen zu können.

Zahlentafel 3.

$n$	$f(n)$	$n$	$f(n)$
1,0	1,000	1,8	0,397
1,1	0,773	2,0	0,367
1,2	0,647	3,0	0,298
1,3	0,568	4,0	0,271
1,4	0,513	5,0	0,257
1,5	0,471	10,0	0,232
1,6	0,441	$\infty$	0,212

Die in dieser Weise errechneten Brennzeiten stellen zunächst einen

unteren Grenzwert dar, wobei noch besonders zu berücksichtigen ist, daß sie nur für die Voraussetzungen unserer Ableitung, also für homogene Kohlenstoffkugeln gelten.

**Zahlenbeispiel:** Die Brennzeit einer Kohlenstoffkugel von 0,2 mm  $\varnothing$  in einem aufsteigenden Gasstrom bei einer mittleren Temperatur von 1200° C ist zu berechnen. Es sei  $\gamma_k = 1200 \text{ kg/m}^3$ . Zur Vereinfachung der Rechnung ist in Abb. 13 der Ausdruck  $\nu^{0,15}/T$  für Rauchgas bereits fertig ausgerechnet, die Abb. 13 gilt sowohl für Braunkohle wie für

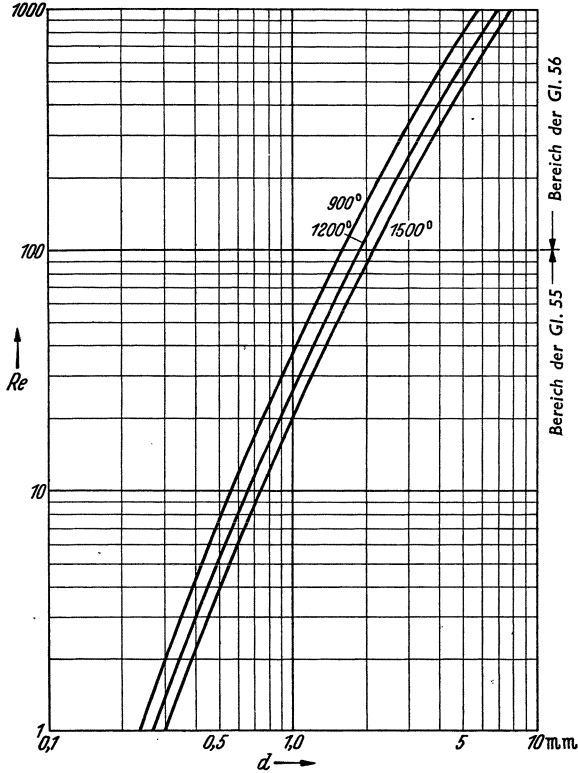


Abb. 15. REYNOLDSSche Zahlen für Kugeln kleinen Durchmessers. Abgrenzung des Gültigkeitsbereichs der Gl. (55) und (56) bzw. (72) und (73).

Steinkohle, da sich durch die Verschiedenheit der Gaszusammensetzung nur ganz geringfügige Unterschiede ergeben, die ohne Beeinträchtigung der Genauigkeit des Rechenergebnisses vernachlässigt werden können.

Die Brennzeit errechnet sich dann nach Gl. (55) wie folgt:

$$\begin{aligned}
 r &= 0,0001 \text{ m}, & r^{1,85} &= 0,03981 \cdot 10^{-6}, \\
 \frac{\nu^{0,15}}{T} &= 1,90 \cdot 10^{-4} & & \text{nach Abb. 13,} \\
 (w_s^{0,15})_m &= 0,54 & & \text{nach Abb. 6,} \\
 z_0 &= 172,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{1200 \cdot 1,9 \cdot 10^{-4} \cdot 0,03981 \cdot 10^{-6}}{0,54} = 2,9 \text{ s.}
 \end{aligned}$$

## Brennzeit von Kohlenstaub.

### Einfluß der flüchtigen Bestandteile.

Die Betrachtungen bezogen sich bisher ausschließlich auf Kohlenstoffkugeln, also einen Brennstoff, wie er etwa in sehr aschearmen Koksen vorläge, der aber wegen seiner ungünstigen Zündeigenschaften sehr selten in Betracht kommt, oder nur dann, wenn durch besondere Maßnahmen für die Aufrechterhaltung sehr hoher Temperaturen und damit für ideale Zündverhältnisse gesorgt ist. In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle wird aber als Brennstoff für Staubfeuerungen ein Kohlenstaub in Frage kommen, der einen mehr oder weniger großen Anteil an flüchtigen Bestandteilen besitzt. Ein Staub mit hohem Gehalt an flüchtigen Bestandteilen wird sogar bevorzugt verwendet, einerseits wegen seines günstigen Zündverhaltens, andererseits wegen der geringeren Brennzeit, wie sich aus den nachstehenden Betrachtungen ergibt.

Wird ein Kohleteilchen erwärmt, so wird es zunächst getrocknet. Bei weiterer Erwärmung beginnt es zu entgasen, die flüchtigen Bestandteile werden ausgetrieben, ein Vorgang, der schon beginnen kann, lange ehe die Zündung eingesetzt hat und der sich nach erfolgter Zündung in verstärktem Maße fortsetzt. Im Hinblick auf den kleinen Teilchendurchmesser geht die Durchwärmung sehr schnell vor sich, folglich wird auch bei den kleinsten Teilchen die Entgasung lange beendet sein, ehe die Vergasung und Verbrennung des verbleibenden Koksteilchens vor sich gegangen ist. Dadurch ergeben sich zwei wichtige Einflüsse auf den Verbrennungsvorgang, dessen Zeitbedarf in Gl. (55) seinen formelmäßigen Ausdruck gefunden hat. Verlegen wir den Vorgang der Entgasung zur Vereinfachung der Vorstellung und der Berechnung etwa in den Zeitpunkt der Zündung, so ändert sich bei unveränderter Gestalt des Kohleteilchens, die wir zunächst voraussetzen, das Gewicht und damit auch das scheinbare spez. Gewicht (die Rohwichte)  $\gamma_k$  durch die Abspaltung der flüchtigen Bestandteile. Das Teilchen wird um diesen Betrag leichter. Man braucht also auch nur noch so viel Sauerstoff an seine Oberfläche heranzuführen, wie diesem veränderten Gewicht entspricht. Die flüchtigen Bestandteile dagegen treten in den Gasraum ein, finden hier durch Mischung (Konvektion und Diffusion) den zu ihrer Verbrennung notwendigen Sauerstoff und brennen ab, ein Vorgang, der sich der Vergasung und Verbrennung des Koksteilchens überlagert. Dadurch aber ergibt sich eine zweite Beeinflussung der Koksverbren-

nung durch die flüchtigen Bestandteile. Die Gasverbrennung geht unverhältnismäßig schneller vor sich als die Reaktion am festen Körper; wir können daher ihren Zeitbedarf praktisch vernachlässigen<sup>21</sup> und annehmen, daß die Koksverbrennung durch die inzwischen erfolgte Gasverbrennung in einem Medium von entsprechend verringertem Sauerstoffgehalt vor sich geht. Die Tatsache, daß insbesondere größere Teilchen bereits teilweise abbrennen, während die Trocknung und vor allem die Entgasung im Kern noch nicht beendet ist, ändert praktisch nichts, die Verminderung der Sauerstoffkonzentration erfolgt dadurch später, dann aber um so stärker.

Das scheinbare spez. Gewicht (die Rohwichte) verringert sich bei  $v\%$  flüchtigen Bestandteilen auf

$$(62) \quad \gamma_k = \left(1 - \frac{v}{100}\right) \cdot \gamma_0,$$

und der Berichtigungsfaktor, bezogen auf den  $\gamma_0$ -Wert der Ausgangskohle, lautet

$$(63) \quad f_\gamma = \left(1 - \frac{v}{100}\right),$$

wenn  $\gamma_0$  das spez. Gewicht der ursprünglichen Kohle bedeutet. Da in der Konstanten der Gl. (55) der Sauerstoffgehalt der Verbrennungsluft mit 21% enthalten ist, muß die Verlängerung der Brennzeit infolge der Verringerung der Anfangskonzentration des Sauerstoffs durch einen Faktor  $21/O_2$  berücksichtigt werden, wobei  $O_2$  den Sauerstoffgehalt der Verbrennungsluft nach beendetem Abbrand der flüchtigen Bestandteile und  $x$  seinen prozentualen Anteil am Gesamtluftbedarf bedeutet. Ein Zahlenbeispiel möge dies erläutern:

Zahlentafel 4.

Flüchtige Bestandteile %	Spez. Gew. kg/m <sup>3</sup>	Anteiliger O <sub>2</sub> -Bedarf der fl. Best. $x$	O <sub>2</sub> -Gehalt der Verbrennungsluft nach Abbrand der fl. Best.		
			$n = 1$	$n = 1,2$	$n = 2,5$
0	1200	0	21,0	21,0	21,0
10	1080	0,112	18,6	19,0	20,1
20	960	0,220	16,4	17,2	19,2
30	840	0,296	14,8	15,8	18,5
40	720	0,357	13,5	14,7	18,0
50	600	0,415	12,3	13,7	17,5

<sup>21</sup> Nach den Beobachtungen und Messungen von F. S. SINNATT, Fuel 8 (1929) S. 362, und H. K. GRIFFIN, J. R. ADAMS und D. F. SMITH, Ind. Engng. Chem. 21 (1929), 9, S. 808 — vgl. auch H. FISCHBECK in EUCKEN-JACOB, Der Chemie-Ingenieur Bd. 3 1. Teil S. 274/276 — beträgt die Größenordnung der Brennzeit der flüchtigen Bestandteile bei Steinkohlenstaub nur einen kleinen Bruchteil der gesamten Brennzeit dieses Staubes. Es ist daher durchaus berechtigt, die Brennzeit des Gases gegenüber dem Koksrest zu vernachlässigen.



In Zahlentafel 4 wurde der Luftbedarf der flüchtigen Bestandteile  $x$  gefunden als Differenz des Luftbedarfs der Kohle (Steinkohle zugrunde gelegt) und des Luftbedarfs des übrigbleibenden Kohlenstoffs. Diese Sauerstoffminderung ist, wie sich zeigt, natürlich auch vom Luftüberschuß abhängig und macht sich daher um so stärker bemerkbar, je kleiner der Luftüberschuß ist. Der Sauerstoffgehalt der Luft für die C-Verbrennung sinkt auf

$$(64) \quad (\text{O}_2)_{\text{Luft}} = 21 \left( 1 - \frac{x}{n} \right).$$

Die Auswirkung des Anteils der flüchtigen Bestandteile muß daher auch bei jedem Luftüberschuß verschieden sein. Der Berichtigungsfaktor, bezogen auf die Verhältnisse bei 0% flüchtigen Bestandteilen ( $\text{O}_2=21\%$ ), ist daher

$$(65) \quad f_{\text{O}_2} = \frac{21}{21 \left( 1 - \frac{x}{n} \right)} = \frac{1}{\left( 1 - \frac{x}{n} \right)}.$$

Die Änderung des scheinbaren spez. Gewichtes des Kohlen- bzw. Koksteilchens wirkt sich jedoch auch noch auf die Schwebegeschwindigkeit [also auch auf den Ausdruck  $(w_s^{0,15})_m$  in Gl. (55)] aus, was ebenfalls zu berücksichtigen ist. Da  $w_s$  vom Durchmesser  $d$  abhängig ist, können allgemeine Berichtigungsfaktoren nicht angegeben werden, es müßte vielmehr ein Faktor

$$(66) \quad f_w = \frac{(w_s^{0,15})_{m\gamma_a}}{(w_s^{0,15})_{m\gamma_k}}$$

eingeführt werden, der in Zahlentafel 5 als Beispiel für den Teilchendurchmesser  $d = 0,1$  angegeben ist. Bei anderen Durchmessern ist  $f_w$  nicht wesentlich von den angegebenen Werten verschieden. Zweckmäßig wird man bei der Berechnung gleich den Wert für  $(w_s^{0,15})_m$  in Abb. 6, S. 11, aufsuchen.

Zahlentafel 5.

Fl. Best. %	$(w_s^{0,15})_{m\gamma_k}$	$f_w$
0	0,565	1
10	0,552	1,024
20	0,540	1,046
30	0,526	1,074
40	0,513	1,101
50	0,500	1,130

Die Voraussetzung, daß sich die äußere Gestalt der kugelförmig angenommenen Teilchen durch die Erwärmung, Trocknung und Entgasung nicht ändert, trifft jedoch in sehr vielen Fällen nicht zu. Das Korn kann durch die Wärmeeinwirkung zerfallen, in vereinzelten Fällen auch schrumpfen oder, was auf die meisten Steinkohlen mit 25 bis 35% fl. Bestandteile zutrifft, aufblähen. Da das Korn frei schwebt, findet die Blähneigung keinen Widerstand, der zu einer Beschränkung und Verfestigung führen könnte; sie wird sich beim Durchschreiten der Er-

weichungszone voll auswirken und dabei dem Teilchen, das vorher eine beliebige unregelmäßige Gestalt hatte, eine Kugel- oder Tropfenform geben, wobei aber wegen der Drehbewegung der Teilchen die Kugelform die wahrscheinlichere ist, die man auch an erhitzten Kohlenstaubteilchen im Mikroskop festgestellt hat. Damit ist die für die theoretischen Ableitungen getroffene Annahme der Kugelgestalt auch für die Wirklichkeit voll gerechtfertigt.

### Einfluß des Blähgrades.

Unter dem Blähgrad soll das Verhältnis des Volumens des geblähten Kokes zu dem Volumen des Ausgangskohleteilchens verstanden werden. Nichtblähende Kohle hat den Blähgrad  $\xi = 1$ , Blähgrade  $\xi < 1$  bedeuten Schrumpfung und sollen dann als Schrumpfungsgrade bezeichnet werden. Den Kornzerfall wollen wir hier nicht weiter in Betracht ziehen, da er ja in der Größe des Teilchendurchmessers bereits seinen Ausdruck findet. Bei der Blähung der Kohle kann sowohl ein etwa gleichmäßiges poriges Gefüge entstehen oder aber es bildet sich eine Hohlkugel (nach der Bezeichnung von F. S. SINNATT und H. E. NEWALL<sup>22</sup> „Cenosphäre“ genannt), deren Durchmesser beträchtlich ansteigen kann. Für die weiteren Berechnungen wird der Fall eines gleichmäßigen Gefüges angenommen, für das Gl. (55) gültig ist. Die  $\xi$ -Werte sind dann auch etwas kleiner als die bei Hohlkugelbildung festgestellten. Die rechnerische Behandlung der Hohlkugel ist ohne weiteres möglich, nur ist dann zu berücksichtigen, daß die Integration der Gl. (53), S. 28, nur in den Grenzen zwischen dem Außen- und Innenradius der Hohlkugel vorzunehmen ist, deren Größe natürlich bekannt sein müßte. Ausreichende Meßergebnisse liegen darüber nicht vor, jedoch dürfte der Einfluß nicht allzu bedeutend sein, da dem brennzeitsteigernden Einfluß des vergrößerten Durchmessers der brennzeitkürzende Einfluß der verringerten Rohwichte gegenübersteht.

Unter der Annahme eines Blähgrades  $\xi$  verändert sich das scheinbare spez. Gewicht  $\gamma_k$  des Kohleteilchens in

$$(67) \quad \gamma_k = \frac{\left(1 - \frac{v}{100}\right)}{\xi} \cdot \gamma_0.$$

Der Radius des Kohleteilchens wird dabei auf  $r = r_0 \cdot \sqrt[3]{\xi}$  anwachsen, so daß ein Berichtigungsfaktor für  $z_0$  einzuführen ist, der lautet

$$(68) \quad f_\xi = \frac{\sqrt[3]{\xi^{1,85}}}{\xi} = \xi^{-0,383}.$$

<sup>22</sup> SINNATT, F. S., u. H. E. NEWALL: Fuel 3 (1924) S. 424.

Endlich wirkt sich aber auch die Senkung des scheinbaren spez. Gewichts durch die Blähung auf die Schwebegeschwindigkeit aus, wodurch die Berichtigung nach Gl. (66) eine weitere Änderung erfährt. Wir schreiben

$$(69) \quad f_{w\xi} = \frac{(w_s^{0,15})_{m\gamma_0}}{(w_s^{0,15})_{m\gamma_k\xi}}$$

Dieser Ausdruck läßt sich nicht in allgemeingültiger Form angeben, sondern muß ebenfalls, wie dies bei Gl. (66) der Fall war, von Fall zu Fall aus Abb. 6, S. 11, entnommen werden. Wie sich der Einfluß des Blähgrades  $\xi$  auf den Wert  $f_w$  auswirkt, zeigt eine Trennung in die Einflüsse der Wichteänderung durch die fl. Bestandteile und die der zusätzlichen Wichteänderung durch den Blähgrad, indem wir ansetzen

$$(70) \quad f_{w\xi} = \alpha \cdot f_w.$$

Der Wert für  $\alpha$  kann für ein Beispiel aus Zahlentafel 6 entnommen

Zahlentafel 6. Zusätzlicher Einfluß des Blähgrades ( $\alpha$ ) auf den Berichtigungsfaktor  $f_w$

Fl. Best. %	$\xi = 1,25$	$\xi = 1,5$	$\xi = 1,75$
0	1,028	1,038	1,050
10	1,022	1,033	1,042
20	1,020	1,029	1,034
30	1,015	1,021	1,024
40	1,012	1,014	1,014
50	1,008	1,008	1,006

werden, er liegt zwischen 0,5 und 5% bei  $\xi = 1,25$ , zwischen 0,8 und 2,8% bei  $\xi = 1,75$ .

Die Gesamtberichtigung zur Erfassung der Einflüsse der fl. Bestandteile und ihrer Rückwirkung auf das scheinbare spez. Gewicht

des Kokes auf die Sauerstoffkonzentration und auf die Schwebegeschwindigkeit und der Einflüsse des Blähgrades muß dann lauten

$$(71) \quad f = f_\gamma \cdot f_{O_2} \cdot f_\xi \cdot f_{w\xi} = \left(1 - \frac{v}{100}\right) \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{n}\right)} \cdot \xi^{-0,383} \cdot f_{w\xi}.$$

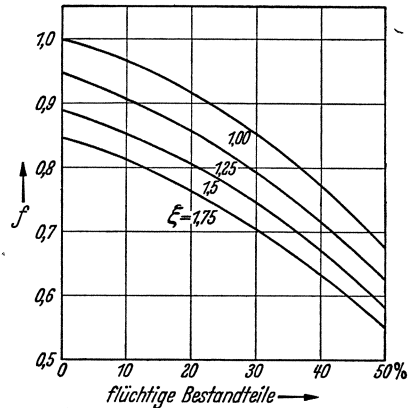
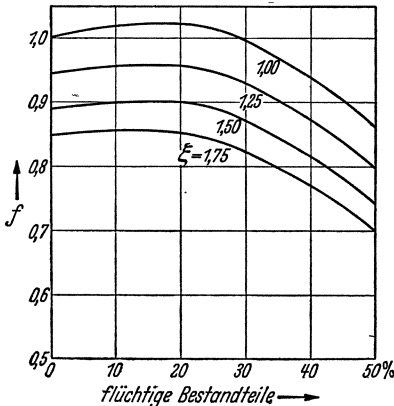


Abb. 16 u. 17. Abhängigkeit der Brennzeit von den flüchtigen Bestandteilen bei  $n = 1,2$  und  $n = 2,5$  (Relativwerte bezogen auf  $v = 0\%$ ) und Einfluß des Blähgrades  $\xi$ .

In Abb. 16 und 17 sind diese Einflüsse dargestellt, und zwar für  $n = 1,2$  und  $n = 2,5$ . Wie man sieht, wirken sich besonders bei niedrigen Luftüberschüssen die Verringerung der Wichte und die Verschlechterung der Sauerstoffkonzentration derart entgegen, daß sich keine großen Unterschiede zwischen Kohlen mit geringem oder hohem Anteil an fl. Bestandteilen ergeben. Mit zunehmendem Luftüberschuß wird aber die Einwirkung auf den Sauerstoffgehalt immer geringer, entsprechend zeigen sich auch größere Unterschiede

in Abhängigkeit von den fl. Bestandteilen. Sehr beträchtlich ist dagegen der Einfluß des Blähgrades. Da nun jeder Kohle ein bestimmter Blähgrad zugeordnet ist, der mit wachsendem Anteil an fl. Bestandteilen bis zu den Fettkohlen stark ansteigt, um bei den Gasflammkohlen wieder abzunehmen, so kann man nun auch die wirkliche Brennzeit von Kohle angeben. In Abb. 18 ist die Gesamtberichtigung angegeben, wobei der auf der Abbildung unten angegebene Blähgrad zugrunde gelegt wurde. Allerdings fehlen noch genügend viele systematische Messungen des Blähgrades, um sagen zu können, daß diese Annahme die wirklichen Verhältnisse wiedergibt, eine entsprechende Korrektur ist jedoch leicht möglich; auch muß man berücksichtigen, daß die Hohlkugelbildung hierbei ausdrücklich angenommen ist. Mit Rücksicht auf den Einfluß des Luftüberschusses ist der Faktor  $f(n)$  in Gl. (61), S. 32 (nach Zahlentafel 3, S. 32), ebenfalls berücksichtigt, wobei die Brennzeit bei  $n = 1, \xi = 1$  gleich 1 gesetzt ist. Die gestrichelten Kurven zeigen den Verlauf ohne Berücksichtigung des Blähens.

Die Brennzeit wirklicher Kohle von der Anfangswichte  $\gamma_0$ , mit  $v\%$  fl. Bestandteilen, einem Blähgrad  $\xi$  und einem Kornradius von  $r\text{m}$  beträgt bei einer Luftüberschußzahl  $n$  folglich

$$(72) \quad z = 172,4 \cdot 10^6 \frac{\gamma_0 v^{0,15} \cdot r^{1,85}}{T \cdot (w_s^{0,15})_m} \cdot f(n) \left(1 - \frac{v}{100}\right) \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{n}\right)} \cdot \xi^{-0,383} \cdot f_w \xi \text{ [s].}$$

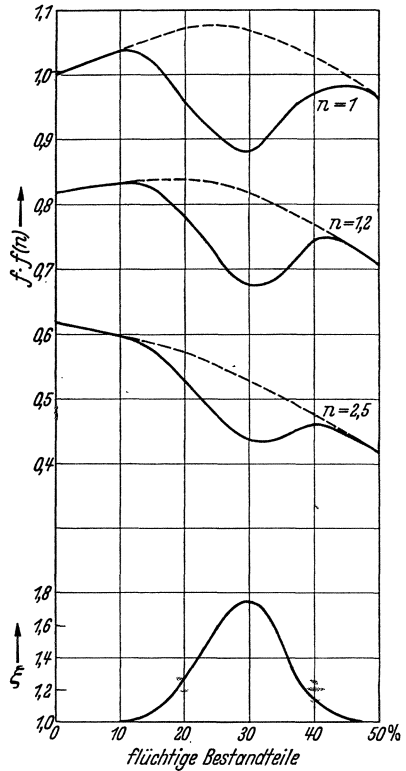


Abb. 18. Einfluß des Luftüberschusses, der flüchtigen Bestandteile und des Blähgrades auf die Brennzeit des Kohlenstaubes (Relativwerte bezogen auf  $n=1, v=0\%, \xi=1$ ).

Der Wert für  $f(n)$  kann der Zahlentafel 3 auf S. 32 bzw. der Abb. 12 S. 31 entnommen werden.

Diese Gleichung gilt den Voraussetzungen ihrer Ableitung entsprechend für den bei Kohlenstaubfeuerungen vorwiegend in Frage kommenden Bereich von  $Re < 100$ , für das Gebiet  $Re > 100$  entsprechend die Gleichung

$$(73) \quad z = 528,4 \cdot 10^6 \frac{\gamma_0 \cdot \gamma^{0,37} \cdot \gamma^{1,63}}{T \cdot (w^{0,37})_m} \cdot f(n) \left(1 - \frac{v}{100}\right) \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{n}\right)} \cdot \xi^{-0,457} \cdot f_{w\xi} [s].$$

In Abb. 19 ist die errechnete Brennzeit für einen Braunkohlenstaub in Abhängigkeit vom Korndurchmesser aufgetragen, und zwar für verschiedene Luftüberschüßzahlen und für die in einer Kesselfeuerung etwa zugeordneten Temperaturen.

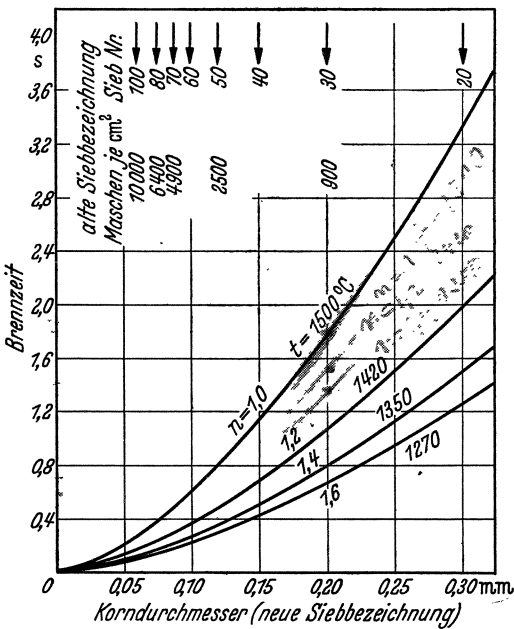


Abb. 19. Brennzeit von Braunkohlenstaub  $\gamma_k = 1200 \text{ kg/m}^3$ .

verschiedene Luftüberschüßzahlen und für die in einer Kesselfeuerung etwa zugeordneten Temperaturen. Da der Temperatureinfluß nicht sehr groß ist, ergeben sich bei abweichenden Temperaturen nur geringe Verschiebungen. Am oberen Rande sind außerdem die alten Siebbezeichnungen angegeben, deren Maschenweite dem Durchmesser entspricht. Die neue Siebbezeichnung verwendet den Durchmesser in mm als Siebnummer (Abszissen). Zugrunde gelegt ist ein trockener Braunkohlenstaub mit etwa 10 bis 12% Wassergehalt, 6 bis 7% Aschegehalt,  $\gamma_0 = 1300 \text{ kg/m}^3$ ,  $v = 58,2\%$  flüchtigen Bestandteilen und  $\xi = 1$ .

Beispiele eines Hochtemperaturkokses, einer nicht blähenden Magerkohle und einer blähenden Fettkohle ( $\xi = 1,75$ ) sind in Abb. 20 für den bei Kohlenstaubfeuerung üblichen Luftüberschüß von  $n = 1,25$  dargestellt.

### Einfluß des Ausbrandes.

Betrachtet man ein einzelnes Kohlenstaubpartikelchen oder auch eine Vielheit von Kohlenstaubkugeln gleichen Korndurchmessers („Gleichkorn“) und verfolgt rechnerisch den Abbrand dieser Teilchen vom Anfangsdurchmesser bis zu ihrem Durchmesser 0, also bis zum völligen Ausbrand, so erhält man in dimensionsloser Darstellung den Verlauf des

Abbrandes nach Abb. 21. Die Gesamtbrennzeit ist hierin gleich 100%, das Gesamtgewicht ebenfalls = 100% gesetzt. Durch eine schrittweise Berechnung des Abbrandes bei verschiedenen Luftüberschubzahlen läßt sich nachweisen, daß diese Kurve für alle Luftüberschubzahlen Gültigkeit hat. Man erkennt daraus, daß der Abbrand zunächst schnell

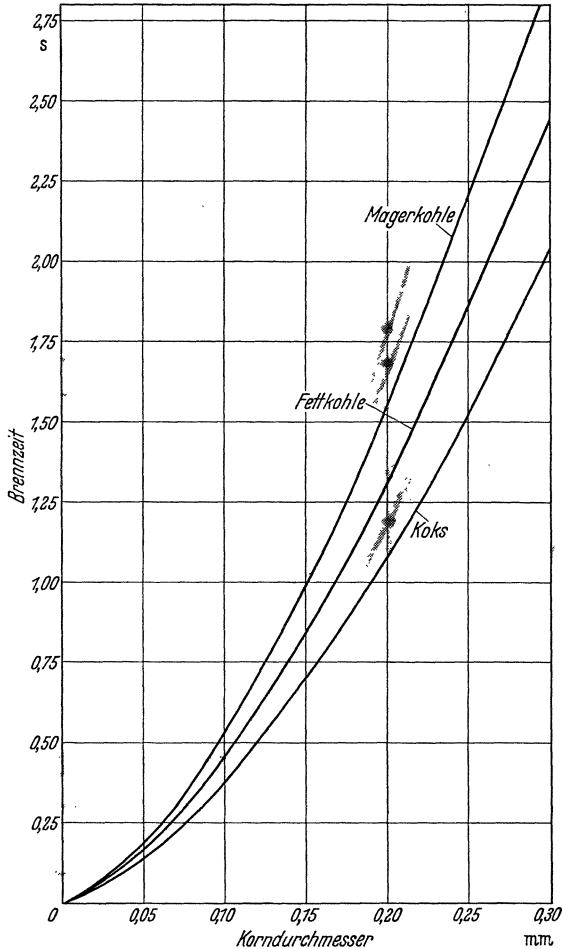


Abb. 20. Brennzeit von Hochtemperaturkoks-, Magerkohlen- und Fettkohlenstaub bei  $n = 1,25$ ,  $t = 1300^\circ \text{C}$ . Koks  $\gamma = 900$ ,  $\xi = 1$ . Magerkohle  $v = 11\%$  fl. Best.,  $\gamma = 1400$ ,  $\xi = 1$ . Fettkohle  $v = 25\%$  fl. Best.,  $\gamma = 1300$ ,  $\xi = 1,6$ .

und dann immer langsamer vor sich geht, so daß in der Halbzeit 75% des ursprünglichen Gewichtes verbrannt sind, während die restlichen 25% nochmals ebenso lange Zeit benötigen. Der letzte Ausbrand erfordert unverhältnismäßig viel Zeit, und es ist daher anzunehmen, daß man durch den Verzicht auf einen restlosen Ausbrand eine ganz beträchtliche Verkürzung der Brennzeit erzielen kann. Diese Verhältnisse gehen

noch deutlicher aus Abb. 22 hervor, die zugleich für die Beurteilung der Auswirkung von Abbrandmeßfehlern benutzt werden kann. Schon

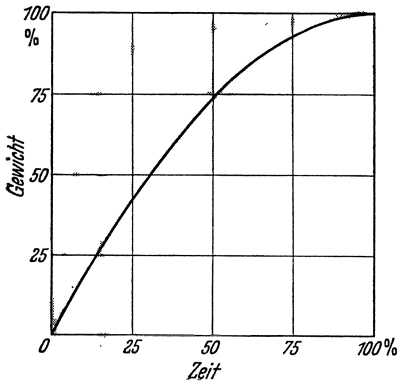


Abb. 21. Einfluß des Abbrandes auf die Brennzeit in dimensionsloser Darstellung.

ein sehr geringer Fehler von beispielsweise 1% macht sich infolge der großen Steilheit der Kurve in der Brennzeit sehr stark bemerkbar, in welcher bereits 9% Fehler auftreten. Umgekehrt kommt man bei Verzicht des letzten Prozentes, also bei einem Ausbrand von 99%, mit einer Brennzeit aus, die nur 91% der gesamten ausmacht.

Bei der Verfeuerung eines Korn-gemisches dagegen ist der Verlauf des Abbrandes ein ganz anderer und von der Gemischzusammensetzung abhängig, die letzten Gewichtsprozent liegen nur in den größten Körnern, und die Abbrandkurve läuft noch bedeutend flacher aus<sup>23</sup>.

Bei der Verfeuerung eines Korn-gemisches dagegen ist der Verlauf des Abbrandes ein ganz anderer und von der Gemischzusammensetzung abhängig,

### Einfluß des Aschengehaltes.

Der Aschengehalt der für Staubfeuerungen in Frage kommenden Brennstoffe ist außerordentlich wechselnd und im allgemeinen sogar recht hoch. Vorzugsweise wird man ja solche Sorten der Vermahlung zuführen, die schon bei der Gewinnung staubförmig oder feinkörnig anfallen und deren Aschengehalt meist über dem Durchschnitt liegt. Falls Förderkohlen oder andere Sorten vermahlen werden, so ist der durchschnittliche Aschengehalt geringer als bei den Feinkohlen, und es ist ja bei einem zunehmenden Bedarf an Staub durchaus möglich, daß durch das Auftreten eines Mangels an feinkörnigen Sorten zu der Vermahlung größerer Stücke geschritten werden muß, ganz abgesehen davon, daß bei einigen Brennstoffen, so z. B. bei den Braunkohlen, eine Sortentrennung nicht in dem Maße üblich ist wie bei den Steinkohlen.

Wie die Untersuchungen von H. SCHWARTZKOPFF<sup>24</sup> gezeigt haben, findet beim Vermahlungsvorgang mit steigender Feinheit eine stärkere Trennung der Kohle und Asche statt, also auch das Auftreten reiner Aschepartikel neben reinen Kohlepartikeln und solchen mit geringem Aschengehalt. Man unterscheidet bei den Kohlen zwischen solchen

<sup>23</sup> Vgl. P. ROSIN u. H. G. KAYSER: Zur Physik der Verbrennung fester Brennstoffe. Z. VDI. 75 (1931), 26, S. 849/857, bes. Abb. 19 auf S. 852.

<sup>24</sup> SCHWARTZKOPFF, H.: Beitrag zur Klärung der Frage, wie die Asche nach Menge und Art im Kohlenstaub enthalten ist und welche Wege gegeben sind, sie trockenmechanisch zu beseitigen. 15. Berichtsfolge des Kohlenstaubausschusses des Reichskohlenrats, Berlin 1929.

Ascheanteilen, die als „äußere Asche“ bezeichnet werden und die als Beimengungen zur Kohlesubstanz vorkommen, also auch leicht getrennt werden können, und solchen, die mit der Kohle fest verbunden sind, der sog. „inneren Asche“. Schwieriger und darum unvollkommener ist die Trennung der inneren Asche von der Kohle, die teils aus den pflanzlichen Ursprungssubstanzen, teils aus feinen Infiltrationen besteht. Der Mengenanteil dieser inneren Asche ist jedoch sehr gering und seiner Herkunft entsprechend nicht allzu stark wechselnd. Die hohen Aschengehalte mancher Kohlensorten und besonders der sog. Abfallbrennstoffe bestehen daher im wesentlichen aus der äußeren Asche, die keinen Einfluß auf die individuellen Kohlepartikel ausüben können.

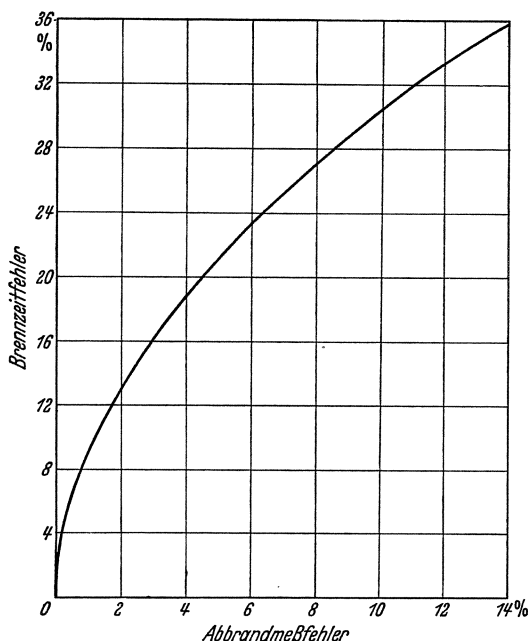


Abb. 22. Einwirkung eines Abbrandmeßfehlers auf die Brennzeitbestimmung.

Betrachten wir denjenigen Aschengehalt, der nach der Vermahlung noch mit dem Brennaren untrennbar verbunden ist, so bestehen mehrere Möglichkeiten der Art, wie Kohle und Asche einander zugeordnet sind. Die Asche kann

1. vom Brennaren umschlossen sein,
2. das Brennare umschließen,
3. neben dem Brennaren vorhanden sein, wobei die verschiedensten Möglichkeiten mit den Grenzfällen 1 und 2 gegeben sind.

Im ersteren Fall ist irgendein nachteiliger Einfluß auf den Verbrennungsablauf nicht möglich, der Abbrand erfolgt nur bis auf den Aschenkern, ist also schneller beendet als bei einem reinen Kohlenstück gleichen Durchmessers. Im zweiten Fall, der übrigens noch viel seltener vorkommen dürfte als der erste, da die dazu notwendigen sehr hohen Aschengehalte der Einzelteile kaum vorkommen, ist eine Verbrennung überhaupt unmöglich. Im dritten Falle endlich besteht die Oberfläche des Einzelkornes aus einem mehr oder weniger großen aktiven Teil (Kohle) und einem entsprechend zugeordneten inaktiven Teil (Asche), so daß die Oberflächenreaktion in dem Maße verringert wird, wie inaktive Oberfläche vorhanden ist. Es ist indessen zu erwarten, daß dieser



Einfluß infolge des nur sehr beschränkten Anteils an innerer Asche so geringfügig bleibt, daß er bisher praktisch kaum nachgewiesen werden konnte. Bei den Untersuchungen, die E. AUDIBERT<sup>25</sup> mit Kohlen und Koksen von 8,85 bis 48,60% Aschengehalt durchgeführt hat, ließ sich ein irgendwie gearteter Einfluß des Aschengehaltes trotz dieser weiten Spanne nicht nachweisen. Es ist daher berechtigt, den Einfluß des Aschengehaltes gänzlich zu vernachlässigen.

In seinen Versuchen über die Verbrennungsvorgänge in einer Kohlenstaubflamme hat H. SCHWIEDESSEN<sup>26</sup> auch den Einfluß des Aschengehaltes darzustellen unternommen, obwohl dieser bei den verwendeten Brennstoffen nur wenig schwankte. Ob dies angesichts der Ergebnisse AUDIBERTS berechtigt ist, bedarf einer weiteren versuchsmäßigen Klärung.

Es mag noch erwähnt werden, daß vielfach die Vermutung ausgesprochen worden ist, daß die Asche einen katalytischen Einfluß auf die Verbrennungsreaktion ausübt. Demgegenüber ist zu betonen, daß die Verbrennungsreaktion ja nur an dem aktiven Teil der Oberfläche vor sich geht, also dort, wo keine Asche vorhanden ist, daß es daher nicht recht verständlich erscheint, wie der Mechanismus oder Chemismus dieses Ascheneinflusses vor sich gehen soll. Es handelt sich hier zunächst nur um Vermutungen, die bisher noch nicht einwandfrei nachgewiesen werden konnten; man darf sich daher von der Wirksamkeit dieses Katalysators nicht allzuviel versprechen, zumal Versuche, durch künstlichen Zusatz verschiedener mineralischer Substanzen die Vergasungs- und Verbrennungsvorgänge zu beschleunigen oder in eine bestimmte Richtung zu lenken, bisher fast immer gescheitert sind. Ebenso wie von der negativen Einwirkung kann daher auch von der positiven Einwirkung des Aschengehaltes ganz abgesehen werden.

---

<sup>25</sup> AUDIBERT, E.: Vgl. Fußnote 37 S. 54.

<sup>26</sup> SCHWIEDESSEN, H.: Vgl. Fußnote 20 S. 28.

## Förderung und Einblasung des Staub-Luft-Gemisches.

Die in Form eines bestimmten Überdruckes zur Verfügung stehende Energie des Trägerluftstromes wird beim Zusammentreffen mit dem Kohlenstaub benötigt, um die festen Teilchen zunächst bis auf die Korngeschwindigkeit  $w_k$ , die eine Funktion der Gas- (Luft-) und der Schwebegeschwindigkeit ist, zu beschleunigen, und um die Korngeschwindigkeit dauernd aufrechtzuerhalten. Zur Erzielung des Höchstwertes der Korngeschwindigkeit ist ein bestimmter, mit der Größe des Korndurchmessers stark ansteigender Weg, der Beschleunigungsweg, notwendig. GASTERSTÄDT<sup>27</sup> hat nachgewiesen, daß der spez. Druckabfall  $\pi$  (Verhältnis der Druckabfälle von reiner Luft zu demjenigen von Luft mit dem zu fördernden Material) eine Funktion des Mischverhältnisses  $\mu$  (Verhältnis des Gewichtes des zu fördernden Gutes zu demjenigen des Fördermittels) ist, und zwar steigt  $\pi$  mit  $\mu$  nach der Beziehung

$$(74) \quad \pi = 1 + \mu \cdot \operatorname{tg} \alpha .$$

Dabei ist  $\operatorname{tg} \alpha$  von der Trägerluftgeschwindigkeit abhängig. M. P. KALINUSCHKIN<sup>28</sup> gibt für die pneumatische Förderleistung den Kraftbedarf an zu

$$(75) \quad N = N_L (1 + \mu) .$$

Darin bedeutet  $N_L$  den Kraftbedarf für die Förderung reiner Luft, er richtet sich also nach der Höhe der Luftgeschwindigkeit, der Länge der Leitung und dem Mischungsverhältnis. Bei aufsteigender Leitungsführung und bei Krümmern kommt noch die Hubarbeit und eine zusätzliche Beschleunigungsarbeit hinzu, so daß durch die Veränderungen des Geschwindigkeitsprofils und der Kornverteilung für einen Teil des Fördergutes eine abermalige Beschleunigung notwendig wird.

Der Beschleunigungsweg ist abhängig von der Schwebegeschwindigkeit des Kornes, also wiederum vom Korndurchmesser, der Wichte und von dem physikalischen und dem Bewegungszustand des Fördermittels. Für den Gültigkeitsbereich des STOKESSchen Gesetzes ist dieser Weg (auch = „Bremsweg“ beim Einschießen eines Kornes in ein ruhendes Gas) nach der von SELL gegebenen Ableitung<sup>29</sup>

$$(76) \quad s = \frac{w_s \cdot w}{g} ,$$

<sup>27</sup> S. Fußnote 5 S. 12.

<sup>28</sup> Trans. Centr. Aero-Hydrodyn. Inst. Nr. 164 (1933) S. 1—48. — Zbl. Mech. 1 (1934), 8, S. 371.

<sup>29</sup> SELL, W.: Staubausscheidung an einfachen Körpern und in Luftfiltern. Forschungsheft 347. Berlin 1931. — Vgl. auch F. ALBRECHT: Theoretische Untersuchungen über die Ablagerung von Staub aus strömender Luft und ihre Anwendung auf die Theorie der Staubfilter. Physik. Z. 32 (1931) S. 48/56.

worin  $s$  den Beschleunigungs- bzw. Bremsweg in m,  $w_s$  die Schwebegeschwindigkeit und  $w$  die Korngeschwindigkeit (Endgeschwindigkeit bei der Beschleunigung, Einschluß- oder Anfangsgeschwindigkeit bei der Bremsung) in m/s und  $g$  die Erdbeschleunigung bedeutet. Mit wachsendem Korndurchmesser steigt der Beschleunigungsweg nach Maßgabe der wachsenden Schwebegeschwindigkeit, also sehr stark an, so daß die Höchstgeschwindigkeit (nach Gl. 19 S. 12) zumindest für die größten Korndurchmesser in sehr vielen Fällen nicht erreicht werden dürfte. Dies ist aber, wie die nachfolgenden Betrachtungen zeigen, praktisch sehr wichtig.

Aus der Brennerdüse tritt das Staub-Luft-Gemisch mit einer gewissen Geschwindigkeit aus, die bei aufwärts gerichtetem Brenner gering gehalten werden kann, bei abwärts gerichtetem Brenner (U-Flamme) im allgemeinen hoch gewählt wird in dem Bestreben, die Flamme zur guten Ausfüllung des gegebenen Raumes, möglichst weit nach unten zu drücken, und die bei waagrecht liegenden Brennern, besonders bei den Eckenfeuerungen, auch ziemlich hoch gewählt wird, um in Richtung senkrecht zur Gasströmungshauptrichtung (von unten nach oben) möglichst tief in den Raum einzudringen. Beim Einblasen in den Feuerraum spielen sich Strömungsvorgänge ab, die erheblich von den bisher behandelten reinen Schwebevorgängen abweichen und die daher auch einen großen Einfluß auf die Verbrennungsvorgänge ausüben.

Ein in der Regel kälterer Luftstrahl, der im Düsenaustrittsquerschnitt die Geschwindigkeit  $w_1$  ( $\cong 20$  bis  $30$  m/s) besitzt, vielfach eingehüllt in einen Zweitluftstrahl mit einer Austrittsgeschwindigkeit von gleicher Größenordnung (oder wenig höher), tritt in einen Raum ein, der mit Gasen wesentlich höherer Temperatur erfüllt ist, die unter Einwirkung ihres Auftriebs und der Zugwirkung des Schornsteins oder der Saugzuganlage in einer Aufwärtsströmung mit geringerer Geschwindigkeit (im Mittel etwa  $4$  bis  $5$  m/s, bezogen auf die mittlere Temperatur) begriffen sind. Nach den Untersuchungen der Strömungslehre<sup>30</sup> und nach den Messungen über die Ausbreitung freier Strahlen im umgebenden Luft- oder Gasraum ist bekannt, daß der Impuls eines Strahles konstant ist, die Geschwindigkeit daher mit wachsender Entfernung von der Düsenmündung schnell abnimmt, da die strömende Menge durch das Einsaugen, Beschleunigen und Mitreißen des umgebenden Gases immer größer wird.

---

<sup>30</sup> PRANDTL, LUDWIG: Abriß der Strömungslehre. Braunschweig 1931 S. 95. — ZIMM, WALTER: Über die Strömungsvorgänge im freien Luftstrahl. Forschungsheft 234. Berlin 1921. — TOLLMIEH, WALTER: Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge. Z. angew. Math. Mech. 6 (1926), 6, S. 468/478. — SCHLICHTING, H.: Laminare Strahlausbreitung. Z. angew. Math. Mech. 13 (1933), 4, S. 260/263. — KUTHE, ARNOLD M.: Investigations of the turbulent mixing regions formed by jets. J. Applied Mechanics 2 (1935), 3, S. A-87/A-95.

Die festen Teilchen, die bei der Austrittsgeschwindigkeit  $w_1$  die Korngeschwindigkeit  $w_k$  angenommen hatten, schießen nun infolge des Absinkens der Trägergasgeschwindigkeit vor und werden auf diejenige Geschwindigkeit abgebremst, die der neuen, nunmehr allerdings nicht mehr konstanten Trägergasgeschwindigkeit entspricht. Wir haben es hier also mit keinem reinen Schwebevorgang mehr zu tun, sondern es treten auf diesem Bremsweg Relativgeschwindigkeiten auf, die *größer sind als die Schwebegeschwindigkeit* der betreffenden Staubkorngröße, so daß auch Wärmeübertragung und Stoffaustausch lebhafter werden.

Betrachtet man als kennzeichnenden Vertreter einer solchen Feuerungsart die Eckenfeuerung, so wird in ihr die Brennzeit besonders der groben Teilchen verkürzt durch folgende Ursachen:

1. Infolge der kinetischen Energie der festen Teilchen und der schnellen Geschwindigkeitsabnahme der Trägerluft nach ihrem Austritt aus der Düse treten vorübergehend (bis zur völligen Abbremsung) höhere Relativgeschwindigkeiten zwischen Korn und Trägergas auf;

2. durch die Geschwindigkeit und Richtung des eingeblasenen Strahles und der Gase des Feuerraumes erhält man eine Verlängerung des Kornweges (einschränkend sei gleich hinzugefügt, auch eine Steigerung der Korngeschwindigkeit, also keine merkliche Verlängerung der Aufenthaltsdauer des Kornes im Feuerraum);

3. durch die Hauptbewegung des Gases von unten nach oben wirkt das Korngewicht verlängernd auf die Aufenthaltszeit des Kornes im Feuerraum ein.

Es läßt sich zeigen, daß die unter Punkt 2 und 3 genannten Einflüsse eine untergeordnete Bedeutung haben und die Ergebnisse der Eckenfeuerung nicht zu erklären gestatten. Weder die peinliche Einhaltung bestimmter Einblaserichtungen, wie vielfach angenommen wird, noch der Einfluß des Korngewichtes, dem STIMMEL einen großen Teil des Erfolges zuschreibt<sup>31</sup>, sind bestimmend für die Brennzeit und die Feuerraumbelastbarkeit. Betrachten wir als Beispiel ein grobes Teilchen mit 300  $\mu$  Durchmesser ( $d = 0,3$  mm); es besitzt bei  $\gamma_k = 1200$  kg/m<sup>3</sup> und einer Temperatur von 1250° C eine mittlere Schwebegeschwindigkeit (nach Abb. 5) von  $(w_s)_m = 0,33$  m/s. Die Korngeschwindigkeit ist somit bei einer Gasgeschwindigkeit von 4,5 m/s  $w_k = w_g - (w_s)_m = 4,17$  m/s, was einer Steigerung der Aufenthaltsdauer (gegenüber der Schwebegeschwindigkeit 0) von weniger als 8% entspricht.

Der Einfluß der Einblasegeschwindigkeit, wie er unter Punkt 1 angegeben ist, läßt sich allerdings rechnerisch zunächst schwer fassen, wohl aber einigermaßen in seiner Größenordnung abschätzen. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Korn und Trägergas (zunächst ohne

<sup>31</sup> STIMMEL, HANS: Die Wirtschaftlichkeit der Braunkohlenstaubfeuerungen in Abhängigkeit von der Mahlfinheit. Diss. Dresden 1932 (S. 29).

Berücksichtigung der Bremswirkung) wächst nach einer Kurve gemäß Abb. 23 an. Im Mittel dürfte danach die Relativgeschwindigkeit etwa 73% der Höchstgeschwindigkeit betragen. Indessen findet gleichzeitig eine Abbremsung des Kornes statt, so daß nach dem Kurvenverlauf der Abb. 24 mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 16% der Höchstgeschwindigkeit gerechnet werden kann. Beträgt die Mündungsgeschwindigkeit rund 30 m/s (als Beispiel), so wird die Korn- bzw. Relativgeschwindigkeit einem Mittelwert von etwa  $30 \cdot 0,73 \cdot 0,16 = 3,5$  m/s

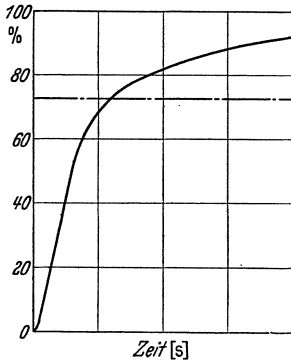


Abb. 23. Zunahme der Relativgeschwindigkeit von Korn und Trägergas über ihren Normalwert beim Austritt des Strahles aus der Düsenmündung.

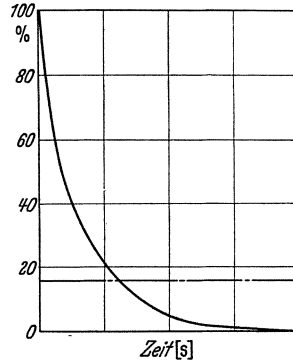


Abb. 24. Abbremsung des Kornes im ruhend gedachten Traggas.

entsprechen. Die Schwebegeschwindigkeit (Anfangsgeschwindigkeit) eines Kornes von  $d = 0,3$  mm beträgt demgegenüber nur 0,95 m/s. Da wir hier nur einen Vergleich anstellen, können wir auf die Einführung der Mittelwerte verzichten, was bei Betrachtung des Verbrennungsablaufes notwendig war. Da wir uns im Gültigkeitsbereich der Gleichung (56) befinden, ist die Brennzeit mit einem Faktor

$$(0,95/3,5)^{0,37} = 0,62$$

zu multiplizieren. Die Brennzeit verringert sich mithin um einen Betrag in der Größenordnung von 38%, übersteigt also die anderen Einflüsse bei weitem<sup>32</sup>.

<sup>32</sup> Vgl. auch das Beispiel S. 64.

## Vergleich der berechneten Brennzeit mit Meßergebnissen.

Alle Forscher, die sich mit der Messung von Brennzeiten von Kohlenstaub und mit den verschiedenen Einflüssen auf diese Vorgänge befaßt haben, stellen fest, daß das vorliegende Material an Meßergebnissen äußerst mager sei. Trotz der Zunahme der technischen und wirtschaftlichen Bedeutung der Kohlenstaubfeuerung ist die Lage in dieser Beziehung bis heute unverändert. Wir verfügen über so wenige sichere Messungen und sind daher in der Weiterentwicklung der Staubfeuerung und anderer Wärmebehandlungsmethoden in der Schwebe (Trocknung, Schwelung, Vergasung usw.) so gehemmt und auf kostspielige Großversuche angewiesen, daß es in höchstem Maße erwünscht sein muß, hierin einen Wandel zu schaffen. Die theoretische Behandlung ist hier in der Lage, den notwendigen Versuchsarbeiten wichtige Hilfsdienste zu leisten, indem sie das zu erwartende Ergebnis größenordnungsmäßig, ja sogar mit einer praktisch befriedigenden Genauigkeit voraussagen kann und daher Anhaltspunkte für die Bemessung der Versuchsaapparaturen und für die Versuchsdurchführung selbst gibt. Bei der Vielzahl der Einflüsse gestattet sie die rechnerische Ausschaltung solcher Faktoren, die sich versuchstechnisch nicht ganz gleichhalten lassen, die aber die Klarstellung eines Einzeleinflusses erschweren. Endlich aber leistet die Theorie wichtige Dienste bei der Ausdeutung der Versuchsergebnisse, die auch nicht immer ganz leicht und in einzelnen Fällen wohl wenig geglückt ist. Stellt man das vorliegende Versuchsmaterial unkritisch einander gegenüber, so fällt einem zunächst auf, wie wenig die einzelnen Versuchswerte unter sich und im Vergleich mit anderen übereinstimmen, und wie wenig Klarheit sie daher bisher bringen konnten. Es ist daher nicht verwunderlich, daß der Bau von Kohlenstaubfeuerungen bisher im wesentlichen als eine rein empirische Kunst betrieben worden ist.

Die bisher angewandten Untersuchungsmethoden lassen sich etwa in folgende 5 Gruppen unterteilen, deren Meßgenauigkeit zum Teil allerdings sehr unterschiedlich ist:

1. Abbrandversuche an festgehaltenen Kohle- bzw. Kokskugeln unter festgelegten, gleichbleibenden Bedingungen der Temperatur, der umgebenden Atmosphäre und der Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Brennstoff.

2. Versuche in kleineren oder größeren senkrechten oder waagerechten Brennrecken, in denen Kohlenstaubgemische oder ausgesiebte

Kornfraktionen verfeuert werden, wobei der Endpunkt der Verbrennung teils durch Gasanalysen, teils durch die Kontrolle des Verbrennlichen im Flugstaub ermittelt wird.

3. Versuche in kleineren geheizten, stehenden Versuchsrohren, in die man Kohlenstaub einfallen läßt und beobachtet bzw. photographiert und die Photogramme auswertet.

4. Bombenversuche, ähnlich der Verbrennung, wie sie in der kalorimetrischen Bombe durchgeführt wird, durch welche besonders auch die Einflüsse des Druckes festgestellt werden können. Die Auswertung erfolgt durch Aufnahme von Druckdiagrammen.

5. Rückschlüsse aus Großversuchen an Kessel- und Ofenfeuerungen.

Mit welchen Schwierigkeiten jede unmittelbare Messung der Gesamtbrennzeit zu kämpfen hat, ergibt sich aus einem Blick auf Abb. 22 S. 43. Die Schwierigkeiten vergrößern sich noch, wenn der Versuch nicht mit Gleichkorn, sondern mit Korngemischen ausgeführt wird, und zwar wachsen die Schwierigkeiten mit Erhöhung des Siebsprunges. Falls der Endpunkt der Verbrennung lediglich durch Gasanalysen festgestellt wird, so muß eine außerordentlich hohe Analysengenauigkeit vorausgesetzt werden, da die Zunahme des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes und die Abnahme des  $\text{O}_2$ -Gehaltes für die letzten Prozente naturgemäß derartig gering ist. Die übliche technische Analysengenauigkeit reicht unmöglich aus, um eine sichere Feststellung zu treffen, um so mehr, als sich die Werte ja asymptotisch dem Endwert nähern. Liegen außerdem die Meßstellen für die Gasprobenahme weit auseinander, so muß man Abweichungen erwarten, die leicht 20 bis 30% ausmachen können. Bei der Untersuchung von groben Stauben ist es unbedingt notwendig, die Relativgeschwindigkeit zwischen Korn und Gas festzustellen und für die Ermittlung der Brennzeit die Korngeschwindigkeit und nicht die Gasgeschwindigkeit einzusetzen. Bei solchen Versuchen, die in verhältnismäßig kleinen Apparaturen und zugleich bei niedrigen Temperaturen vorgenommen werden, wird sich außerdem der Wandeinfluß störend bemerkbar machen, da mit einer häufigen Berührung einer verhältnismäßig großen Zahl von Teilchen mit der Wand gerechnet werden muß, bei welcher bereits gezündete Teilchen zum Verlöschen kommen können. Es ist daher zu vermuten, daß der Ausbrand dadurch wesentlich beeinflußt werden kann, womit andererseits aber auch das Meßergebnis erheblich gefälscht wird.

#### Versuche von D. F. SMITH und A. GUDMUNDSEN.

Wenn wir die Versuche, die D. F. SMITH und A. GUDMUNDSEN<sup>33</sup> in der Pittsburgh Experiment Station des U.S.Bureau of Mines ausgeführt

<sup>33</sup> SMITH, DAVID F., u. AUSTIN GUDMUNDSEN: Mechanism of Combustion of Individual Particles of Solid Fuels. Ind. Engng. Chem. 23 (1931), 3, S. 277/285.

haben, hier an die erste Stelle rücken, so geschieht dies deshalb, weil die von ihnen verwendete Versuchsmethode die geeignetste ist, die Elemente des Vorganges einzeln mit größter Genauigkeit zu untersuchen. Die Forscher haben ein Kügelchen von etwa 70 mg Gewicht und 4,6 mm Durchmesser aus Elektrodenkohle vom spez. Gewicht  $1360 \text{ kg/m}^3$ , welches auf ein Platindrähtchen aufgespießt und in der Versuchsvorrichtung festgehalten wird, in einem Rohr von 12,7 mm innerem Durchmesser mit heißer Luft von 850 bis  $1000^\circ \text{ C}$  angeströmt und verbrannt. Der Abbrand wurde teils als Ganzes (in einem Schritt), teils in einzelnen Schritten messend verfolgt, wobei auch die Oberflächentemperatur des Teilchens durch ein Fenster hindurch beobachtet wurde. Es zeigte sich bei diesen Versuchen, daß mit fortschreitendem Abbrand die Kugelform gut erhalten blieb — mit geringfügigen Abweichungen (Abplattungen) bei den ganz hohen Geschwindigkeiten, so daß also der Abbrand tatsächlich nur an der Oberfläche, nicht in den Porenkanälen vor sich geht, und daß mit einem fortschreitenden Abbau des Teilchens von außen her gerechnet werden kann. Unterbrechungen des Versuchs (schrittweise Verbrennung) hatten die gleichen Ergebnisse wie eine ununterbrochene Verbrennung in einem Schritt. Die Gewichts- bzw. Durchmesserabnahme wurde nun vom Zündbeginn an in gleichen Zeitabständen beobachtet und aufgezeichnet, der Versuch jedoch abgebrochen, sobald etwa ein Durchmesser von 1 bis 2 mm erreicht war. Ein Abbrennen bis auf Null ist nicht möglich, da sonst Störungen durch die Aufhängung eintreten, die das Ergebnis fälschen würden. Durch diesen vorzeitigen Abbruch des Verbrennungsvorganges wird jedoch die größte Schwierigkeit umgangen, die allen anderen Versuchsanordnungen eigen ist, nämlich die genaue Bestimmung des wirklichen Endpunktes der Verbrennung. Die einzelnen Einflußfaktoren lassen sich daher in einer solchen Apparatur am einfachsten am individuellen, sicher definierten Teilchen messend verfolgen.

Aus verschiedenen Gründen können die Ergebnisse dieser Versuche jedoch nicht ohne weiteres der Feststellung der Brennzeit von Kohlenstaub dienen.

1. Die Partikel sind ganz wesentlich größer, als der Staubfeinheit des üblichen Kohlenstaubes in der Feuerung entspricht. Sie liegen in dem Gebiet, in dem zum Teil Gl. (55) S. 29 *nicht* gilt, sondern die Gl. (56) S. 29 anzuwenden ist.

2. Die im Versuch angewendeten Relativgeschwindigkeiten betragen 1,3 bis 13,3 m/s und sind nicht identisch mit den in der Schwebefahrt auftretenden Relativgeschwindigkeiten. Auch wurde bei jedem Versuch mit konstanter Luftgeschwindigkeit gearbeitet, während beim Schwebefahrtvorgang mit zunehmendem Abbrand auch eine entsprechende Verringerung der Schwebegeschwindigkeit einhergeht.



3. Bei der Untersuchung eines festgehaltenen Einzelteilchens kann der Einfluß des Luftüberschusses nicht erfaßt werden; der Luftüberschuß, über den Angaben nicht gemacht sind, war infolge des verhältnismäßig weiten Rohrdurchmessers praktisch sehr groß.

Zahlentafel 7.

$w$ m/s	$d_1$ mm	$d_2$ mm	$t_1$ ° C	$t_{\text{Oberfl.}}$ ° C	Brennzeit in s	
					gemessen	gerechnet $n = \infty$
1,41	4,61	2,37	1000	1262	120	116
1,36	4,45	1,75	950	1270	120	127
1,30	4,33	1,71	900	1240	120	120
1,41	4,55	2,56	850	1170	120	113
4,53	4,59	1,52	1000	1277	90	94,5
8,74	4,32	1,58	1000	1286	70	67,5
13,29	4,62	2,95	1000	1272	35	43,5

Aus den Ergebnissen von SMITH und GUDMUNDSEN sind in Zahlentafel 7 in der ersten Gruppe einige Versuche mit niedrigen Luftgeschwindigkeiten mitgeteilt, die mit verschieden hoher Lufttemperatur durchgeführt wurden. Es ist dort der Abbrand innerhalb des Zeitraumes von 120 s angegeben, innerhalb welchen sich der Durchmesser von  $d_1$  auf  $d_2$  verringert. Die Oberflächentemperatur steigt mit zunehmendem Abbrand, die angegebene Oberflächentemperatur entspricht der beobachteten Temperatur nach der Halbzeit als Mittelwert. Die Versuche sind mit trockener Luft durchgeführt, bei feuchter Luft zeigte sich eine geringe Verlangsamung des Abbrandes bei erhöhter Oberflächentemperatur. In der zweiten Gruppe sind einige Versuche bei gleicher Temperatur, aber mit höheren Relativgeschwindigkeiten angeführt. Auf die gleichbleibende Luftgeschwindigkeit (Relativgeschwindigkeit) während des ganzen Versuchs wurde bei dem rechnerischen Vergleich selbstverständlich Rücksicht genommen.

In der letzten Spalte sind die Ergebnisse der Rechnung zum Vergleich eingetragen, und zwar gelten diese Zahlenangaben für die Luftüberschußzahl  $n = \infty$ , da nähere Angaben fehlen und immerhin mit einem sehr großen Luftüberschuß gerechnet werden muß. Man kann die größenordnungsmäßige Übereinstimmung als befriedigend bezeichnen. Bei der niedrigsten Temperatur mögen schon Schwierigkeiten bei der genauen Feststellung des Anfangspunktes der Verbrennung aufgetreten sein. Hervorgehoben sei, daß, wie nach der Theorie zu erwarten, innerhalb des Meßbereichs ein mäßiger Temperatureinfluß in dem Sinne gefunden wurde, daß die Brennzeit mit steigender Temperatur etwas verkürzt wird.

Ein Versuch mit Elektrodenkohle mit 12% Aschengehalt (Erweichungspunkt 1190° C) erwies einen verlangsamenden Einfluß der

Asche. Die Zeit war bei einem Abbrand von 64 auf 10 mg bei der aschenhaltigen Kohle um 14% größer. Eine Übertragung dieses Meßergebnisses auf die Verhältnisse in der Kohlenstaubfeuerung ist wegen des großen Teilchendurchmessers nicht möglich, vielmehr kommt dort ja noch die weitgehende Trennung von Asche und Kohle durch den Mahlvorgang hinzu.

A. GREBEL<sup>34</sup> gibt nach den Versuchen von SMITH und GUDMUNDSEN die Potenz des Durchmessers in der Brennzeitformel mit etwa 1,5 an, was sich mit Gl. (55) S. 29 sehr genau deckt. Wenn dort auch der Durchmesser bzw. der Radius die Potenz 1,85 besitzt, so ist noch zu berücksichtigen, daß auch die im Nenner stehende Schwebegeschwindigkeit vom Durchmesser abhängig ist, und daß sich durch das Zusammenwirken dieser beiden Faktoren eine Abhängigkeit ergibt, die durch die Potenz 1,53 dargestellt wird.

Ähnliche Versuche haben später TU, DAVIS und HOTTEL<sup>35</sup> angestellt, die besonders den Einfluß der Temperatur bis herab zu so niedrigen Werten untersuchten, bei denen sich der chemische Widerstand deutlich bemerkbar macht (vgl. S. 66).

### Versuche von F. HINZ.

Im Anschluß an Untersuchungen über die Staubfeuerung der Lokomotiven der Studiengesellschaft für Kohlenstaubfeuerung auf Lokomotiven (Stug) hat Dr.-Ing. F. HINZ<sup>36</sup> einige Versuche über die Brennzeit von Braunkohlenstaub in einem *waagerechten Rohr* durchgeführt, über deren Ergebnisse er in der angegebenen Quelle S. 16 bis 23 kurz berichtet. Diesen Messungen kommt, wie der Verfasser selbst angibt, keine allzu hohe Genauigkeit zu, zumal die Meßeinrichtung, ein Schamotterrohr von 520 mm Durchmesser, Öffnungen zur Probenahme nur in Abständen von 500 mm besaß. Im Versuchsbericht wird der Luftüberschuß mit 0 bis 50% angegeben, nach den gleichzeitig mitgeteilten CO<sub>2</sub>-gehalten aber sind die Versuche offenbar nur innerhalb des Bereiches der Luftüberschußzahlen von 1,05 bis 1,15 durchgeführt worden. Man kommt somit bezüglich des Einflusses des Luftüberschusses zu anderen Schlußfolgerungen als HINZ selbst; vor allem ergibt sich kein Minimum der Brennzeit bei irgendeiner Luftüberschußzahl.

In Abb. 25 sind 5 Meßpunkte für den Kornradius 0,0335 mm als Kreise eingetragen, außerdem ist das Ergebnis der theoretischen Be-

<sup>34</sup> GREBEL, A.: Mechanism of Combustion of pulverized Fuel. Proc. Third Internat. Conf. Bit. Coal 1931 Pittsburgh, Pa. Vol. II S. 420/447.

<sup>35</sup> TU, C. M., H. DAVIS and H. C. HOTTEL: Combustion Rate of Carbon. Combustion of Spheres in Flowing Gas Stream. Ind. Engng. Chem. 26 (1934), 7, S. 749/757.

<sup>36</sup> HINZ, Dr.-Ing. F.: Über wärmetechnische Vorgänge der Kohlenstaubfeuerung. Berlin: Julius Springer 1928.

rechnung als ausgezogene Kurve eingezeichnet. Dabei ist eine mittlere Temperatur von  $1400^{\circ}\text{C}$  zugrunde gelegt worden. Die Abweichungen sind durch die Versuchungenauigkeiten ohne weiteres erklärbar.

Im gleichen Bilde sind außerdem noch die Versuche von E. AUDIBERT mit dem Kornradius  $0,0325$  und der mittleren Temperatur von  $1550^{\circ}$  eingetragen, die ebenfalls mit Braunkohle, jedoch in einem senkrechten Rohr, vorgenommen wurden, und auf die wir im nächsten Abschnitt noch näher eingehen werden. Zieht man diese beiden Versuche gemeinsam heran, so zeigt die theoretische Berechnung eine recht gute Wieder-

gabe der Meßergebnisse.

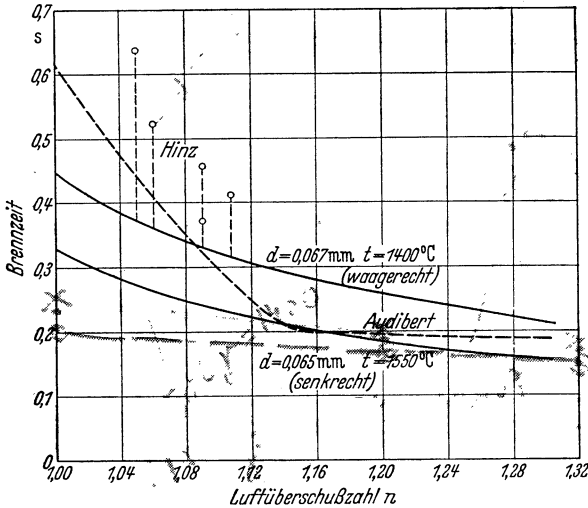


Abb. 25. Versuche von HINZ und von AUDIBERT mit Braunkohlenstaub, verglichen mit den theoretisch errechneten Werten (ausgezogene Kurven).  $d = 0,067$  mm,  $t = 1400^{\circ}$  waagerechter Verbrennungsraum (HINZ) und  $d = 0,065$  mm,  $t = 1550^{\circ}$  senkrechter Verbrennungsraum (AUDIBERT).

nicht möglich, in der gegebenen Versuchseinrichtung einen völligen Ausbrand dieses groben Kornes zu erzielen, möglicherweise aber sind auch noch weitere Fehlerquellen aufgetreten, wie etwa ein Niedersinken der groben Teilchen, Berührung mit dem Rohr und Ausbrand liegenbleibender Teilchen oder ähnliches. Diese Versuche scheinen daher nicht geeignet zu einer Nachprüfung des Einflusses der Korngröße besonders von größeren Stäuben.

### Versuche von E. AUDIBERT.

Ein verhältnismäßig umfangreiches Versuchsprogramm hat E. AUDIBERT<sup>37</sup> abgewickelt und 11 verschiedene Kohlen, Kokse und Brennstoff-

<sup>37</sup> AUDIBERT, ETIENNE: Etude expérimentale de la combustion du charbon pulvérisé. Revue de l'Industrie Minérale (1924), 1, S. 1/32 (Nr. 73). — Auszug Arch. Wärmewirtsch. 6 (1925), 3, S. 81/85.

mischungen untersucht. Darunter befanden sich Staube mit 8,85 bis zu 48,65% Asche, Kohlen von 19,5 bis 42,65% fl. Bestandteile (23,5 bis 56,7% bezogen auf die asche- und wasserfreie Substanz) und Halbkokse von 11,0 bis 20,65% fl. Bestandteile, Gaskoks und Anthrazit wurden in Mischung mit Kohlen von höherem Gehalt an fl. Bestandteilen verfeuert.

Wir greifen zunächst ein Beispiel einer Steinkohle heraus (Kohle „C“ Blanzky mit 13,4% Aschegehalt und 38,5% fl. Bestandteilen, bezogen auf die asche- und wasserfreie Substanz). Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Abb. 26 gestrichelt eingetragen, die zugehörigen

Rechenergebnisse ausgezogen. Bei einem Korndurchmesser von 0,065 mm findet man auch hier eine sehr befriedigende Übereinstimmung, sowohl in den Absolutwerten als auch in der Darstellung des Einflusses des Luftüberschusses, mit Ausnahme des Bereichs von  $n=1,0$  bis 1,1. Zur Erklärung des Kurvenverlaufs sei auf den Einfluß des Ausbrandes (Abb. 22) verwiesen. Je mehr man sich aber dem theoretischen Luftüberschuß nähert, um so mehr verschlechtert sich der Ausbrand, was in diesem Ausmaß durchaus möglich erscheint.

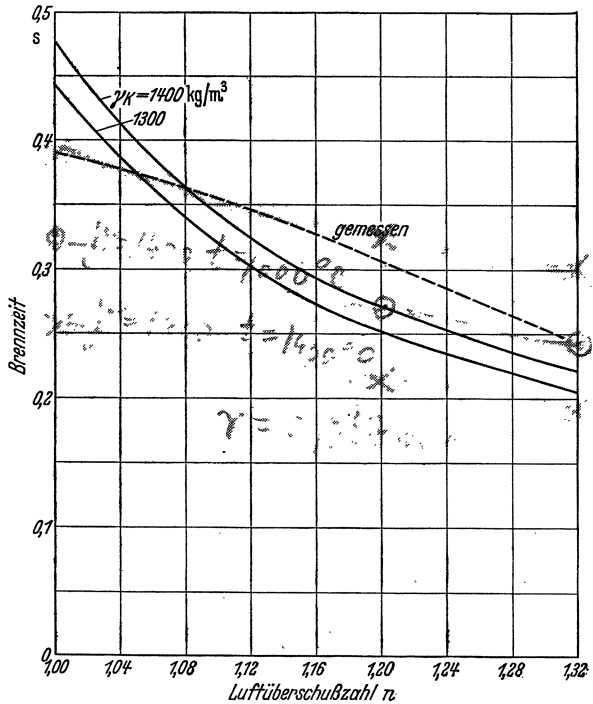


Abb. 26. Versuche von AUDIBERT, Kohle „C“ Blanzky mit 38,5% fl. Best. verglichen mit den theoretisch errechneten Werten bei einem Ausbrand von  $\varphi = 90$  bis 100%.

Bei dem großen Durchmesser von 0,175 mm dagegen ist die Abweichung wiederum ganz außerordentlich groß, so daß auch hier vermutet werden muß, daß nicht nur ein sehr schlechter Ausbrand stattgefunden haben muß, sondern daß vielleicht auch noch andere Fehlerquellen mitgespielt haben. Auf die Unmöglichkeit der gefundenen Durchmesserpotenz, die sogar größtenteils unter 1 liegt, wurde bereits im vorigen Absatz hingewiesen.

Die Versuche mit Braunkohle (s. Abb. 25) zeigen bei AUDIBERT einen sehr eigentümlichen Verlauf in der Abhängigkeit vom Luftüberschuß. Nach einem sehr steilen Abfall zwischen 1 und 1,15 geht die Kurve in

einen fast waagerechten Ast über. Da in den Untersuchungsergebnissen die einzelnen Meßpunkte nicht eingetragen sind, läßt sich nicht beurteilen, ob man durch die wirklich gemessenen Werte nicht auch eine Kurve von anderer Gestalt hätte durchführen können. Wie Abb. 25 zeigt, ist aber die größenordnungsmäßige Übereinstimmung mit den Versuchen von F. HINZ ganz gut, noch besser aber im Vergleich mit der theoretischen Berechnung im Bereich von  $n = 1,15$  bis  $1,3$ . Das steile Abknicken im Bereich von  $n = 1,0$  bis  $1,1$  ist nicht zu erklären, zeigt sich aber bei keinem anderen von AUDIBERT untersuchtem Brennstoff, wie auch bei keinem anderen Untersucher.

Die Abweichungen der verschiedenen Brennstoffe untereinander, die AUDIBERT gefunden hat, lassen sich im übrigen durch die möglichen Verschiedenheiten der spez. Gewichte und des Blähgrades durchaus erklären in Übereinstimmung mit den gefundenen theoretischen Ergebnissen. Eine Nachrechnung jedes einzelnen Brennstoffs ist dagegen insofern zwecklos, als genauere Angaben über die spez. Gewichte und Blähgrade der einzelnen untersuchten Kohlsorten fehlen. Wir müssen uns daher mit dieser generellen Feststellung begnügen. Auffällig ist noch die Tatsache, daß Mischungen von Kohle mit höherem Gehalt an fl. Bestandteilen, mit Anthrazit und Koks bzw. Halbkoks die niedrigsten Brennzeiten ergab. Dies kann so erklärt werden, daß der Koks dank seines niedrigen spez. Gewichtes ein Brennstoff ist, der sich, sofern ausgezeichnete Zündbedingungen und genügend hohe Temperaturen gegeben sind, sehr leicht verbrennen läßt im Gegensatz zu der allgemeinen Auffassung über die Reaktionsfähigkeit von Koksen. (S. auch Abb. 20 S. 41.) Diese hohen Temperaturen liefern aber die beigemischten Kohlen bzw. deren fl. Bestandteile, so daß die guten Verbrennungseigenschaften des Kokes zur vollen Auswirkung kommen, die schlechten Zündeigenschaften dagegen nicht.

#### Versuche von GRIFFIN, ADAMS und SMITH.

H. K. GRIFFIN, J. R. ADAMS und D. F. SMITH<sup>38</sup> haben eine Gaskohle mit 32,5% fl. Bestandteilen, 1,4% H<sub>2</sub>O und 9,8% Asche, einen aus dieser Kohle nach dem McEVEN-RUNGE-Verfahren hergestellten Halbkoks mit 13,8% fl. Bestandteilen, 2,1% H<sub>2</sub>O und 12,5% Asche, ferner Bienenkorbofen-Hochtemperaturkoks mit 1,6% fl. Bestandteilen, 0,5% H<sub>2</sub>O und 11,2% Asche und als Beispiel eines möglichst reinen Kohlenstoffs Aktivkohle nach einem unter Gruppe 3 S. 50 genannten Verfahren untersucht. Die Versuche mit Koks führten infolge von Zündschwierigkeiten zu keinem greifbaren Ergebnis. Der Vergleich zwischen den relativen Werten von Kohle und Halbkoks läßt erkennen,

<sup>38</sup> GRIFFIN, H. K., J. R. ADAMS u. D. F. SMITH: Rate of Burning of Individual Particles of Solid Fuels. Ind Engng. Chem. 21 (1929), 9, S. 808/815.

daß diese beiden Brennstoffe als gleichwertig zu betrachten sind, was sich durch die theoretische Untersuchung ohne weiteres bestätigen läßt. Was aber vor allem auffallen muß, ist die Tatsache, daß die Brennzeit mit steigender Temperatur wächst, daß im übrigen auch der Meßbereich viel niedrigere Temperaturen umfaßt, als sie in den Feuerungen der Kessel und Öfen aufzutreten pflegen. Der größte Teil der Deutungsversuche in der Originalarbeit befaßt sich daher auch mit diesen unerwarteten „negativen Temperaturkoeffizienten“, für den aber keine befriedigende Erklärung gegeben werden kann. Aus der Art der Versuchsdurchführung geht indessen hervor, daß in Wirklichkeit die *Glihdauer* der Teilchen und nicht ihre *Brennzeit* gemessen worden ist, auch wurde keine Kontrolle des wirklich erzielten Ausbrandes vorgenommen bzw. in der Veröffentlichung nicht mitgeteilt. Kommt also das Teilchen zum Erlöschen, ehe es restlos vom Sauerstoff aufgezehrt ist, so verzeichnet die Kamera vorzeitig einen Endpunkt der Verbrennung, und die gemessenen Brennzeiten müssen zu kurz ausfallen. Diese Gefahr ist um so größer, je niedriger die Temperaturen sind, zumal sich die niedrigsten Temperaturen des Versuchsprogramms sehr bedenklich dem Zündbereich des Kokes nähern. An den Zündschwierigkeiten sind die Versuche mit Hochtemperaturkoks überhaupt gescheitert. So dürfte mit abnehmenden Temperaturen eine zunehmende Ausbrandverschlechterung durch Verlöschen eingetreten sein, was den negativen Temperaturkoeffizienten vortäuscht. Die Berechnung ergibt die Übereinstimmung mit den sicherlich wesentlich genaueren Versuchen von SMITH und GUDMUNDSEN, einen positiveren Temperaturkoeffizienten und eine verhältnismäßig geringfügige Einwirkung der Temperatur auf die Brennzeit.

Man darf daher diesen Versuchen trotz ihres großen Aufwandes an Zeit und an sinnreichen Apparaturen keinen allzu großen praktischen Wert beimessen. Eine Gegenüberstellung der rechnerisch gefundenen Werte für die gleichen Verhältnisse hat daher auch wenig Sinn, zumal auch die hierfür notwendigen Angaben insbesondere über den Luftüberschuß fehlen.

Der Grund, warum wir trotzdem auf diese Versuchsreihe eingehen, ist vor allem der, daß diese Ergebnisse in besonders starkem Maße in die Fachliteratur eingegangen sind, sowohl in die technische als auch in die physikalische. Es erscheint aber durchaus ungerechtfertigt, aus diesen Versuchen den Schluß ziehen zu wollen, daß die Brennzeit mit abnehmender Temperatur abnimmt und daß daher in der Praxis die Beschränkung auf möglichst niedrige Temperaturen zu empfehlen sei, wie dies tatsächlich geschehen ist<sup>39</sup>. Ganz abgesehen von den vorliegenden Versuchen, die wir auf den vorangehenden Seiten beschrieben haben,

<sup>39</sup> KREISINGER, H.: Combustion of Pulverized Coal. Combustion N.Y. 9 (1938), 7, S. 23/28 — Trans Amer. Soc. mech. Engr. 60 (1938), 4, S. 289/296.

spricht auch die Erfahrung des praktischen Feuerungsbetriebes gegen das Ergebnis, denn wenn auch solche Beobachtungen recht ungenau sein mögen, so würde doch eine Verlängerung der Brennzeit um 65% beim Übergang von 750° auf 1000° C wenigstens größenordnungsmäßig un schwer festzustellen sein. Die Aufrechterhaltung so niedriger Feuer-raumtemperaturen wie in diesen Versuchen würde ohnehin zu den größten Schwierigkeiten führen und die Gefahr eines vorzeitigen Erlöschens sowie eines Aussetzens der Zündung mit sich bringen. Bei den tiefsten Temperaturen müßte sich überdies schon die Abnahme der Reaktionsgeschwindigkeit bemerkbar machen, so daß eine beträchtliche Brennzeitverlängerung erklärlich, eine Brennzeitverkürzung aber ganz unmöglich erscheint. Die Tatsache, daß der wirkliche Temperatureinfluß besonders in den höheren Temperaturbereichen sehr klein ist, führt zu den zwei Schlußfolgerungen, daß einerseits eine starke Feuer-raumkühlung kein Hindernis für einen guten Ausbrand ist, daß es aber andererseits keinen Zweck hat, die Temperaturen mit Rücksicht auf die Verbrennungsgeschwindigkeit zu steigern.

#### Versuche von W. WENTZEL.

Auf Anregung des Sachverständigenausschusses für Brennstoffverwendung des Reichskohlenrates hat W. WENTZEL<sup>40</sup> Zünd- und Verbrennungsuntersuchungen in der Bombe durchgeführt. Nachstehend soll auf das Ergebnis der Verbrennungsversuche eingegangen werden. Der größte Teil der Untersuchungen erstreckt sich auf ein Kohlenstaubgemisch, also keine wohldefinierte Korngröße, das man aus diesem Grunde für einen rechnerischen Vergleich nicht heranziehen kann; außerdem hat sich gezeigt, daß bei den Bombenversuchen in weitem Bereich ein sehr schlechter Ausbrand erzielt worden ist, was die Verwertung der Versuchsergebnisse natürlich sehr erschwert. Die wirklich verbrannte Kohlenstaubmenge hat WENTZEL aus der Abgasanalyse errechnet, dabei ist jedoch nicht zu unterscheiden, ob der mangelhafte Ausbrand darauf zurückzuführen ist, daß Kohlenstaub schon in der Düse hängen-geblieben ist, daß er die kalte Wand des Verbrennungsgefäßes berührt hat und zum Erlöschen gekommen ist oder ob die Zeit zum Ausbrand nicht ausreichte. Die Streuung ist folglich beträchtlich.

In Zahlentafel 3 seiner Originalarbeit gibt W. WENTZEL eine Reihe von Versuchen an, die mit verschiedenen Kornfraktionen durchgeführt wurden. Die Ausbrandziffer schwankte zwischen 54 und 100%. Die Luftüberschußzahl war bei den einzelnen Versuchen sehr verschieden, und zwar kommen Luftüberschußzahlen von 2,47 bis 4,81 vor, also auch

<sup>40</sup> WENTZEL, W.: Der Zünd- und Verbrennungsvorgang im Kohlenstaubmotor. 26. Berichtsfolge des Kohlenstaubausschusses des Reichskohlenrats. Berlin 1931.

ein ungewöhnlich weiter Bereich, der sich sehr stark auswirken muß, da einerseits der Luftüberschuß bei so weitgehender Veränderung einen bedeutenden Einfluß ausübt, und da er andererseits die Verbrennungstemperatur bestimmt. Um trotzdem die Meßwerte auf eine vergleichbare Basis zu bringen, sind alle Meßwerte auf die Luftüberschußzahl  $n = 3,5$  umgerechnet. Eine Ausschaltung des Temperatureinflusses war nicht möglich, da zu wenig Anhaltspunkte für die wirkliche Temperatur gegeben sind. Da der Temperatureinfluß gering ist, wurde auf die Umrechnung verzichtet. Das Ergebnis ist in Abb. 27 über den Korndurchmesser aufgetragen, wobei die größte Maschenweite als maßgebender größter Korndurchmesser gewählt wurde. Alle übereinanderliegenden Punkte sollten eigentlich zusammenfallen, so daß das Ergebnis, wie es sich hier darstellt, leider als etwas unbefriedigend angesehen werden muß. Die ausgezogene Kurve stellt das Ergebnis der theoretischen Berechnung für die gleichen Verhältnisse dar; diese Kurve fällt immerhin ganz gut in die Mittelwerte der Messungen hinein. Zugrunde gelegt wurde hierfür eine Gasflamkohle mit  $\gamma_k = 1300 \text{ kg/m}^3$ ,  $v = 27,9\%$ ,  $\xi = 1,7$ ,  $n = 3,5$ ,  $t = 1300^\circ \text{C}$ .

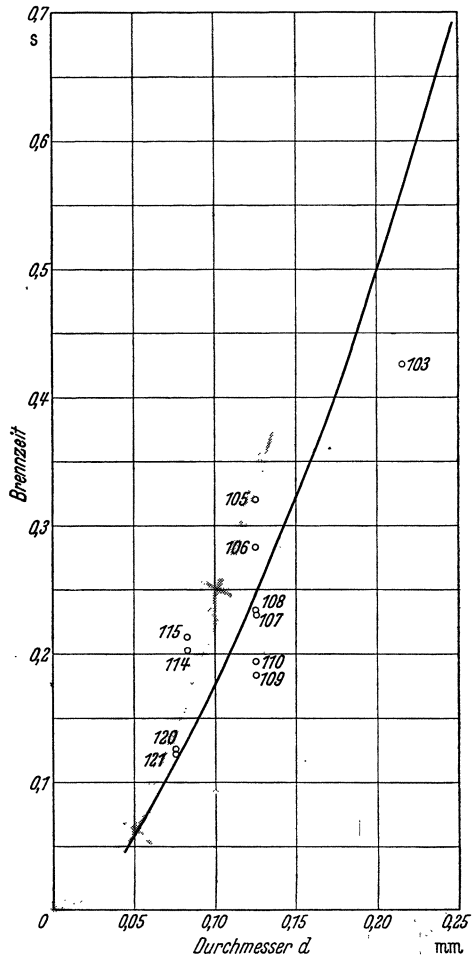


Abb. 27. Versuche von WENTZEL mit Gasflamkohle in der Bombe, verglichen mit den theoretisch errechneten Werten (ausgezogene Kurve). Die Zahlen bezeichnen die Versuchsnummer von WENTZEL.

W. WENTZEL hat sich auch besonders der Frage des Einflusses des Luftüberschusses auf die Brennzeit angenommen und glaubt, wie er in Abb. 20 seiner Originalarbeit auf Grund seiner Versuchsreihe B zeigt, das von W. NUSSELT<sup>41</sup> gefundene Ergebnis bestätigen zu können, daß die Brennzeit mit abnehmendem Luftüberschuß

<sup>41</sup> NUSSELT, Prof. Dr.-Ing. W.: Der Verbrennungsvorgang in der Kohlenstaubfeuerung. Z. VDI 68 (1924), 6, S. 124/128.



stark zunimmt und bei  $n = 1$  dem Wert  $\infty$  zustrebt. Diese Schlußfolgerung wird jedoch durch die Versuche WENTZELS nicht bestätigt. In Abb. 28 sind die Ergebnisse der Versuchsreihe B von WENTZEL aufgetragen, und der Punkt  $Z = 0,3$  Sekunden bei  $n = 1,5$  ist als Bezugspunkt angenommen worden. Durch diesen Punkt ist eine Kurve hindurchgelegt, wie sie sich aus den Ableitungen S. 31 ergeben hat. Diejenigen Versuche, die mit den höchsten Luftüberschüssen durchgeführt

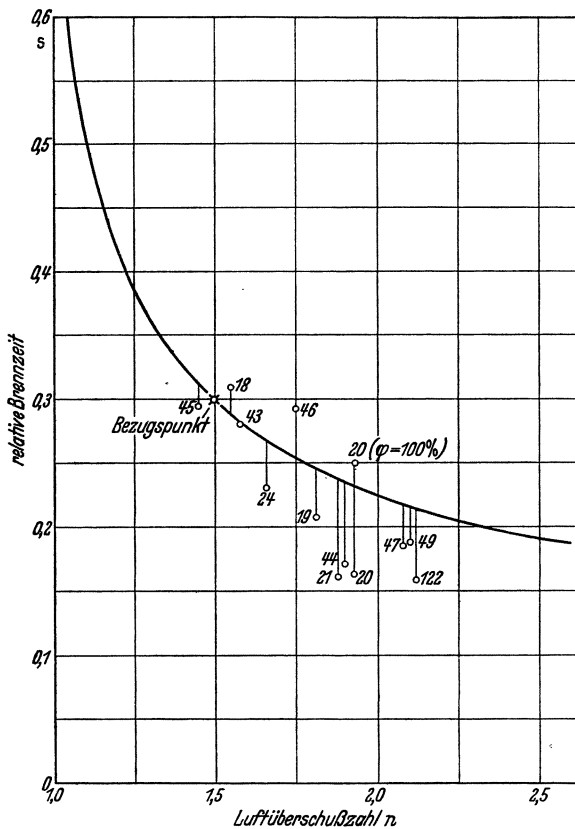


Abb. 28. Abhängigkeit der Brennzeit von der Luftüberschußzahl nach Zahlentafel 3 und nach Versuchen von WENTZEL (Relativwerte). Die Zahlen bezeichnen die Versuchsnummern von WENTZEL, Meßreihe „B“.

wurden und die, wie WENTZEL selbst feststellt, infolge niedrigerer Anfangstemperaturen und niedrigerer Verbrennungstemperaturen einen sehr schlechten Ausbrand ergeben haben, müssen eigentlich noch auf den gleichen Ausbrand umgerechnet werden, wie die Punktgruppe um die Luftüberschußzahl 1,5 herum. Nimmt man etwa die von WENTZEL in seiner Originalarbeit in Abb. 15 angegebene Abhängigkeit der Ausbrandzahl von der Anfangstemperatur als für seine Versuche allgemeingültig an, so würde beispielsweise der Punkt 20, wie in Abb. 28 angegeben, sehr nahe an die rechnerische Kurve rücken. Es scheint indes-

sen fraglich, ob diese Umrechnung in dieser Weise einwandfrei durchführbar ist und ob überhaupt die Bestimmung der Ausbrandzahlen genau genug ist, so daß auf eine solche Umrechnung aller Versuchspunkte verzichtet wurde.

Man erkennt aus Abb. 28, daß der Verlauf des Einflusses der Luftüberschußzahl, der in dem Gebiet von 1,1 bis 1,3 von den Versuchen AUDIBERTS gut bestätigt wurde, in dem anschließenden Gebiet von 1,5 bis 2,2 durch die Versuche WENTZELS eine weitere Stütze findet. Mit

fallendem Luftüberschuß steigt demnach die Brennzeit stark, wenn auch nicht in dem Maße, wie es die Theorie NUSSELT'S voraussagt, wonach eine Kohlenstaubverbrennung in der Feuerung in der Nähe des theoretischen Luftüberschusses praktisch unmöglich wäre. Diese Schlußfolgerung ist durch die Feuerungspraxis jedenfalls widerlegt, vielmehr hat sich gezeigt, daß es durchaus möglich ist, eine Feuerung mit Luftüberschüssen zwischen 1 und 1,1 einwandfrei zu betreiben. Ein Luftüberschuß von 20 bis höchstens 25% kann sogar bei den meisten ausgeführten und im Betrieb befindlichen Anlagen als Regelfall angesehen werden.

Ein besonderes Interesse verdienen die Versuche von W. WENTZEL noch deswegen, weil in ihnen der Einfluß des Druckes auf die Brennzeit in einem sehr weiten Druckbereich untersucht worden ist. Er kommt dabei zu dem Schluß, daß der Druck *keinen Einfluß* auf die Brennzeit ausübt, zumal er einen meßbaren Unterschied bei den höchsten und niedrigsten der von ihm verwendeten Drücke nicht herauslesen konnte. Dies Ergebnis bestätigt sich noch insofern, als trotz der großen Streuung der Versuchspunkte aus Abb. 27 zu ersehen ist, daß sich diese Punkte ganz gut um die rechnerisch ermittelte Kurve gruppieren lassen, die ja ihren Voraussetzungen gemäß für Atmosphärendruck gilt.

Weiterhin hat WENTZEL mehrere Brennstofftypen, und zwar außer Braunkohle auch Mager- und Fettkohle, untersucht und hat dabei ein Verhältnis der Brennzeiten für die einzelnen Sorten gefunden, das in guter grundsätzlicher Übereinstimmung mit den theoretisch erwarteten Brennzeiten steht, wie sie z. B. aus den Kurven der Abb. 16 bis 18 S. 38/39 hervorgehen. Es muß dabei berücksichtigt werden, daß er seine Versuche bei sehr hohen Luftüberschüssen ausgeführt hat (untere Kurve in Abb. 18), wobei sich ein stärkerer Unterschied zwischen den einzelnen Brennstoffarten zeigt, während bei den Luftüberschußverhältnissen, wie sie in Feuerungen vorliegen, diese Unterschiede viel kleiner werden. Die Furcht vor einer Verfeuerung magerer Brennstoffe ist daher ganz unbegründet, sofern man die Zündschwierigkeiten überwindet, was unter Anwendung sehr hoher Erstluftvorwärmung ohne weiteres möglich ist.

### Versuche an Kessel- und Ofenfeuerungen.

Die letzte Gruppe von Untersuchungsmethoden besteht aus Beobachtungen und Messungen an Kesseln und Öfen im Großversuch, wobei sich naturgemäß eine Reihe besonderer Schwierigkeiten ergeben, die die Ergebnisse etwas ungenau werden lassen. Einmal können solche Versuche nur mit technischen Staubgemischen durchgeführt werden, eine Trennung einzelner Siebfractionen in solchen Mengen, wie sie zum Versuch benötigt würden, ist unmöglich. Ferner ist es besonders schwierig, den Endpunkt der Verbrennung einwandfrei festzustellen, zumal dieser unter den Einflüssen wechselnder Staubbeschaffenheit und

wechselnder Betriebsverhältnisse mehr oder weniger stark fluktuiert, und endlich müssen über die Verteilung der Gas- und Korngeschwindigkeit Annahmen getroffen werden, die sich infolge der Meßschwierigkeiten in so hohen Temperaturen nur schwer oder gar nicht nachprüfen lassen. Aus diesen Gründen kann die Genauigkeit eines Laboratoriumversuches nicht erreicht werden; dagegen hat man den Vorteil, daß man ein unmittelbar verwendbares Ergebnis erhält, das weder umgerechnet noch auf Sondereinflüsse der Apparatur untersucht zu werden braucht.

Zu den ältesten, meist zitierten und praktisch auch meist verwendeten Messungen und Beobachtungen gehören jene Versuche von P. ROSIN, die er an der Kohlenstaubanlage der Staatlich Sächsischen Halsbrücker Hüttenwerke vorgenommen hat<sup>42</sup> und deren Ergebnisse er in die Form gekleidet hat:

$$(77) \quad z = \frac{1000}{\left(\frac{F}{G}\right)^{1,8}} \quad [\text{s}].$$

Diese Gleichung gilt nur für den untersuchten Braunkohlenstaub. Später hat P. ROSIN der Formel die allgemeinere Form<sup>43</sup>

$$(78) \quad z = \frac{C}{\left(\frac{F}{G}\right)^m} \quad [\text{s}]$$

gegeben, in welcher  $F$  und  $G$  Oberfläche und Gewicht des Brennstoffteilchens bedeutet, während  $C$  eine Konstante ist, die im wesentlichen von der Natur des Brennstoffs abhängt, und die Potenz  $m$  die Abhängigkeit von den Verhältnissen im Feuerraum angibt. Bei Braunkohle und einer Temperatur von  $1300^\circ \text{C}$  wird  $C = 1000$  gemäß Gl. (77). ROSIN wendet sich ausdrücklich gegen eine Verallgemeinerung der Gl. (77), wie dies aus Mangel an anderen Unterlagen vielfach üblich war, und glaubt, daß sich daraus Fehlschlüsse ergeben müßten, besonders bei der Anwendung auf Brennstoffe mit wesentlich geringerem Gehalt an flüchtigen Bestandteilen. Dies ist ohne Zweifel richtig, und es sind auch schon von anderer Seite Bedenken gegen die Gl. (77) und (78) erhoben worden, die vor allem auch keine Abhängigkeit von dem Luftüberschuß ausweist. Für eine lediglich größenordnungsmäßige Bestimmung der Brennzeit hat die Formel recht gute Dienste geleistet, was auch K. HOLD bei seinen Versuchen mit verschiedenen Steinkohlenarten festgestellt hat<sup>44</sup>. Der Einfluß des Gasgehaltes, den ROSIN an anderer Stelle an-

<sup>42</sup> ROSIN, DR.-ING. P.: Die thermodynamischen und wirtschaftlichen Grundlagen der Kohlenstaubfeuerung. Braunkohle. 24 (1925), 11, S. 241/259. — Metall und Erz. 21 (1924), 12, S. 277 ff.

<sup>43</sup> ROSIN, P.: Thermodynamik der Staubfeuerung. Z. VDI. 73 (1929), 21, S. 719/725.

<sup>44</sup> HOLD, KARL: Das Verhalten der rhein.-westfäl. Steinkohlenarten in der Staubfeuerung. Essen: G. D. Baedeker 1927.

gibt<sup>45</sup>, stimmt jedoch weder mit der Erfahrung noch mit der Rechnung überein, denn er würde zu der Schlußfolgerung führen, daß Schmelkoks die 3,5fache, Hochtemperaturkoks die 4 bis 4,5fache Brennzeit benötigt gegenüber Braunkohlenstaub. Die nach Gl. (77) gefundenen Werte (für Braunkohle) liegen im allgemeinen etwas zu hoch, was wohl darauf zurückzuführen ist, daß die Untersuchungen bei ziemlich niedrigen Luftüberschüssen durchgeführt worden sind. Die Potenz 1,8 stimmt bei oberflächlichem Vergleich sehr gut mit der Potenz des Radius in Gl. (55) S. 29; es ist aber wiederum zu berücksichtigen, daß auch in der Schwebegeschwindigkeit  $w_s$  eine Durchmesserabhängigkeit steckt, so daß sich eine niedrigere Potenz (rd. 1,53) ergibt. Vergleicht man die Werte für Braunkohlenstaub nach ROSIN mit der Rechnung, und zwar für  $t = 1300^\circ \text{C}$  und  $n = 1$  bis 1,1, so findet man eine vorzügliche Übereinstimmung (s. Abb. 29). Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Versuche in waagrechtem Verbrennungsraum gewonnen wurden, der mit sehr niedrigem Luftüberschuß betrieben wurde. Eine kritiklose Anwendung der Gl. (77) oder (78) auf andersartige Verhältnisse kann selbstverständlich nicht befürwortet werden.

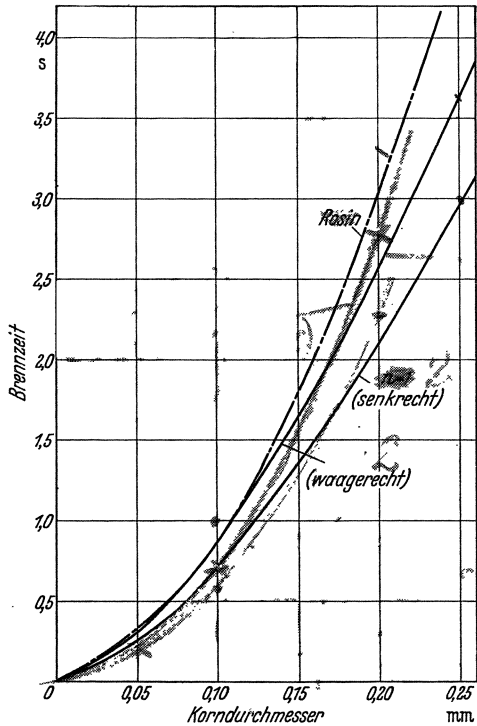


Abb. 29. Vergleich der Brennzeit nach ROSIN mit den theoretisch errechneten Werten für Braunkohle  $\gamma_k = 1350 \text{ kg/m}^3$ ,  $t = 1300^\circ \text{C}$ ,  $n = 1$ , senkrechte und waagerechte Flammenführung.

In seiner Dissertation hat H. STIMMEL<sup>46</sup> Messungen an Großkesseln im Kraftwerk Böhlen der Aktiengesellschaft Sächsische Werke ausgewertet und in Abb. 11 seiner Originalarbeit das Ergebnis wiedergegeben, das in Abb. 30 dargestellt ist. Betrachten wir zunächst die U-Flammenfeuerung. Der Gasweg mußte abgeschätzt und danach die Brennzeit bestimmt werden, ein Verfahren, das natürlich nur einen

<sup>45</sup> ROSIN, P.: Eigenart der Braunkohlenstaubfeuerung. Arch. Wärmewirtsch. 7 (1926), 9, S. 241/246 u. 11, S. 313/318, besonders Abb. 8 S. 245.

<sup>46</sup> STIMMEL, HANS: Die Wirtschaftlichkeit der Braunkohlenstaubfeuerungen in Abhängigkeit von der Mahlfeinheit. Diss. Dresden 1932.

rohen Überblick geben kann. Angesichts der etwas rohen Messungen und der für die Auswertung notwendigen Annahmen ist die Übereinstimmung nach Abb. 30 gut. Daß die Kurve nach ROSIN ziemlich weit darüber liegt, ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß der Luftüberschuß in der Feuerung größer war als bei den Versuchen ROSINS.

Die von STIMMEL gemessenen Ergebnisse mit der Eckenfeuerung liegen ganz beträchtlich unter denen der Feuerung alter Bauart mit

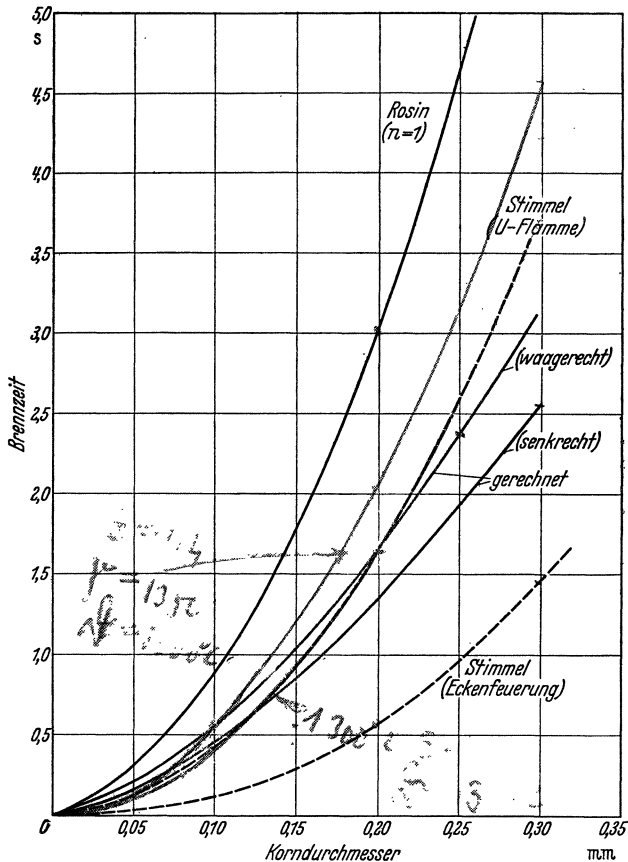


Abb. 30. Versuche von STIMMEL an einem Kessel mit U-Flamme und einer Eckenfeuerung, verglichen mit der ROSINSchen Formel und den theoretisch errechneten Werten.

U-Flamme. Als Ursache für dieses günstige Verhalten wurde vor allem die Wirkung der hohen Einblasegeschwindigkeit und ihre strömungstechnische Rückwirkung und die Verbrennung im aufsteigenden Gastrom erkannt (s. S. 47). Für ein Kohlenstaubteilchen von 0,3 mm Durchmesser ergibt sich nach der Darstellung STIMMELS eine Brennzeit von 1,45 s. Die Rechnung ergibt für Verbrennung im aufwärtsgerichteten Gastrom 2,54 s. Der Einfluß der Einblasegeschwindigkeit von

rd. 30 m/s senkt die Brennzeit auf 62 % dieses Wertes (nach den Angaben S. 48 abgeschätzt), also  $z = 1,57$  s. In der Darstellung STIMMELS sind die Kornwege mit den Gaswegen gleichgesetzt worden, obwohl der Verfasser ausdrücklich auf die „Sichterwirkung“ der aufwärtsgerichteten Flamme hingewiesen hat, die die Aufenthaltszeit des Kornes im Feuerraum verlängert. Dieser Einfluß ist für ein Teilchen von 0,3 mm Durchmesser zu rd. 8 % festgestellt worden, so daß dem Korn der Messung gemäß eine Brennzeit von  $1,08 \cdot 1,45 = 1,57$  s zur Verfügung gestanden hat. Die Übereinstimmung mit der Rechnung ist zufälligerweise eine völlige, obwohl natürlich weder die Messung noch die Abschätzung der Einflüsse der Düsegengeschwindigkeit höchsten Genauigkeitsansprüchen genügt. Immerhin lassen die Überlegungen eine einwandfreie Deutung der Vorgänge in der Staubfeuerung, besonders auch in der neuzeitlichen Ausführungsform der Eckenfeuerung, zu.

Endlich sei nochmals auf die Versuche von K. HOLD hingewiesen, der zwar keine Brennzeitbestimmungen versucht hat, der aber aus den Feuerraumbelastungen eine Reihenfolge der Brennstoffarten festgestellt hat, die in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der theoretischen Berechnung und der Darstellung des Einflusses des Gasgehaltes und des Blähgrades nach Abb. 16 bis 18 S. 38/39 ist.

### Zusammenfassung.

Fassen wir das Gesamtergebnis des Vergleichs mit den vorliegenden Messungen kurz zusammen, so finden wir eine gute Übereinstimmung der Durchmesserabhängigkeit und der Teilbrennzeit mit den sehr genauen Versuchen von SMITH und GUDMUNDSEN. Die Absolutwerte der gefundenen Brennzeit stimmen bei kleinen Korndurchmessern überraschend gut mit den Meßwerten von HINZ, AUDIBERT und ROSIN überein. Bei größeren Korndurchmessern zeigen allerdings die Ergebnisse von HINZ und AUDIBERT sehr beträchtliche Abweichungen, womit sie sich allerdings auch in Widerspruch zu den Versuchen von SMITH und GUDMUNDSEN, ROSIN und STIMMEL u. a. befinden. Die gefundene Temperaturabhängigkeit von SMITH und GUDMUNDSEN wird bestätigt, diejenige von GRIFFIN, ADAMS und SMITH dagegen widerlegt. Der Einfluß des Luftüberschusses wird durch die Versuche von AUDIBERT und WENTZEL erhärtet, und endlich werden die Verschiedenheiten der einzelnen Brennstoffarten, hervorgerufen durch verschiedene spez. Gewichte, verschiedenen Gehalt an flüchtigen Bestandteilen und verschiedene Blähgrade, wie sie von AUDIBERT, WENTZEL und HOLD festgestellt wurden, durch die theoretischen Ergebnisse gut glaubhaft gemacht. Bei den großen Schwierigkeiten, die bei derartigen Untersuchungen auftreten, kann das Gesamtergebnis dieses Vergleichs als durchaus befriedigend angesehen werden.

### Andere theoretische Untersuchungen.

Im Anschluß an den Vergleich mit den vorliegenden Meßergebnissen soll noch kurz auf die wichtigsten theoretischen Arbeiten hingewiesen werden. Vor allem ist hier der schon 1924 erschienene Aufsatz „Die Verbrennung in der Kohlenstaubfeuerung“ von W. NUSSELT zu nennen<sup>47</sup>, nicht nur, weil diese Arbeit zu einer Zeit erschien, als die Kohlenstaubfeuerung noch in lebhaftester Entwicklung begriffen war, sondern weil in ihr erstmalig grundlegende Ansätze zu einer theoretischen Behandlung der Fragen entwickelt worden sind, als die Praxis noch keinerlei Aussagen über Brennzeit und Feuerraumbelastbarkeit zu machen in der Lage war. Bedauerlicherweise sind diese Ansätze aber zu wenig beachtet und nicht weiter entwickelt worden.

Auf ganz ähnlichen Gedankengängen aufbauend wie NUSSELT, haben BURKE und SCHUMANN<sup>48</sup> die Brennzeit von Kohlenstaub behandelt und kommen dabei auch zu ähnlichen Ergebnissen. Sie verwenden die LANGMUIRSche Filmtheorie zur Berechnung der Grenzschichtdicke (nach W. RICE), durch die der Sauerstoff hindurchdiffundieren muß.

H. DAVIS und H. C. HOTTEL<sup>49</sup> haben auf Grund der Versuche von C. M. TU einen numerischen Ausdruck für die Reaktionszeit entwickelt, der sowohl die chemische Reaktionsgeschwindigkeit als auch die „physikalische Reaktionsgeschwindigkeit“ enthält, der also — im Gegensatz zu den hier vorliegenden Untersuchungen — für alle Bereiche bis zu den tiefsten Temperaturen Gültigkeit haben soll.\*

Den genannten theoretischen Arbeiten ist die Auffassung gemeinsam, daß der Sauerstofftransport an die Oberfläche der festen Teilchen nur durch den Vorgang der Diffusion erfolge. Im Gegensatz dazu wird hier die Auffassung vertreten, daß der Stoffaustausch im wesentlichen durch den konvektiven Stoffaustausch bewirkt werde, in welchem gemäß der Herleitung aus den entsprechenden Gesetzen für den Wärmeübergang die Wirkung der Diffusion eingeschlossen liegt. Auf diese Weise erhält man eine wirklichkeitstreue Darstellung, die die praktischen Ergebnisse gut zu interpretieren gestattet. Auf weitere Einzelheiten in den Ansätzen der verschiedenen Theorien soll hier nicht eingegangen werden, zumal von diesen auch kein weiterer Gebrauch gemacht worden ist.

<sup>47</sup> Z. VDI. 68 (1924), 6, S. 124/128 mit Berichtigung; Z. VDI. 70 (1926), 27, S. 914.

<sup>48</sup> BURKE, S. P., u. T. E. W. SCHUMANN: The Kinetics of a Type of Heterogeneous Reactions. The Mechanism of Combustion of Pulverized Fuel. Ind. Engng. Chem. 23 (1931), 4, S. 406/413.

<sup>49</sup> Ind. Engng. Chem. 26 (1934), 7, S. 749/757; vgl. Fußnote 35.

\* Nach der Drucklegung erschien die Arbeit „Verbrennung, Vergasung und Verschlackung“ von S. TRAUSTEL (Diss. Berlin 1939), die sich zwar nur auf die Statik der Vorgänge in Brennstoffschichten bezieht, aber einige bemerkenswerte Ansätze über den Ort der eigentlichen Verbrennung und über die Schlackenbildung enthält.

## Raumbedarf und Kornweglänge. Bemessung der Kohlenstaubbrennkammern.

Nachdem die Brennzeit eines Kohlekorns von bestimmtem Durchmesser errechnet werden kann, läßt sich auch die Länge des Kornweges angeben, die zu seinem Ausbrand notwendig ist. In einem aufsteigenden Gasstrom mit der Gasgeschwindigkeit  $w_g$  ist dieser Weg

$$(79) \quad l = [w_g - (w_s)_m] \cdot z,$$

wenn  $(w_s)_m$  die mittlere Schwebegeschwindigkeit zwischen 0 und  $d$  in m/s und  $z$  die Brennzeit in s des Kohleteilchens bedeutet. Das Korn besitzt in seiner ursprünglichen Größe die Schwebegeschwindigkeit  $w_s$ , die im Verlauf des Abbrandes (bei Abwesenheit von Asche) auf den Wert Null nach beendetem Abbrand fällt. Dieser Mittelwert kann den Abb. 4 und 5 S. 9/10 unmittelbar entnommen werden. Der Ausdruck in der eckigen Klammer der Gl. (79) stellt also den Mittelwert der Korngeschwindigkeit über die Gesamtdauer des Abbrandes dar. Dabei ist angenommen, daß  $w_g$  entweder konstant ist oder den Mittelwert der Gasgeschwindigkeit darstellt. Ist der Korndurchmesser sehr klein, so daß die Schwebegeschwindigkeit gegenüber der Gasgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann, so vereinfacht sich Gl. (79) in

$$(80) \quad l = w_g \cdot z.$$

Im absteigenden Gasstrom wird dementsprechend

$$(81) \quad l = [w_g + (w_s)_m] \cdot z$$

und im waagerechten Gasstrom, unter Benutzung der Gl. (19),

$$(82) \quad l = [w_g - (w_s)_m \cdot (0,170 + 0,0121 \cdot w_g)] \cdot z.$$

Will man umgekehrt aus dem Kornweg bzw. den Ergebnissen eines Feuerungsversuches die Brennzeit ermitteln, so kann dies geschehen, indem man den wirklichen Kornweg in m durch die wirkliche mittlere Korngeschwindigkeit in m/s dividiert, wobei zu berücksichtigen ist, daß die Gasgeschwindigkeit besonders bei größerem Korn nicht mit der Korngeschwindigkeit identisch ist. Als „scheinbare Brennzeit“  $z_{sch}$  wollen wir diejenige Zeit definieren, die sich aus der Division des nutzbaren Feuerraumvolumens  $V_F$  m<sup>3</sup> durch das mittlere Gasvolumen in der Zeiteinheit  $V_G$  m<sup>3</sup>/s ergibt. Man identifiziert damit bewußt den Kornweg mit dem Gasweg. Es ist aber nur dann  $z_{sch} = z$ , wenn die Schwebegeschwindigkeit des Kornes vernachlässigbar klein ist gegenüber der Gasgeschwindigkeit, und wenn die Kornbewegungsrichtung mit der Gasströmungsrichtung zusammenfällt und in der Feuerraumhauptachse liegt.

Es erscheint daher zweckmäßiger, den Kornweg als die maßgebende Konstruktionsgröße zu betrachten und nicht die Feuerraumbelastung in kcal/m<sup>3</sup> h. Von gleicher Wichtigkeit sind dabei Eintrittsgeschwindigkeit und Richtung des Kohlenstaub-Luft-Gemisches, deren großer Ein-



fluß auf die Brennzeit nachgewiesen werden konnte, und die Strömungsrichtung und Raumausnutzung. Eine schwach belastete Kammer kann trotz großer Höhe schlechter arbeiten als eine stärker belastete von geringerer Höhe, aber größerem Durchmesser; die Güte des Ausbrandes ist daher durchaus nicht nur von der spez. Feuerraumbelastung abhängig, die zur Kennzeichnung des betrieblichen Verhaltens nicht ausreicht. Man denke nur an die U-Flamme, die auch bei geringer spez. Belastung teilweise auf kurzem Weg in die Heizfläche herübergezogen wird, so daß immer ein Teil des Staub-Luft-Gemisches sehr ungünstige Verbrennungsbedingungen und nur sehr kurze Brennwege vorfindet, ohne daß das Kammervolumen voll ausgenutzt wäre.

Da eine schwach belastete Kammer durch ihren erheblichen Eisenaufwand und die teure Strahlungsheizfläche unwirtschaftlich ist — von wenigen Sonderfällen abgesehen, wo noch andere Gesichtspunkte, wie etwa die Verschlackungsgefahr, mitsprechen — sollte man bestrebt sein, bei hohen Feuerraumbelastungen ausreichend lange Kornwege und Kornaufenthaltszeiten zu schaffen. Solche Maßnahmen liegen, soweit man nicht das herkömmliche Verbrennungsverfahren abwandelt, in der Bevorzugung der Gasströmungsrichtung von unten nach oben, in der Wahl zweckmäßiger Einblaserichtungen, in der Anwendung hoher Einblasegeschwindigkeiten unter voller Ausnutzung der Beschleunigung des Brennstoffs auf seinen Höchstwert und endlich in der Vorbehandlung des Brennstoffs (Vortrocknung, Mahlfeinheit, Höhe der Luftvorwärmung u. a. m.). Allgemeine Konstruktionsregeln lassen sich nicht angeben, wohl aber kann man aus der theoretischen Behandlung der Vorgänge hinreichende Anhaltspunkte für die Bemessung und auch für die Weiterentwicklung der Kohlenstaubfeuerungen finden.

Die Festlegung der Temperaturen im Feuerraum, die Strahlungsleistung und die Ermittlung der Gastemperatur beim Austritt aus der Brennkammer und beim Eintritt in das Röhrenbündel des Kessels ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen, auf die hingewiesen sei, ohne daß wir hier näher darauf eingehen wollen<sup>50</sup>. Der Einfluß der Temperatur auf die Brennzeit ist, wie Gl. (55) und (56) zeigen, sehr gering, dagegen wird die Gasgeschwindigkeit natürlich von ihr bestimmt. Die Anforderungen an die Rechengenauigkeit dürfen selbstverständlich auch nicht zu hoch geschraubt werden; dennoch lassen die Ergebnisse immerhin bei sinngemäßer Anwendung eine Vorausberechnung ohne Verwendung empirischer Formeln oder auch nur empirischer Konstanten zu.

<sup>50</sup> GUMZ: Feuerungstechnisches Rechnen. Leipzig 1931 S. 98/107 und Feuerungstechn. 20 (1932), 4, S. 50/53. — MICHEL, F.: Feuerungstechn. 24 (1936), 5, S. 77/78 u. 80/81 (Überblick über die neueren amerikanischen Arbeiten). — MÜNZINGER, F.: Dampfkraft. Berlin 1933. — LEDINEGG, M.: Wärme. 60 (1937), 24, S. 376/378. — ORROK, G. A. u. N. C. ARTSAY: Combustion N.Y. 9 (1938), 10, S. 37/42.

## Die Zündung von Kohlenstaub.

### Betrachtung über die Zündvorgänge.

Das Eintreten der Zündung setzt zwei Bedingungen voraus:

1. Die Gegenwart des für die Oxydation notwendigen Sauerstoffs an der Brennstoffoberfläche;
2. die Schaffung und Erhaltung einer so hohen Temperatur an der Brennstoffoberfläche, daß die Oxydation mit hinreichender Schnelligkeit vor sich geht.

Die Zündung tritt in dem Augenblick ein, wo die Wärmeentwicklung eines bereits anlaufenden, aber zunächst noch sehr langsamen Oxydationsvorganges die Wärmeabgabe nach außen übersteigt und infolgedessen einen steilen Temperaturanstieg ergibt. Diese Temperatursteigerung führt zu einer Beschleunigung des Vorganges und leitet damit in die eigentliche Verbrennungsreaktion über. Zündvorgang und Verbrennungsvorgang sind vollkommen wesensgleich und stellen zwei Stufen des Reaktionsvorganges dar, die je nach Lage der Temperatur mit wesentlich verschiedener Geschwindigkeit ablaufen. Die Oxydationsgeschwindigkeit ist, wie ein Blick auf Abb. 31 S. 72 zeigt, im Gebiet der niedrigen Temperaturen in stärkerem Maße von der Geschwindigkeit der chemischen Reaktion abhängig als von der Geschwindigkeit des physikalischen Vorganges, so daß das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Brennstoffarten im wesentlichen durch ihre chemische Konstitution bedingt ist. Diejenige Temperatur (gemeint ist dabei selbstverständlich die Temperatur der Brennstoffoberfläche), bei welcher die langsam verlaufenden Oxydationsvorgänge unter plötzlichem Anstieg der Temperaturen in eine lebhafte Verbrennung übergehen, pflegt man als die Zündtemperatur zu bezeichnen und spricht von dieser Temperatur auch als dem Zündpunkt.

Der Begriff „Zündpunkt“ ist aber sehr stark umstritten. Man kann zwar durch Zündversuche, die in gewissem Maße reproduzierbar sind, die Zündtemperaturen feststellen, wobei allerdings eine genaue Beschreibung der Versuchsbedingungen und der physikalischen Eigenschaften des untersuchten Brennstoffs (vor allem seine Korngröße) gegeben werden muß; infolge der Abhängigkeit der Ergebnisse von der Bestimmungsmethode kann man aber von einer absoluten Zündtemperatur zunächst nicht sprechen, und die Definition des Zündpunktes ist damit erschwert und vielfach nicht eindeutig genug. Die im Schrifttum angegebenen Zündtemperaturen sind daher nur Relativwerte, da sie nach

Konventionalmethoden bestimmt worden sind. Vielfach fehlt überdies, besonders in Handbüchern, die Angabe der Bestimmungsmethode.

ROSIN, KAYSER und FEHLING<sup>51</sup> stellen das Vorhandensein eines Zündpunktes überhaupt in Abrede. Nach ihrem Vorschlag sollte man auf den Begriff des Zündpunktes verzichten und ihn durch eine Beschreibung des Zündverhaltens ersetzen. Beiden Auffassungen ist eine gewisse Berechtigung nicht abzusprechen. Wir wollen daher für den Fortgang unserer Betrachtungen folgendes festhalten:

Die Zündung ist ebenso wie die Vergasung und Verbrennung ein Vorgang, der sowohl von chemischen wie vor allem auch von physikalischen Bedingungen abhängt. Zunächst ist es, wie unter den eingangs erwähnten Zündbedingungen festgestellt wurde, notwendig, daß der Brennstoff erwärmt wird, und daß die Oberfläche eine bestimmte Temperatur annimmt. Da jedoch durch Leitung ein dauernder Abfluß von Wärme von der Kornoberfläche in das Innere stattfindet, und da das Korn je nach der umgebenden Temperatur Wärme durch Strahlung und vor allem auch durch Konvektion abgibt, so bedarf es einer gewissen Zeit, ehe die gewünschte Oberflächentemperatur erreicht ist. Diese Zeit stellt den Hauptanteil der sog. „Zündzeit“ dar; sie ist in hohem Maße von der Art der Erwärmung und von einer Reihe physikalischer Bedingungen abhängig. Da sich die Zündung im Gebiet niedriger Temperaturen abspielt, macht sich der Einfluß der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit, also auch ein gewisser stofflicher Einfluß, stark bemerkbar. Brennstoffe verschiedener Art zeigen infolgedessen auch ein verschiedenartiges Verhalten, und es ist darum berechtigt, nach einer stofflichen Eigenschaft zu suchen, die das Zündverhalten charakterisiert.

Die physikalischen Voraussetzungen sind selbstverständlich nicht zu vernachlässigen, da sie sich ja deutlich genug bemerkbar machen. Ein Teilchen großen Durchmessers zeigt ein anderes Verhalten als ein solches von kleinem Durchmesser, so daß der Zündpunkt für kleine Teilchen scheinbar niedriger liegt als für grobe. Diese Unmöglichkeit, daß eine Stoffeigenschaft, und als eine solche hat man den Zündpunkt häufig angesehen, von der Teilchengröße oder anderen physikalischen Bedingungen abhängen soll, läßt die Auffassung der Zündpunktgegner berechtigt erscheinen. Um einen Zündpunkt als *wahre* Stoffeigenschaft angeben zu können, müßten die physikalischen Widerstände Null werden, was man sich so vorstellen kann, daß entweder eine Meßreihe mit verschiedenen Korngrößen und mit reichlich überschüssigem Sauerstoff ausgeführt, auf unendlich kleinen Korndurchmesser extrapoliert wird, oder daß bei großen Versuchskörpern die Relativgeschwindigkeit zwi-

---

<sup>51</sup> ROSIN, P., H. G. KAYSER u. R. FEHLING: Die Zündung fester Brennstoffe auf dem Rost. Untersuchungen über das Zündverhalten. Bericht D 51 an den Reichskohlenrat. Berlin 1935.

sehen Sauerstoff und Brennstoffoberfläche unendlich groß bzw. praktisch sehr groß gemacht wird. Durch entsprechende Vorwärmung bis nahe an die Zündtemperatur müßte dabei der verzögernde Einfluß der Erwärmung ausgeschaltet werden. Eine in solcher Weise ermittelte wahre Zündtemperatur als echte Stoffeigenschaft könnte indessen wieder nicht unmittelbar auf praktische Fälle angewendet werden, da diese ja stets in Kopplung mit physikalischen Widerständen und mit dem Verzug durch die Geschwindigkeit der Aufwärmung auftreten. Man müßte daher zum Studium des Zündverhaltens die physikalischen Bedingungen des wirklichen Vorganges kennen oder in entsprechend weitgehender Annäherung an die Wirklichkeit annehmen. Mag diese Prozedur sehr umständlich erscheinen, so muß doch darauf hingewiesen werden, daß auch die Übertragung von Zündpunktwerten auf Fälle mit physikalisch sehr verschiedenen Voraussetzungen (z. B. Laboratoriumsversuche mit Staub, praktischer Fall einer Stückkohlenverbrennung auf dem Rost) ohne Umrechnung unzulässig ist und zu falschen Ergebnissen führt.

Eine weitere Schwierigkeit tritt hinzu. Der Zündpunkt wird durch eine Temperaturmessung bestimmt. Die Einstellung der hier maßgebenden Oberflächentemperatur ist sowohl von der Wärmezufuhr bzw. ihrer Geschwindigkeit, als auch von der Geschwindigkeit der Wärmeabfuhr abhängig; überdies ist die Messung von Oberflächentemperaturen an sich schon meßtechnisch überaus schwierig. Zwei Stoffe gleicher Zündtemperatur und gleichen Korndurchmessers, unter gleichen Bedingungen geprüft, die sich aber in ihrer Wärmeleitzahl stark voneinander unterscheiden, können ein verschiedenartiges Zündverhalten aufweisen, so daß man bei der Messung und bei der Feststellung der Lufttemperatur zu verschiedenen Werten kommen würde. Damit ist die Bedeutung der Oberflächentemperatur als maßgebende Meßgröße gekennzeichnet. Aus dem gleichen Grunde müssen zwei Körper des gleichen Stoffes mit verschiedenem Durchmesser oder zwei Körper des gleichen Stoffes mit gleichem Durchmesser, aber verschiedener Geschwindigkeit der Wärmezufuhr (bei festliegender Geschwindigkeit der Wärmeableitung ins Innere) verschiedene Werte ergeben. Bei dieser Sachlage darf es nicht wundernehmen, wenn wir trotz zahlreicher Zündversuche keinen oder jedenfalls keinen recht verlässlichen Zahlenstoff für die Zündtemperatur als „echte Stoffeigenschaft“ besitzen. Die Ausarbeitung geeigneter Methoden und der Vergleich verschiedener brennbarer Stoffe muß zukünftiger Forschungsarbeit überlassen bleiben.

Bei der Besprechung des Reaktionsverlaufes der Verbrennung ist auf die Summierung der physikalischen und chemischen Widerstände bereits hingewiesen worden. Beim Zündvorgang aber liegen insofern ganz andere Voraussetzungen vor, als ja zunächst Sauerstoff in unmittelbarer Nähe der Kornoberfläche vorhanden ist. In vielen Fällen wird

sogar Sauerstoff an der Kornoberfläche adsorbiert oder in Form verschiedenartiger, zum Teil sehr labiler C—O-Verbindungen vorliegen. Es bedarf also nicht erst der Überwindung eines physikalischen Widerstandes, um den Transport des notwendigen Sauerstoffs an die Kornoberfläche vorzunehmen, sondern erst in dem Maße, wie der vorhandene Sauerstoff verbraucht wird, ein Vorgang, der der Geschwindigkeit der chemischen Reaktion proportional angenommen werden kann, muß neuer Sauerstoff an die Kohlenoberfläche transportiert werden unter

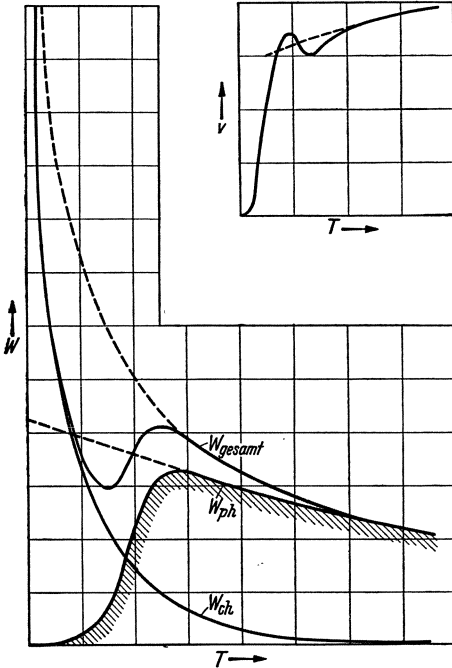


Abb. 31. Darstellung des chemischen ( $W_{ch}$ ) und des physikalischen Widerstandes ( $W_{ph}$ ) in Abhängigkeit von der Temperatur. Summierung beider Widerstände bei der Verbrennung und Zündung (schraffierte Kurve). — Rechts oben: Darstellung der Reaktionsgeschwindigkeit (Kehrwerte der Widerstände) in Abhängigkeit von der Temperatur.

Überwindung von immer stärker wachsenden physikalischen Widerständen. Dieser Verlauf der physikalischen Widerstände, beginnend beim Werte Null, nach einem Gesetz ähnlich der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit wachsend und schließlich in den eigentlichen Wert des physikalischen Widerstandes beim Dauervorgang (im Gegensatz zum Anlaufvorgang) einmündend, ist in Abb. 31 durch die schraffierte Kurve gekennzeichnet. Die Summierung dieses physikalischen Widerstandes mit dem chemischen Widerstand ergibt den ausgezogenen Gesamtwiderstand mit dem eigentümlich einschwingenden Verlauf des chemischen Widerstandes in den physikalischen. Diese Ausschläge mögen in Wirklichkeit kleiner sein oder gar ganz verschwinden; es zeigt sich dann aber an dieser Einmündungsstelle ein Knick im Verlauf der Widerstände, bzw. bei der reziproken Darstellung, im Ver-

lauf der Reaktionsgesamtgeschwindigkeit. Dieser Reaktionsverlauf ist in der Nebenfigur der Abb. 31 dargestellt. Er wird grundsätzlich durch die Meßergebnisse von TU, DAVIS und HOTTEL<sup>52</sup> bestätigt. Die Reaktionsgeschwindigkeit steigt mit zunehmender Temperatur steil an und geht mit einem Knick in den Wert über, der durch die physikalischen Reaktionsbedingungen begrenzt ist.

<sup>52</sup> TU, C. M., H. DAVIS u. H. C. HOTTEL: Combustion Rate of Carbon. Ind. Engng. Chem. 26 (1934), 7, S. 749/757.

### Berechnung der Zündzeit.

Eine Berechnung der Zündtemperatur ist nicht möglich, vielmehr ist man hierbei auf Versuche angewiesen; dagegen kann die Zündzeit grundsätzlich in verhältnismäßig einfacher Weise berechnet werden, wenn die Oberflächentemperatur, die für Einleitung und Aufrechterhaltung eines Verbrennungsvorganges notwendig ist, als bekannt vorausgesetzt wird.

Da wir bei dem zunächst langsamen Oxydationsvorgang nicht die Reaktion einer größeren Brennstoffmasse ins Auge zu fassen haben, wie es beim Verbrennungsvorgang der Fall ist, sondern da es genügt, daß nur die Oberfläche oder gar nur ein Teil der Oberfläche in Reaktion tritt, so spielt die Reaktionsgeschwindigkeit keine ausschlaggebende Rolle, es genügt vielmehr, daß die entstehende Wärmemenge die Wärmeabgabe übersteigt. Zur rechnerischen Behandlung des Zündverzuges kann man sich daher in erster Annäherung darauf beschränken, die Zeit zu ermitteln, die notwendig ist, um die Oberfläche des Brennstoffs (nicht etwa das ganze Korn) auf eine Temperatur zu erwärmen, bei welcher die chemische Reaktion mit merklicher Schnelligkeit einsetzt, mit anderen Worten, bei welcher die Zündtemperatur an der Oberfläche erreicht wird. Hand in Hand mit der Erwärmung des Brennstoffs geht seine Trocknung, wobei der Wassergehalt die Erwärmung durch seinen Bedarf an fühlbarer und latenter Wärme abbremst, während durch den gebildeten Wasserdampf die Kornoberfläche gegen weitere Sauerstoffzufuhr zunächst isoliert wird. Der notwendige Sauerstoffbedarf, soweit er nicht an der Oberfläche adsorbiert ist oder in Form von Sauerstoffverbindungen vorliegt, muß dann durch diese Wasserdampfhülle hindurch an die Kornoberfläche herangebracht werden, wobei jetzt ein gewisser physikalischer Widerstand zu überwinden ist. Bei der Langsamkeit der Erwärmung dürfte dieser überlagerte Vorgang keine Rolle spielen, ganz abgesehen davon, daß, genügende Temperaturen vorausgesetzt, auch Reaktionen zwischen diesem Wasserdampf und dem Kohlenstoff möglich sind, die zwar Wärme binden, aber auch ein brennbares Gas liefern. Den Hauptanteil der Zündzeit beansprucht demnach die Erwärmung, also ein Vorgang, der nur physikalisch bedingt und zu erfassen ist, und dem wir zunächst unser Augenmerk zuwenden wollen.

### Konvektivzündung.

Wir betrachten an erster Stelle den wichtigen Fall der reinen Konvektivzündung. Das Brennstoffkorn befinde sich schwebend in einem Strom heißer Luft, die Wärme werde durch Konvektion an das wiederum als Kugel aufgefaßte Teilchen übertragen, und Zündung tritt dann ein, wenn die Oberfläche die für das Zustandekommen der Reaktion notwendige Temperatur, die Zündtemperatur  $t_z$  erreicht hat. Es ist dabei

gleichgültig, welche Temperatur dann im Korninnern herrscht, die selbstverständlich zunächst tiefer liegt. Die Zündwärme ist daher auch kleiner als die Wärmemenge, die notwendig wäre, um das ganze Korn auf  $t_z$  zu erwärmen.

Der Wärmeübergang von der Trägerluft auf die schwebenden Brennstoffkugeln ist S. 22 bis 24 entwickelt worden zu

$$(83) \quad \alpha_k = 1,694 \cdot \lambda \cdot \nu^{-0,15} \cdot d^{-0,85} \cdot w_s^{0,15}.$$

Mit Hilfe dieser Gleichung und den physikalischen Eigenschaften des Brennstoffs nach Zahlentafel 8<sup>53</sup> kann man nach dem von GRÖBER<sup>54</sup>

Zahlentafel 8.

	Koks	Anthrazit (Magerkohle)	Fettkohle
$\lambda$	0,60	0,259	0,195
$\nu$	900	1400	1300
$c$	0,19	0,26	0,30
$a = \frac{\lambda}{\nu \cdot c}$	0,00351	0,000712	0,00050

angegebenen Verfahren die Aufwärmung der Kugeln rechnerisch verfolgen. Zur Durchführung der Rechnung ist es allerdings notwendig, die Kugeln als homogene Körper von den angegebenen Eigenschaften aufzufassen.

Das Ergebnis der Zwischenrechnung ist in Zahlentafel 9 und 10, das Endergebnis, die Zunahme der Oberflächentemperatur der drei Brennstoffarten Koks, Anthrazit und Fettkohle in Abhängigkeit von der Zeit, in Abb. 32 wiedergegeben.

Zahlentafel 9.

Durchmesser mm	Wärmeübergangszahl kcal/m <sup>2</sup> h °C
0,05	788
0,1	538
0,2	355

Zahlentafel 10. Rechenbeispiel für 0,1 mm Korndurchmesser.

	Koks	Anthrazit	Fettkohle
$h = \frac{\alpha}{\lambda_k}$	897	2077	2759
$h \cdot X$	0,0448	0,1039	0,1380
$h^2 \cdot a$	2 822	3072	3806

Die Abb. 32 läßt erkennen, daß Mager- und Fettkohle eine fast gleiche Erwärmungscharakteristik zeigen. Als Ordinaten sind Prozentzahlen der Trägerlufttemperatur angegeben, d. h. also bei einer Lufttemperatur von  $t_1 = 400^\circ \text{C}$  würde die Fettkohle nach 0,1 s eine Oberflächentemperatur von  $0,90 \cdot 400 = 360^\circ \text{C}$  erreicht haben. Es mag

<sup>53</sup> Die Angaben für die Wärmeleitzahlen und die spez. Wärme von Koks und Kohle verdanke ich Herrn Dipl.-Ing. W. FRITZ, Berlin. Vgl. auch W. FRITZ u. H. DIEMKE: Die Wärmeleitfähigkeit von natürlicher Steinkohle und von Koks. Feuerungstechn. 27 (1939), 5, S. 129/136.

<sup>54</sup> GRÖBER, H.: Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung. Berlin 1926 S. 45 ff. Zweckmäßigerweise benutzt man die in größerem Maßstabe wiedergegebenen Tafeln von H. BACHMANN: Tafeln über Abkühlungsvorgänge einfacher Körper. Berlin 1938.

zunächst erstaunen, daß Koks eine schnellere Erwärmung zeigt. Dies liegt daran, daß sowohl sein spez. Gewicht als auch seine spez. Wärme und daher der Wärmebedarf eines Koksteilchens geringer ist als derjenige eines Kohleteilchens gleichen Volumens. Das ist aber natürlich *nicht* gleichbedeutend mit einer schnelleren Zündung. Eine Nachrechnung mit verschiedenen Lufttemperaturen (bis  $800^{\circ}\text{C}$ ) hat gezeigt, daß sich dabei keine nennenswerten Abweichungen von dem Verlauf nach Abb. 32 ergeben, so daß man diese Darstellung den weiteren Berechnungen zugrunde legen kann.

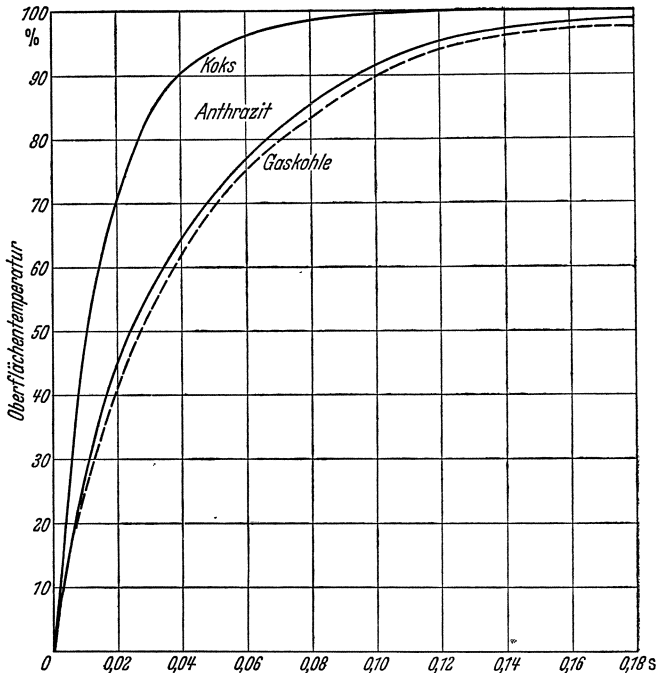


Abb. 32. Erwärmung von Kohle und Kokskugeln von 0,1 mm Durchmesser in einem Luftstrom. Die Ordinate gibt die Oberflächentemperatur in % der Trägerlufttemperatur an.

Die zur Erwärmung der Teilchen bis auf die Zündtemperatur  $t_z$  notwendige Zeit kann man, falls diese Temperatur bekannt ist, aus einer solchen Darstellung entnehmen, wofür Abb. 33 ein Beispiel zeigt ( $t_1 = 300 - 800^{\circ}$ ,  $t_z = 280^{\circ}$ ,  $d = 0,1$  mm Korndurchmesser, Brennstoff: Kohle). Die Schnittpunkte mit der Ordinate  $t_z$  geben die Erwärmungszeit an, die dann in die Darstellung der Abb. 34 übertragen worden ist, gleichzeitig mit den Ergebnissen der Rechnung für die Durchmesser von 0,05 bis 0,2 mm. Die Kurven müssen an den Wert  $t_z$  tangieren. Sie zeigen bei kleineren Durchmessern eine schärfere Abkrümmung als bei größeren, in grundsätzlicher Übereinstimmung mit



den Meßwerten von WENTZEL bei seinen Zündverzugsmessungen an Kohlenstaub in der Bombe<sup>55</sup>. Die Meßergebnisse von LITTERSCHEIDT<sup>56</sup>, der keinen deutlichen Einfluß des Korndurchmessers auf die Zündtemperatur und auf die Zündzeit festgestellt hat, finden dagegen durch diese Überlegungen keine Stütze; eine Erklärung für dieses Verhalten,

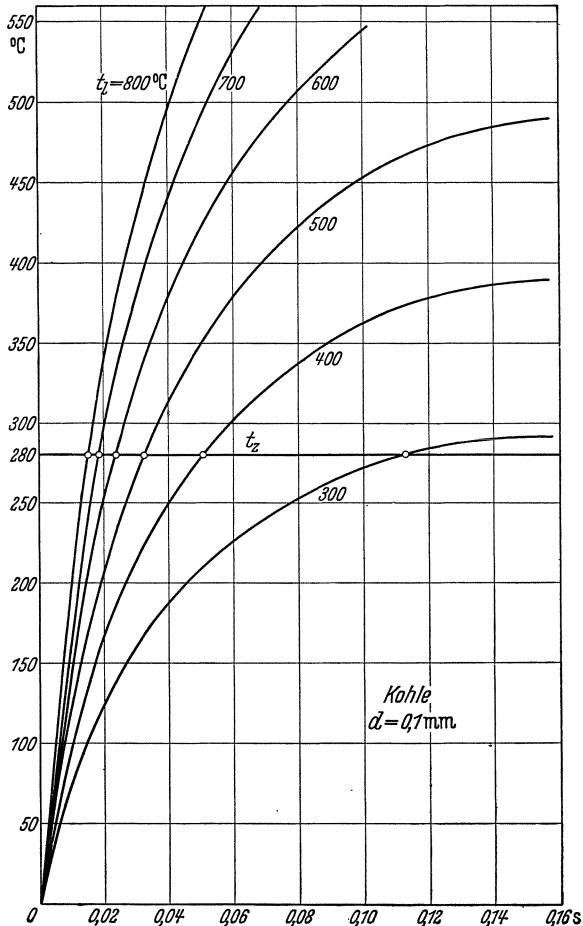


Abb. 33. Ermittlung der Zündzeit für ein Kohleteilchen von 0,1 mm Durchmesser (Lufttemperatur 300 bis 800°, Zündtemperatur 280°).

das mit den Feststellungen WENTZELS nicht in Einklang steht, ist bisher nicht möglich gewesen.

In Abb. 35 sind die Ergebnisse der Abb. 34 nochmals eingetragen (Kurven A, B, C), zum Vergleich auch eine Kurve (D) für Koks vom

<sup>55</sup> WENTZEL, W.: Besonders Abb. 13 u. 14; vgl. Fußnote 40 S. 58.

<sup>56</sup> LITTERSCHEIDT, W.: Die Zündung von Kohlenstaub in der Schwebel. Arch. Wärmewirtsch. 13 (1932), 2, S. 44/46.

Korndurchmesser 0,1 mm. In diesem Falle ist  $t_Z = 400^\circ$  angenommen worden, wodurch die Kurve nach rechts ins Gebiet höherer Temperaturen rückt. Sie fällt jedoch steiler ab, so daß sie bei diesem Beispiel bei etwa  $460^\circ$  die Kohlekurve (B) schneidet. In genügender Entfernung von  $t_Z$  ist also das Verhalten von Koks nicht ungünstiger als das der Kohle, wie überhaupt alle bestehenden Einflüsse zurückgedrängt werden.

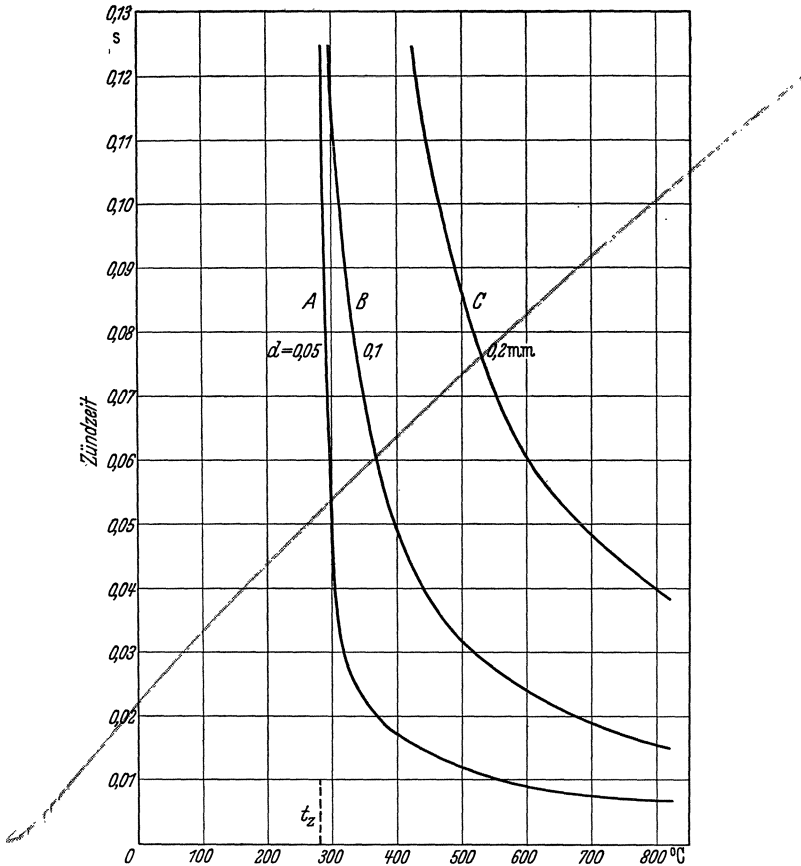


Abb. 34. Zündzeit (Erwärmungszeit) von Kohle. Kurve A 0,05 mm Durchmesser, B 0,1 mm Durchmesser, C 0,2 mm Durchmesser.

### Einfluß der Feuchtigkeit.

Erwärmung und Trocknung des Brennstoffs überlagern sich. Ohne zunächst auf den Mechanismus des Trocknungsvorganges (vgl. S. 82) einzugehen, sollen einige rohe Überschlagsrechnungen zeigen, welchen Einfluß der Wassergehalt des Brennstoffs ausübt. Gegenüber einer vollkommen trockenen Kohle mit dem Wärmebedarf von

$$(84) \quad Q = c \cdot (t_Z - t_K) \text{ kcal/kg}$$

zur Erwärmung des ganzen Kornes<sup>57</sup>, dessen spez. Wärme  $c$  betrage, von der Kornanfangstemperatur  $t_K$  auf die Zündtemperatur  $t_Z$ , hat eine feuchte Kohle mit  $x\%$  Wassergehalt einen Wärmebedarf von

$$(85) \quad Q_f = (l - x) \cdot c \cdot (t_Z - t_K) + x \cdot (i_{\ddot{u}} - t_K) \text{ kcal/kg.}$$

Darin ist  $i_{\ddot{u}}$  der Wärmeinhalt des auf  $t_Z$  überhitzten Wasserdampfes

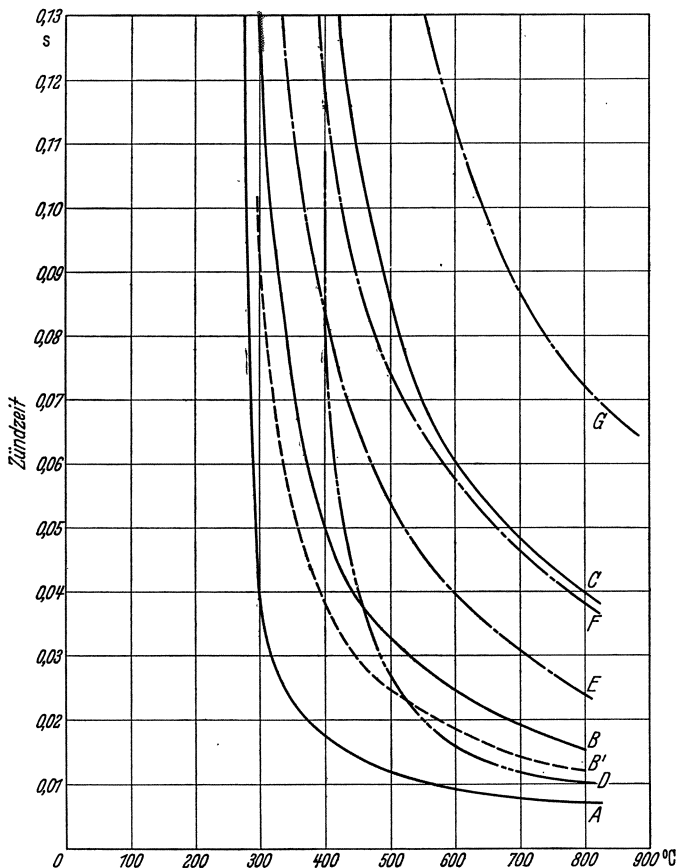


Abb. 35. Zündzeiten verschiedener Brennstoffe (Einflüsse der Brennstoffart, der Zündtemperatur, der Feuchtigkeit, der Wärmezufuhr und des Korndurchmessers). A, B, C Kohle ( $t_z = 280^\circ$ ) nach Abb. 34, D Koks  $d = 0,1$  mm Durchmesser ( $t_z = 400^\circ$ ), E, F, G Kohle mit  $d = 0,1$  mm Durchmesser und 10, 20 und 50% Wassergehalt. B' Kohle B einschließlich Bestrahlung.

Das zweite Glied stellt also die durch die Feuchtigkeit fühlbar und latent gebundene Wärmemenge dar.

Schätzungsweise könnte man annehmen, daß die Zünd- bzw. Erwärmungszeit etwa dem Wärmebedarf proportional zunimmt. Ein

<sup>57</sup> Da wir hier nur Relativwerte für Brennstoffe verschiedener Eigenschaften betrachten, spielt es keine Rolle, daß wir die zu vergleichenden Wärmemengen auf die Erwärmung des ganzen Kornes beziehen.

etwas genaueres Ergebnis erhält man durch folgenden Rechnungsgang. Zur Umgehung der mathematischen Schwierigkeiten treffen wir wieder die vereinfachende Annahme, daß wir das Kohleteilchen als einen homogenen Körper auffassen, dem in diesem Falle die spez. Wärme

$$(86) \quad c' = Q_f / (t_Z - t_K)$$

zukommt. Der Rechnungsgang ist dann der gleiche wie

vorher, und das Ergebnis ist für Kohle mit  $d = 1,0$  mm Korndurchmesser für verschiedene Feuchtigkeitsgehalte der Abb. 35 zu entnehmen. Zunehmender Wassergehalt bringt also erwartungsgemäß eine erhebliche Verlängerung der Zündzeit mit sich, wenn auch nicht proportional dem steigenden Wärmebedarf.

Zahlentafel 11. Beispiel:  $c = 0,26$ ,  
 $t_Z = 280^\circ$ ,  $t_K = 0^\circ$ ,  $i_u = 724$  kcal/kg.

% H <sub>2</sub> O	Q <sub>f</sub> kcal/kg	c'
0	72,8	0,26
10	137,9	0,49
20	203,0	0,73
50	398,4	1,42

### Konvektiv- und Strahlungszündung.

Reine Konvektivzündung kommt in Kohlenstaubfeuerungen nicht in Frage, vielmehr findet die Zündung noch Unterstützung durch die Strahlung der heißen umgebenden Wände (Zündgewölbe, Seitenwände, besondere Zündgürtel), also auch vor allem durch die Rückstrahlung der Flamme selbst. Die zugestrahlte Wärmemenge ist

$$(87) \quad Q_s = F \cdot \varphi \cdot C \left[ \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_K}{100} \right)^4 \right].$$

Sie ist jedoch äußerst schwierig zu bestimmen, da jedes einzelne Glied dieser Gleichung schwer genau erfaßt werden kann. Der am einfachsten bestimmbare Ausdruck  $(T_K/100)^4$  kann gegenüber dem Ausdruck  $(T_s/100)^4$  unbedenklich vernachlässigt werden. Die bestrahlte Fläche  $F$  ist in den meisten Fällen eine Halbkugel, wenn man annimmt, daß die Strahlung vorzugsweise aus einer Richtung kommt (z. B. Rückstrahlung der Flamme), die Strahlungsintensität an jedem Punkte ist aber wegen der Krümmung dieser Fläche sehr verschieden, so daß man zweckmäßig an Stelle von  $F$  die projizierte Fläche  $\frac{d^2\pi}{4}$  und dann  $\varphi \propto 1$  setzt.

Um im Rahmen unseres bisherigen Zahlenbeispiels zu bleiben und den zusätzlichen Einfluß der Strahlung zu untersuchen, betrachten wir zunächst den Fall  $t_l < t_Z$  und ersetzen den  $\alpha$ -Wert jetzt durch

$$(88) \quad \alpha' = \alpha_{\text{konv}} + \alpha_s,$$

indem wir

$$(89) \quad \alpha_s = \frac{Q_s}{F \cdot \Delta t} = \frac{C \left( \frac{T_s}{100} \right)^4}{\Delta t}$$

setzen.

Mit  $T_s = 1200 + 273^\circ$  und  $C = 4$  erhalten wir dann für  $d = 0,1$  mm Korndurchmesser das in Abb. 35 eingetragene Ergebnis (Kurve  $B'$ ). Wie der Vergleich mit der Kurve  $B$  zeigt, senkt die zusätzliche Wirkung der Strahlung natürlich die Zündzeit, jedoch in einem nicht allzu bedeutenden Maße.

### Strahlungszündung.

Die rechnerische Verfolgung der reinen Strahlungszündung bereitet erheblich größere Schwierigkeiten, und die bisher bekannten Berechnungen dieser Art sehen sich zumeist genötigt, Annahmen zu treffen (wie etwa Konstanz der Umgebungstemperatur), die weit von den wirklichen Vorgängen abweichen und daher den Wert der Rechnung in Frage stellen.

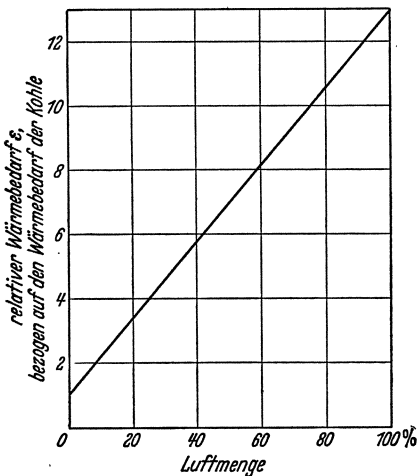


Abb. 36. Relativer Wärmebedarf der Verbrennungs- bzw. Trägerluft, verglichen mit dem Wärmebedarf des Staubes.

Wir wollen uns daher auch auf eine kurze Betrachtung des Wärmeübertragungsmechanismus beschränken. Bei Einspeisung des Kohlenstaubes mit kalter Trägerluft nehmen die Partikel durch Strahlung Wärme auf, die sie teils durch Konvektion an die umgebende Trägerluft abgeben, teils durch Leitung ins Korninnere abführen. Die Aufstellung der Wärmebilanz zwischen zugestrahlter Wärmemenge, ins Innere abgeleiteter Wärme und an die Luft abgegebener Wärme ist durch die zeitliche Temperaturänderung der Trägerluft erschwert. Die kleinsten Teilchen empfangen infolge ihrer geringen projizierten Fläche nur wenig Wärme, geben diese aber schnell ab, da sie einen sehr hohen  $\alpha$ -Wert besitzen. Sie werden sich daher langsamer erwärmen als die groben Teilchen, werden dagegen zu einer Zerstreung der Wärme und zur Aufwärmung der Trägerluft stark beitragen. Dadurch wird sowohl ihre Wärmeabgabe als auch die der mehr Wärmestrahlung empfangenden groben Teilchen allmählich mehr und mehr verringert, so daß die Oberflächentemperatur der Teilchen, vorzugsweise der groben Teilchen, ansteigt, bis schließlich die Zündtemperatur erreicht wird. Durch Vermittlung des schwebenden Staubes muß also die Trägerluftmenge mit erwärmt werden, die Zündzeit wird dadurch um so mehr verlängert, je größer die Trägerluftmenge (Erstluft) ist. Den Wärmebedarf des Staubes und der umgebenden Luft kann man für ein Beispiel aus Abb. 36 ersehen. Unter 100% ist darin die gesamte Verbrennungsluftmenge ein-

schließlich 20% Luftüberschuß verstanden. Der Wärmebedarf des Staubes ohne Luft ist = 1 gesetzt (wenn man natürlich auch nicht mit 0% Erstluft arbeiten kann). Wenn man wiederum überschlägig annimmt, daß die Zündzeit dem Wärmebedarf annähernd proportional ist, so kann man ersehen, welchen großen Nachteil eine zu große Erstluftmenge auf die Zündung ausübt, falls diese kalt ist. Umgekehrt ist es natürlich bei Konvektivzündung mit Luft von  $t_l > t_z$ .

Die reine Strahlungszündung würde überhaupt nur dann erfolgen, wenn die Wärmestrahlung größer ist als die konvektive Wärmeabgabe, was, wie eine Überschlagsrechnung zeigt, bei noch kalter Luft nur bei groben Teilchen ( $d > 0,2$  mm) der Fall ist. Die Zündzeit wäre demnach in den meisten Fällen sehr lang, wenn nicht ein weiterer Umstand hinzukäme, der zwar stark beschleunigend wirkt, der jedoch auch zu einer Erschwerung der rechnerischen Erfassung beiträgt. Verläßt der Erstluftstrahl die Düsenmündung des Brenners, so breitet er sich in dem mit heißen Verbrennungsgasen gefüllten Feuerraum aus und saugt diese Gase unter erheblicher Strahlverbreiterung und Energieschwächung in sich ein, wodurch die Trägerluft erwärmt wird und die reine Strahlungszündung in eine gemischte Konvektiv- und Strahlungszündung übergeht. Die Wirkung dieses Vorganges dürfte die Wärmezufuhr auf anderem Wege wesentlich übertreffen.

### Schlußfolgerungen.

Aus diesen durch Überschlagsrechnungen verdeutlichten Betrachtungen kann man folgende Schlüsse ziehen: Sicherste Zündmethode ist die Konvektivzündung; man sollte daher für die Erstluft Temperaturen anwenden, die etwa 50 bis 60% über der Zündtemperatur, also bei den meisten Kohlen in der Größenordnung von  $400^\circ$  liegen. Um Schwierigkeiten zu vermeiden, wird man diese Heißluft der kälteren eigentlichen Förderluft erst kurz vor dem Brenner zumischen, außer bei solchen Feuerungen, die mit feucht aufgegebenem Brennstoff arbeiten (Mühlfeuerungen) und die Heißluft zur Durchführung der Trocknung benötigen. In der Höhe der Luftmenge ist man dann nicht beschränkt und kann daher bei diesen Temperaturen auch die gesamte Verbrennungsluft im oder in unmittelbarer Nähe des Brenners zugeben, um die sonst leicht hinter dem Brenner auftretenden Luftmangelzonen zu vermeiden, die sich stark brennzeitverlängernd auswirken. Bei Koks und ähnlichen sehr schwer zündenden Brennstoffen empfiehlt es sich demnach, entsprechend der Lage der Zündtemperatur, mit der Erstlufttemperatur noch wesentlich höher zu gehen.

Soweit man sehr nasse Brennstoffe verfeuert, wird man eine scharfe Vortrocknung und dann noch höchste Lufttemperaturen anwenden müssen und auch unbedenklich anwenden können.

Bei Verwendung kalter Erstluft darf der Staub nicht zu fein sein, da gewisse Mindestgrößen Vorbedingung zur Einleitung der Zündung sind. Außerdem soll die Erstluftmenge so knapp wie möglich bemessen sein, damit die Erwärmung dieser Luft nicht zu viel Zeit in Anspruch nimmt.

Im Gegensatz zur Feuerung kommt bei der motorischen Verbrennung im Kohlenstaubmotor nur Konvektivzündung in Frage. Mit der Höhe der Lufttemperatur, d. h. der Kompression, ist man jedoch praktisch beschränkt; man wird daher, wie sich aus Abb. 35 ablesen läßt, zweckmäßig folgende Maßnahmen anwenden: Auswahl von Brennstoffen mit niedriger Zündtemperatur, feine Vermahlung bzw. Vorsorge für einen hinreichenden Anteil an Feinstaub, der die Zündung einleitet und dann die Temperaturen steigert, knappe Luftüberschüsse und bei feuchten Brennstoffen schärfste Vortrocknung.

### **Betrachtung über die Trocknungsvorgänge.**

Es wurde bereits hervorgehoben, daß gleichlaufend mit dem Vorgang der Erwärmung die Trocknung des Kohleteilchens einhergeht. Manche Brennstoffarten, so besonders Braunkohle, besitzen ja noch einen beträchtlichen Feuchtigkeitsgehalt, und einige Feuerungssysteme arbeiten unmittelbar mit feuchter Kohle, so daß die Trocknung erst in der Feuerung selbst vor sich geht. Im Gegensatz zu Trocknungsvorgängen, bei denen die Herstellung eines Trockengutes von bestimmter Endfeuchtigkeit beabsichtigt ist, genügt es bei der Trocknung in der Feuerung völlig, wenn eine Oberflächentrocknung bzw. eine nur geringfügige Tiefenwirkung erzielt wird, die die Erwärmung der Kornoberfläche und das Anlaufen der Zündvorgänge nicht mehr behindert. Eine völlige Durchtrocknung ist für diesen Zweck bedeutungslos, ja sie ist für die Teilchen, die bereits klein genug sind, daß sie nicht weiter zerkleinert werden müssen, sondern aus der Mühle ausgetragen werden, sogar unerwünscht. Die von den Kapillaren im Korninnern noch festgehaltene Feuchtigkeit kann, sofern die Erhitzungsgeschwindigkeit die Trocknungsgeschwindigkeit wesentlich übersteigt, infolge der Ausdehnung des Kapillarwassers das Teilchen sprengen und besorgt auf diese Weise eine weitere völlig kostenlose Feinstzerkleinerung, die die Korngröße herabsetzt, die Brennzeit kürzt und dadurch für eine hohe Belastbarkeit bei bestem Ausbrand sorgt. Diese Erscheinung wird um so stärker auftreten, je höher der Feuchtigkeitsgehalt des Brennstoffes ist und je schroffer die Brennstoffwärmerung vorgenommen wird. Eine Braunkohlenstaubfeuerungsanlage, die den Brennstoff möglichst langsam und schonend bei niedriger Temperatur z. B. in einem dampfbeheizten Trockner vortrocknet, sodann vermahlt und den mit hohem Kosten-

aufwand aufbereiteten Staub verfeuert, benötigt einen viel höheren Kraftaufwand, ganz abgesehen von den größeren Transportleistungen, als eine Naßkohlenfeuerung, die von der kostenlosen Zerkleinerung durch rasche Aufwärmung Gebrauch macht und deren Mahleinrichtung daher eine untergeordnete Bedeutung hat, ja fast zu einer Förder-einrichtung herabsinkt.

Der Trocknungsvorgang setzt ein Teildruckgefälle des Wasserdampfes zwischen dem zu trocknenden Gut und der umgebenden Luft voraus. In unmittelbarer Nähe einer feuchten Oberfläche herrscht ein Wasserdampfteildruck, der, wie man annehmen kann, dem Sättigungsdruck der Oberflächentemperatur entspricht. Streicht die Luft über die feuchte Oberfläche in erzwungener Strömung, so findet durch Konvektion ein lebhafter Luftwechsel statt, gesättigte Luft von Oberflächentemperatur wird ausgetauscht gegen weniger gesättigte, wie es dem Sättigungsgrad der Trockenluft entspricht. Dieser Vorgang wird nach den Gesetzen des konvektiven Wärmeübergangs an Kugeln<sup>58</sup> um so lebhafter vor sich gehen, je kleiner der Korndurchmesser ist, je geringer die Zähigkeit und je höher die Wärmeleitzahl des Trockenmittels ist, je höher die Relativgeschwindigkeit zwischen Trockenmittel (Luft) und Trockengut (Brennstoff) und endlich je größer das Feuchtigkeitsgefälle ist. Beschränkt man sich auf die Trockenvorgänge in der Feuerung, die sich in der Schweben abspielen, so ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Korn gleich der Schwebegeschwindigkeit, also wie Gl. (14) S. 5 zeigt, auch wieder hauptsächlich vom Korndurchmesser und von seiner Rohwichte abhängig. Die Bedeutung des Korndurchmessers für die Trocknungsgeschwindigkeit bei der Schwebetrocknung ist damit zur Genüge hervorgehoben.

Der Stoffaustausch mit der vorbeistreichenden Luft bildet jedoch nur *ein* Element eines viel komplizierteren Gesamtvorganges, den man sich nach der Darstellung von O. KRISCHER<sup>59</sup> folgendermaßen vorstellen kann: Sobald die Oberfläche Wasser verliert, entsteht ein Feuchtigkeitsgefälle zwischen dem Innern und der Oberfläche bzw. im Zusammenhang damit ein kapillares Druckgefälle, demzufolge Wasser durch die Kapillaren nachgeliefert wird. Diese Flüssigkeitsbewegung ist jedoch deshalb nicht einfach durch eine Feuchtigkeitsleitzahl zu erfassen, weil außer den Kapillarkräften und der Reibung je nach Form und Lage der

<sup>58</sup> Vgl. S. 22. Die vielfach ausgesprochene Annahme, daß die Diffusion die einzig treibende Kraft für den Stoffaustausch sei, trifft hier ebensowenig zu wie bei der Verbrennung.

<sup>59</sup> KRISCHER, O.: Trocknung fester Stoffe als Problem der kapillaren Feuchtigkeitsbewegung und der Dampfdiffusion. Z. VDI. Beiheft Verfahrenstechn. Folge 1938 Nr. 4 S. 104/110. — KRISCHER, O., u. P. GÖRLING: Versuche über die Trocknung poriger Stoffe und ihre Deutung. Z. VDI. Beiheft Verfahrenstechn. Folge 1938 Nr. 5 S. 140/148



Kapillaren, die ja keineswegs irgendwie eindeutig geordnet sind, noch die Schwerkraft überwunden und eine Hubarbeit geleistet werden muß. Da die Geschwindigkeit der inneren Feuchtigkeitsbewegung begrenzt und kleiner ist als der äußere Feuchtigkeitsaustausch, bleibt die Wassernachlieferung immer mehr und mehr zurück, die Feuchtigkeit der Oberfläche nimmt ab und wird schließlich Null. Bezeichnet man die Ebene, wo die Verdunstung stattfindet, wo sich also die Menisken der kleinen kapillaren Flüssigkeitssäulen befinden, als Trockenspiegel, so wird dieser Trockenspiegel, sobald die Feuchtigkeit Null an der Oberfläche erreicht ist, von der Oberfläche in das Innere wandern, und die verdunstete Wassermenge muß durch die ausgetrockneten Kapillaren zwischen Trockenspiegel und Oberfläche diffundieren, um abgeführt werden zu können. Je tiefer der Trockenspiegel ins Innere vordringt, um so länger wird der durch diese Diffusion zu überwindende Weg und um so größer der Widerstand. Nach KRISCHER gibt es daher bei sonst gleichbleibenden äußeren Umständen zwei Trocknungsabschnitte, die sich durch ihre Trocknungsgeschwindigkeit deutlich unterscheiden. Im ersten Abschnitt fallen Trockenspiegel und Oberfläche zusammen, die Oberfläche ist noch feucht und die Trocknungsgeschwindigkeit wird von der Konvektion einerseits, der Flüssigkeitsnachströmung andererseits beeinflußt, ist also ziemlich groß. Im zweiten Abschnitt dagegen, wenn der Trockenspiegel nach dem Innern verlagert wird, kommt als 3. Vorgang die Diffusion zwischen dem Trockenspiegel und der Oberfläche hinzu, und da es sich hierbei um einen großen und ständig zunehmenden Widerstand handelt, wird diese Diffusion der geschwindigkeitsbestimmende Faktor, die Gesamttrockengeschwindigkeit nimmt erheblich ab. Zwischen beiden Abschnitten entsteht ein deutlicher Knick im Trocknungsverlauf.

Da es uns bei der Schwebefuerung nur darauf ankommt, die Kornoberfläche zu trocknen und geeignete Zündbedingungen zu schaffen, braucht nur der erste Trocknungsabschnitt ins Auge gefaßt zu werden. Wenn wir uns vorher nur mit einer Näherungsrechnung begnügt haben, so zeigt diese Betrachtung doch, daß die Frage der Trocknung in ihrer rechnerischen Behandlung noch erheblicher Verfeinerung zugänglich ist, wozu jedoch zunächst weitere Versuche über den Trocknungsvorgang von Brennstoffen abgewartet werden müssen.

## Schlußwort.

Der Zweck der vorstehenden Darlegungen darf als erfüllt gelten, wenn sie dazu beitragen, die Berechnung und Weiterentwicklung der Kohlenstaubfeuerungen erneut in Fluß zu bringen. Es wurde bei den Ableitungen der größte Wert darauf gelegt, dem Leser und auch dem Konstrukteur und Betreiber von Kohlenstaubfeuerungen ein anschauliches Bild über die Vorgänge in der Feuerung zu entwerfen und diese Vorstellungen durch zahlenmäßige Durchrechnung zu kräftigen. Es konnte dabei von einer Verwendung empirischer Hilfsmittel im wesentlichen völlig abgesehen werden, soweit nicht Erfahrungswerte in die Theorie der Wärmeübertragung eingegangen sind, die jedoch dem Schrifttum entnommen und die auch jederzeit einer Nachprüfung zugänglich gemacht werden können. Wie nicht anders zu erwarten, lassen sich nicht alle Vorgänge mit gleicher Sicherheit und mit gleichem Erfolg rechnerisch erfassen, vielmehr erheben sich nunmehr eine Reihe wichtiger Fragen, die für die Weiterentwicklung der Kohlenstaubfeuerungen eine außerordentliche Bedeutung haben oder noch gewinnen werden. Hierzu sind vor allem alle diejenigen Fragen zu rechnen, die mit der Aerodynamik von Staub-Luft-Gemischen zusammenhängen. Ich hoffe, damit auch der reinen und angewandten Forschung ein Betätigungsfeld gezeigt zu haben, auf welchem sie der Technik noch sehr wertvolle Dienste leisten kann. Man hüte sich indessen davor, alles mit aerodynamischen Einflüssen erklären zu wollen und einem etwas verschwommenen Begriff der „Wirbelung“ alle Erfolge zuzuschreiben. Handelsbezeichnungen wie „Wirbelbrenner“, „Wirbelfeuerung“ u. dgl. zeugen im allgemeinen von falschen Vorstellungen über den Mechanismus der aerodynamischen Einflüsse. Mit ungefähren Vorstellungen und unbewiesenen Behauptungen läßt sich ein wirklicher Fortschritt selbstverständlich nicht erzielen. Wenn die Ableitungen auch keinen Anspruch auf mathematische Strenge erheben können, sondern wenn in ingenieurmäßiger Behandlung der Aufgabe über manche Klippen dieses äußerst verwickelten Problems hinweggegangen wurde, so ergeben sich doch aus dieser Behandlungsweise Ansatzpunkte zu einer besseren Beherrschung der Vorgänge in unseren Kohlenstaubfeuerungen und zu einer grundsätzlichen Weiterentwicklung dieser Feuerungsbauart. Das Ziel liegt klar vor uns, der Weg wird nur durch planmäßige Arbeit und durch eine weitere Vertiefung in die Vorgänge im Feuerraum, die Dynamik der Verbrennungsvorgänge, gefunden werden können.

## Anhang.

### Die Vergasung in der Schwebel.

Reaktionen zwischen festen, feinkörnigen Stoffen und ihrem Traggas kommen, außer in der Kohlenstaubfeuerung, auch für eine Reihe anderer Anwendungsgebiete in Betracht. Unter diesen spielt die Vergasung in der Schwebel infosern eine besondere Rolle, als sie unter Umständen auch als Teilvorgang der Verbrennung angewandt werden kann, wie dies bei der Schwebelgasfeuerung, Bauart SZIKLA-ROZINEK<sup>1</sup>, der Fall ist. Während sich aber die Kohlenstaubfeuerung bereits ein großes Anwendungsgebiet schaffen konnte, steht die Technik der Staubvergasung in der Schwebel erst am Beginn ihrer Entwicklung. Um so wichtiger erscheint es mir, auch diese Vorgänge kurz in unsere Betrachtungen einzubeziehen, da eine theoretische Durchdringung dieses Anwendungsgebietes dazu beitragen kann, den zeitlichen Vorsprung der Verfeuerung in der Schwebel einzuholen und die Erfahrungen, die mit der Staubfeuerung gewonnen werden konnten, auch auf den Staubvergaser zu übertragen. Das Gebiet der Gaserzeugung ist lange Zeit hindurch ziemlich stiefmütterlich behandelt worden, nachdem die Sauggaserzeugung mehr und mehr durch die Entwicklung der Verbrennungskraftmaschinen mit flüssigen Treibstoffen in den Hintergrund gedrängt worden ist, und nachdem sich die Großgaserzeugung auf wenige Anwendungsgebiete der Hüttenindustrie und der Gaswerke beschränkte. Die heutige Entwicklung der Kohlenauswertung stellt indessen so viele neue Aufgaben, es sei nur an die synthetische Treibstoffherzeugung und die dafür notwendige Synthesegaserzeugung erinnert, daß auch die Technik der Großgaserzeugung vor einer neuen und stürmischen Entwicklung steht, in der die Vergasung in der Schwebel sicherlich eine bedeutende Rolle zu spielen bestimmt ist.

Zahlentafel 1.

	Luft	Luftgas	Sauerstoff	Sauerstoffgas	Wasserdampf	Wassergas
		34,7% CO 65,3% N <sub>2</sub>		100% CO		50% H <sub>2</sub> 40% CO 5% CO <sub>2</sub> 5% N <sub>2</sub>
$\lambda_0$	0,02066	0,02024	0,02099	0,0195	0,01377	0,0839
$\gamma_0$	1,293	1,2544	1,429	1,250	0,804	0,7063
$c_v$	0,171	0,177	0,1596	0,178	0,332	1,2977
$D_0$	0,0934	0,0912	0,0920	0,0876	0,0516	0,0916

<sup>1</sup> SZIKLA, G. und A. ROZINEK, Feuerungstechn. 26 (1938), 4, S. 97/102.

Verzichten wir an dieser Stelle auf eine ausführliche Ableitung der Vergasungszeit, die grundsätzlich den gleichen Weg geht, wie die S. 24 bis 29 abgeleitete Brennzeit, und die ich an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht habe<sup>2</sup>, und beschränken wir uns auf eine Wiedergabe der Ergebnisse dieser Berechnungen.

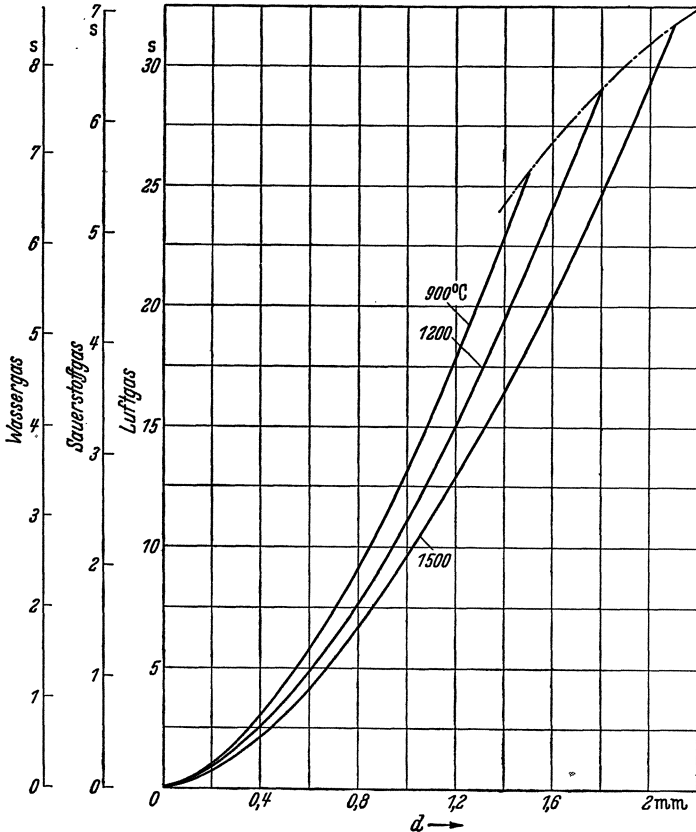


Abb. 1. Vergasungszeit von Kohlenstoffkugeln kleiner Durchmesser.

Für Luftgas (ohne Überschuß an Vergasungsmittel) findet man unter Verwendung der physikalischen Zahlenwerte der Zahlentafel 1 die Vergasungszeit von Kohlenstoffkugeln zu

$$(1) \quad z = 75 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_k \cdot \nu^{0,15} \cdot r^{1,85}}{T \cdot (w_s^{0,15})_m} \quad [s].$$

Diese Gleichung gilt für den Bereich der REYNOLDSSchen Zahlen  $Re < 100$ , während für das Gebiet  $Re > 100$  gefunden wird:

$$(2) \quad z = 229 \cdot 10^6 \cdot \frac{\gamma_k \cdot \nu^{0,37} \cdot r^{1,63}}{T \cdot (w_s^{0,37})_m} \quad [s].$$

<sup>2</sup> GUMZ: Vergasung in der Schwebel. Diss. Berlin 1938. Feuerungstechn. 26 (1938), 12, S. 361/370. Bericht D. 80 an den Reichskohlenrat, Berlin 1938.

Die Auswertung dieser Gleichungen ist in den Abb. 1 und 2 wieder- gegeben. Abb. 3 zeigt den Einfluß der Temperatur, der auch nur sehr gering ist.

Bei der Verwendung von reinem Sauerstoff oder von sauerstoff- angereicherter Luft erhöht sich das Konzentrationsgefälle des Sauer- stoffs, und die Vergasungszeit verkürzt sich entsprechend. Für reinen

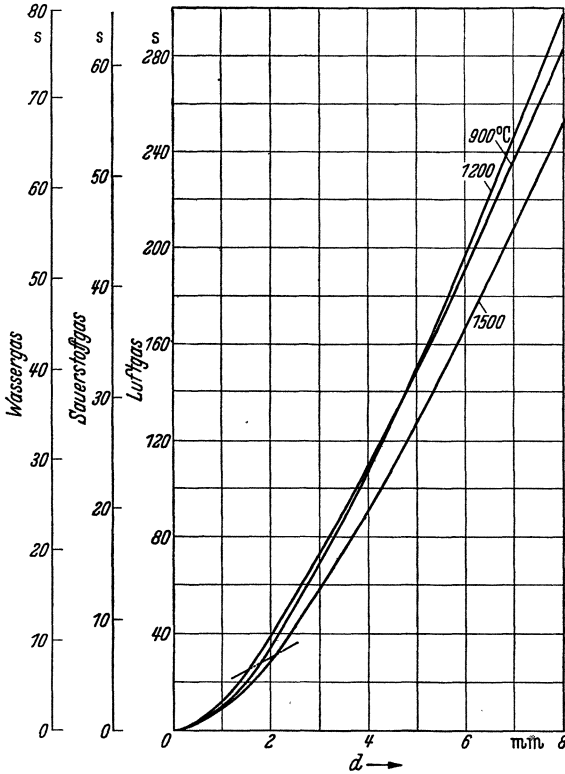


Abb. 2. Vergasungszeit von Kohlenstoffkugeln großer Durchmesser.

Sauerstoff (im Vergleich zur Vergasung mit gewöhnlicher Luft) findet man

$$(3) \quad z_{O_2} = 0,217 \cdot z_{Luft}.$$

Die Umrechnung auf beliebige Sauerstoffgehalte, auch solche unter 21%, kann nach Abb. 4 vorgenommen werden. Dem

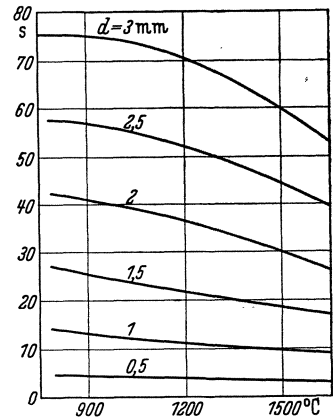


Abb. 3. Abhängigkeit der Vergasungszeit von der Temperatur.

Mechanismus des Wassergasprozesses ist die Primärreaktion

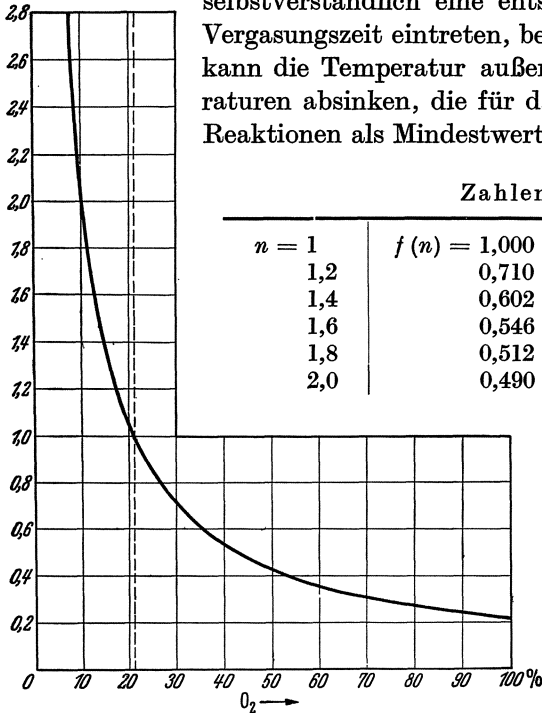


zugrunde gelegt. Ohne Überschuß an Vergasungsmittel erhält man als Vergasungszeit, wiederum in Vergleich zu der Luftgaserzeugung,

$$(5) \quad z_{Wassergas} = 0,266 \cdot z_{Luftgas}.$$

Bei Anwendung eines Wasserdampfüberschusses verringert sich die Ver- gasungszeit, was durch Multiplikation der Vergasungszeit mit dem Faktor  $f(n)$  berücksichtigt wird, der der Zahlentafel 2 entnommen werden kann. Die Ergebnisse sind ebenfalls in den Abb. 1 und 2 wieder-

gegeben (äußerer Maßstab), und zwar gelten diese Werte für die Überschußzahl 1 (kein Überschuß an Vergasungsmittel). Um Mißdeutungen vorzubeugen, sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Werte ihrer Ableitung gemäß für isothermische Vorgänge gelten. Da der Vorgang der Wassergaserzeugung mit einem erheblichen Wärmebedarf verknüpft ist, so kann durch das Absinken der Anfangstemperaturen selbstverständlich eine entsprechende Verlängerung der Vergasungszeit eintreten, bei mangelhafter Wärmezufuhr kann die Temperatur außerdem auch unter die Temperaturen absinken, die für das Abspielen der chemischen Reaktionen als Mindestwerte notwendig sind. Derartige



Zahlentafel 2.

$n = 1$	$f(n) = 1,000$	$n = 3$	$f(n) = 0,442$
1,2	0,710	4	0,425
1,4	0,602	5	0,417
1,6	0,546	10	0,404
1,8	0,512	$\infty$	0,395
2,0	0,490		

Erscheinungen werden durch die Gl. (5) in keiner Weise erfaßt. Man wird sich also bei Anwendung dieser Formeln über ihre Entstehung und ihren Geltungsbereich klar sein müssen. Für technische Zwecke wird man die Vorgänge mit Rücksicht auf Ausbeute und Leistung ja immer in solcher Weise durch-

Abb. 4. Die Vergasungszeit in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt des Vergasungsmittels, bezogen auf Luft = 1.

führen, daß man mit Sicherheit chemische Widerstände ausschaltet, so daß dann die abgeleiteten Beziehungen Anwendung finden können.

Was über die Einflüsse der Kohle gegenüber dem reinen Kohlenstoff gesagt ist und was auch in den aerodynamischen Betrachtungen über die Einführung des Staub-Luft-Gemisches und die Bemessung der Brennkammern gesagt worden ist, gilt natürlich auch für die Vorgänge der Vergasung und die Bemessung der Vergasungsräume, worauf an dieser Stelle nur hingewiesen sei.

## Namenverzeichnis.

- |   |                                    |  |
|---|------------------------------------|--|
| Adams, J. R. 35, 56, 65.                | Herzfeld, K. F. 26.                | Rosin, P. 20, 42, 62, 63,<br>64, 65, 70. |
| Albrecht, F. 45.                        | Hinz, F. 53, 54, 65.               | Rozinek, A. 86.                          |
| Artsay, N. C. 68.                       | Hold, K. 62, 65.                   | Schiller, L. 3, 4, 7.                    |
| Audibert, E. 44, 54, 55,<br>56, 60, 65. | Hottel, H. C. 53, 66, 72.          | Schlichting, H. 46.                      |
| Augustin, O. 3.                         | Jaeger, G. 26.                     | Schumann, T. E. W. 66.                   |
| Bachmann, H. 74.                        | Jenkins, E. 20.                    | Schwartzkopff, H. 43.                    |
| Burke, S. P. 66.                        | Kalinuschkin, M. P. 45.            | Schwiedessen, H. 28, 44.                 |
| Choukanoff, Z. F. 21.                   | Kaysner, H.-G. 42, 70.             | Sell, W. 45.                             |
| Davis, H. 53, 66, 72.                   | Kreisinger, H. 57.                 | Seyler, C. A. 20.                        |
| Diemke, H. 74.                          | Krischer, O. 83.                   | Sinnatt, F. S. 14, 35, 37.               |
| Erk, S. 26.                             | Kuethe, A. M. 46.                  | Smith, D. F. 14, 35, 50,<br>54, 56, 65.  |
| Faxén, H. 4.                            | Ledinegg, M. 68.                   | Stimmel, H. 47, 63, 64,<br>65.           |
| Fehling, H. R. 20, 70.                  | Litterscheidt, W. 76.              | Stokes, G. G. 3, 4, 45.                  |
| Fischbeck, K. 35.                       | Loschmidt, J. 26.                  | Szikla, G. 86.                           |
| Fritz, W. 74.                           | Michel, F. 68.                     | Thau, A. 14.                             |
| Frössling, N. 3, 4.                     | Möller, W. 4, 6.                   | Tietjens, O. 7.                          |
| Gasterstaedt, J. 12, 13,<br>45.         | Münzinger, F. 68.                  | Tollmien, W. 46.                         |
| Görling, P. 83.                         | Naumann, A. 3, 4.                  | Traustel, S. 66.                         |
| Grebel, A. 53.                          | Newall, H. E. 14, 37.              | Tu, C. M. 53, 66, 72.                    |
| Griffin, H. K. 35, 56, 65.              | Nusselt, W. 25, 28, 59,<br>61, 66. | Ulich, H. 20.                            |
| Gröber, H. 26, 74.                      | Orrok, G. A. 68.                   | Ulsamer, J. 23.                          |
| Grodzovsky, M. K. 21.                   | Oseen, C. W. 3, 4.                 | Wentzel, W. 58, 59, 60,<br>61, 65, 76.   |
| Gudmundsen, H. 14, 50,<br>54, 65.       | Prandtl, L. 7, 46.                 | Widell, T. 3, 4.                         |
| Gumz, W. 3, 68, 87.                     | Rammler, E. 3.                     | Zimm, W. 46.                             |
|   | Reynolds, O. 2, 3.                 |  |
|   | Rice, W. 66.                       |  |

## Stichwortverzeichnis.

- |  |  |
|--|--|
| Äquivalenter Kugeldurchmesser 2, 13.                     | Aschenhaltige Kohle, Versuche mit 52,<br>53, 55. |
| Aerodynamik des Staubes 2.                               | Ausbrand, Einfluß auf die Brennzeit 40.          |
| Aktivierungsenergie 19.                                  | Beschleunigungsweg 45.                           |
| Amorpher Kohlenstoff, Verbrennung 17.                    | Blähen der Kohle 37.                             |
| Arrheniussche Formel (Reaktionsge-<br>schwindigkeit) 19. | Blähgrad, Einfluß auf die Brennzeit<br>37—41.    |
| Aschengehalt, Einfluß auf die Brenn-<br>zeit 42.         |  |

Bremsweg 45.  
 Brennzeit, Ableitung 24—44.  
 —, Berechnung 29, 40, 41.  
 — von Kohlenstaub 40, 41.  
 —, Zahlenbeispiele 33, 40, 41.  
 — von Kohlenstoff 29.

Chemischer Widerstand einer Reaktion  
 15, 72.

Diffusionszahl 26, 27, 32, 86.  
 Druck, Einfluß auf die Brennzeit 61.  
 Düse, Wirkung der 46, 64, 65.

Einblasesgeschwindigkeit, Bedeutung  
 der 47, 48, 64, 65.

Einblasung des Staub-Luft-Gemisches  
 45—48.

Eckenfeuerung 47, 64, 65.

Fallgeschwindigkeit nach Frössling 3, 4.  
 — nach Gumz 4—10.  
 — nach Oseen 3, 4.  
 — nach Schiller und Naumann 3.  
 — nach Stokes 3, 4.  
 — nach Widell 3, 4.

Fallgeschwindigkeitsversuche von Möl-  
 ler 4.

Feuchtigkeit, Einfluß auf die Zündzeit  
 77—79.

Feuerraumbelastung 67, 68.

Flüchtige Bestandteile, Einfluß auf die  
 Brennzeit 34—41.

Förderung des Staub-Luft-Gemisches  
 45—48.

Graphit, Kristallstruktur 17—19.

Graphitverbrennung 17.

Hilfstafel  $\nu^{0,15}/T$  und  $\nu^{0,37}/T$  32.

Kohlenart, Einfluß auf die Brennzeit  
 34—41, 56, 61, 65.

Kohlenstaubbrennkammer, Bemessung  
 67—68.

Kohlenstaubmotor, Zündung im 82.

Konvektivzündung 73—79.

Kornweglänge 67.

Kugelform des Staubes 13, 14, 51.

Luftgaserzeugung in der Schwebel 87.

Luftüberschuß, Einfluß auf die Brenn-  
 zeit 31—32.

Mahlfeinheit, Einfluß auf die Brenn-  
 zeit 29, 40, 41.

—, Einfluß auf die Vergasungszeit 87.

—, Einfluß auf die Zündzeit 74—76.

Maxwell-Boltzmannsches Gesetz 19.

Meßergebnisse 49—65.

Modifikationen des Kohlenstoffs 17.

Oseensche Gleichung 3.

Physikalischer Widerstand einer Re-  
 aktion 15, 21, 72.

Raumbelastung 67, 68.

Reaktionsgeschwindigkeit der Kohle-  
 verbrennung 20.

Reaktionsmechanismus der Kohlever-  
 brennung 15—21.

Relativgeschwindigkeit Staub-Traggas  
 im fallenden Gastrom 11.

— Staub-Traggas im steigenden Gas-  
 strom 10, 11.

— Staub-Traggas im waagerechten  
 Gasstrom 12.

Reynoldssche Zahl 2.

Rohwichte, Einfluß auf die Brennzeit  
 29, 40, 41.

—, Einfluß auf die Schwebegeschwin-  
 digkeit 9, 10.

Sauerstoff, Vergasung mit 88.

Sauerstofftransport durch Diffusion 24,  
 66.

— durch konvektiven Stoffaustausch  
 25—28.

Schwebegeschwindigkeit 4—10.

Spezifisches Gewicht s. Wichte.

Stoffaustauschzahl 25—28.

Stokessche Gleichung 3.

Strahlungszündung 80.

Strömungsvorgänge beim Einblasen 45  
 bis 48.

Synthesegaserzeugung 86.

Temperatur, Einfluß auf die Brennzeit  
 30.

—, Einfluß auf die Schwebegeschwin-  
 digkeit 7, 8.

—, Einfluß auf die Vergasungszeit 88.

—, Einfluß auf die Vorgänge in der  
 Brennkammer 52, 57, 68.

Theorie von Burke und Schumann 66.



- Theorie von Nusselt 66.  
 — von Tu, Davis und Hottel 66, 72.  
 Trocknungsvorgänge 82—84.
- Überdruck, Einfluß auf die Brennzeit 61.
- Verbrennung auf dem Rost 16.  
 — in der Schwebel 16.  
 Verbrennungsreaktion 15—21.  
 Vergasung in der Schwebel 86—89.  
 Vergasungsversuche von Grodzovsky und Choukanoff 21.  
 Vergasungszeit 87.  
 Versuchsergebnisse von Audibert 54 bis 56.  
 — von Griffin, Adams und Smith 56 bis 58.  
 — von Hinz 53, 54.  
 — von Hold 62, 65.  
 — von Rosin 62, 63.  
 — von Smith und Gudmundsen 50 bis 53.  
 — von Stimmel 63—65.  
 — von Wentzel 58—61, 76.  
 Versuchsmethoden zur Ermittlung der Brennzeit 49, 50.
- Waagerechter Gasstrom, Relativgeschwindigkeit im 12.  
 Wärmeleitahlen von Gasen 26, 27, 86.  
 — von Kohle und Koks 74.  
 Wärmeübergang auf Kugeln 22—24.  
 — auf Zylinder 23.  
 Wassergaserzeugung in der Schwebel 88, 89.  
 Wichte, Einfluß auf die Brennzeit 29, 40, 41.  
 —, Einfluß auf die Schwebelgeschwindigkeit 9, 10.  
 —, Einfluß auf die Vergasungszeit 87.  
 Widerstandsbeiwerte von Kugeln 2, 4, 6, 7.
- Zuführung von Staub 13, 45—48.  
 Zündpunkt 69.  
 Zündpunktbestimmung, konventionelle 69, 70.  
 Zündtemperatur 71.  
 Zündung 69—82.  
 Zündversuche von Litterscheidt 76.  
 — von Wentzel 76.  
 Zündvorgang 69—72.  
 Zündzeit, Berechnung der 73—79.

**Feuerungstechnik.** Zeitschrift für den Bau und Betrieb feuerungstechnischer Anlagen. Vereinigt mit Feuerfest-Ofenbau. Herausgeber: Dr.-Ing. Wilhelm Gumz VDI. Erscheint monatlich. Vierteljährlich RM 4.50; Einzelheft RM 1.80

---

**Feuerungstechnisches Rechnen.** Von Dr.-Ing. Wilhelm Gumz VDI. (Monographien zur Feuerungstechnik, Band 12.) Mit 62 Abbildungen im Text. 133 Seiten. 1931. RM 7.20; gebunden RM 8.10

---

**Die Luftvorwärmung im Dampfkesselbetrieb.** Eine Studie über den Bau, die Berechnung und den Betrieb von Luftvorwärmern und über wirtschaftliche Abwärmeverwertung im Dampfkesselbetrieb. Von Dr.-Ing. Wilhelm Gumz. (Monographien zur Feuerungstechnik, Band 9.) Zweite, vollständig neu bearbeitete Auflage. Mit 146 Abbildungen im Text und 20 Zahlentafeln. 1933. RM 20.—; gebunden RM 21.50

---

**Kohlenstaubfeuerungen.** Bericht, dem Reichskohlenrat erstattet im Auftrage seines Technisch-Wirtschaftlichen Sachverständigen-Ausschusses für Brennstoffverwendung. Von Dipl.-Ing. Hermann Bleibtreu. Zweite, vollständig umgearbeitete und erweiterte Auflage. Mit 267 Textabbildungen. XI, 495 Seiten. 1930. Gebunden RM 35.10

---

**Über wärmetechnische Vorgänge der Kohlenstaubfeuerung** unter besonderer Berücksichtigung ihrer Verwendung für Lokomotivkessel. Von Dr.-Ing. Fritz Hinz, Diplomingenieur. Mit 28 Textabbildungen. V, 77 Seiten. 1928. RM 6.75

---

**Handbuch der Feuerungstechnik und des Dampfkesselbetriebes,** unter besonderer Berücksichtigung der Wirtschaft. Von Dr.-Ing. Georg Herberg, Stuttgart. Vierte, erweiterte Auflage. Mit 84 Textabbildungen, 118 Zahlentafeln sowie 54 Rechnungsbeispielen. XII, 447 Seiten. 1928. Gebunden RM 21.15

---

**Feuerungstechnik** mit Steinkohlen Oberschlesiens. Von Paul Fuchs, Leiter der Feuerungstechnischen Abteilung der Interessengemeinschaft Oberschlesischer Steinkohlengruben (Kohlen-I. Gem.) G.m.b.H., Berlin-Gleiwitz. Mit 10 Abbildungen im Text. VI, 70 Seiten. 1938. RM 3.60

---

**Beiträge zur graphischen Feuerungstechnik.** Von Wa. Ostwald. (Monographien zur Feuerungstechnik, Band 2.) Mit 39 Abbildungen im Text und 3 Tafeln. 85 Seiten. 1920. Gebunden RM 3.60

---

**Elemente der Feuerungskunde.** Von Priv.-Doz. Dr. Hugo Hermann, Wien. Mit 26 Figuren. 178 Seiten. 1920. Gebunden RM 3.60

---

**H. Rietschels Leitfaden der Heiz- und Lüftungstechnik.** Elfte, verbesserte Auflage von Prof. Dr.-Ing. **Heinrich Gröber** VDI, Berlin. Mit einem meteorologisch-klimatischen und einem hygienischen Abschnitt von Oberingenieur Dr. habil. **F. Bradtke** VDI, Berlin. Mit 269 Textabbildungen, 17 Zahlentafeln und den Hilfstafeln I—VII. X, 282 Seiten. 1938. Gebunden RM 30.—

---

**Ruhrkohlen-Handbuch.** Ein Hilfsbuch für den industriellen Verbraucher von festen Brennstoffen des Ruhr-, Aachener und Saarbergbaues. Herausgegeben vom **Rheinisch-Westfälischen Kohlen-Syndikat**. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 101 Abbildungen im Text und 51 Tafeln. 313 Seiten. 1937. Gebunden RM 4.50

---

**Die Trocknung und Entwässerung von Kohle** nach dem heutigen Stand der Erkenntnis. Bericht E 1 des Reichskohlenrats. Mit 17 Abbildungen in einem Anhang. IV, 80 Seiten. 1936. RM 2.40

---

**Die Trocknung und Schwelung der Braunkohle durch Spülgase.** Von Oberingenieur Dr.-Ing., Dr. jur. **B. Hilliger**, Berlin. Mit 45 Abbildungen im Text und 2 Rechentafeln. IV, 128 Seiten. 1926. RM 9.45

---

**Grundlagen der Koks-Chemie.** Von **Oskar Simmersbach** †. Dritte, völlig neubearbeitete Auflage. Von Dr. phil. **G. Schneider**, techn. Chemiker, Dortmund. Mit 74 Textabbildungen. VI, 366 Seiten. 1930. Gebunden RM 26.10

---

**Die Brennstoffe.** Ihre Einteilung, Eigenschaften, Verwendung und Untersuchung. Von Prof. Dr. techn. **Erdmann Kothny**. (Werkstattbücher, H. 32.) Mit 11 Figuren im Text und 33 Zahlentafeln. 73 Seiten. 1927. RM 1.80

---

**Die Vorpraxis und der Weg vom Studium zur praktischen Energie- und Feuerungstechnik.** Zugleich ein psychologisch-pädagogischer Beitrag zur Vertiefung und Verdichtung des (Chemie-) Ingenieurstudiums. Von Professor Dr. h. c. **C. Blacher**, Ingenieur-Chemiker. (Monographien zur Feuerungstechnik, Band 13.) Mit 10 Abbildungen. 29 Seiten. 1935. RM 2.—

---

**O. A. Essich, Die Ölfeuerungstechnik.** Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage, herausgegeben von Dipl.-Ing. **H. Schönian** und Dr.-Ing. **G. Brandstätter**. Mit 253 Textabbildungen. VI, 128 Seiten. 1927. RM 7.20

---