

Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken

XVII. Band

Zweites Heft (abgeschlossen am 10. Februar 1938)

Mit 96 Bildern

Unter Mitwirkung von

Otto von Auwers, Hellmut Bumm, Heinrich von Buol, Walter Dannöhl,
Robert Fellingner, Hans Gardien, Friedrich Heintzenberg, Gustav Hertz,
Kurt Illig, Karl Küpfmüller, Fritz Lüschen, Hans Ferdinand Mayer,
Horst G. Müller, Walter Schottky, Herbert Schulze, Richard Schwenn,
Hermann von Siemens, Richard Swinne, Julius Wallot, Paul Wiegand

herausgegeben von der

Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten
der Siemens-Werke



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1938

Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken

XVII. Band

Viertes Heft (abgeschlossen am 15. Juli 1938)

Mit 60 Bildern

Unter Mitwirkung von

Rudolf Bingel, Hellmut Bumm, Heinrich von Buol, Robert Fellingner,
Fritz Feßel, August Ganghofer, Hans Gerdien, Friedrich Heintzenberg,
Gustav Hertz, Ragnar Holm, Hans Kerschbaum, Carl Köttgen,
Max Kornetzki, Karl Küpfmüller, Fritz Lieneweg, Fritz Lüschen,
Hans Ferdinand Mayer, Adolf Walter Müller, Horst G. Müller, Manfred
Schleicher, Walter Schottky, Richard Schwenn, Hermann von Siemens,
Max Steenbeck, Richard Swinne, Julius Wallot, Paul Wiegand

herausgegeben von der

Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten
der Siemens-Werke



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1938

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

Copyright 1938 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1938

ISBN 978-3-662-22745-9 ISBN 978-3-662-24676-4 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-24676-4

N^o 120

Vorwort.

Der XVII. Band der Wissenschaftlichen Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken schließt mit dem vorliegenden vierten Heft ab, welches Arbeiten physikalischen Inhalts bringt.

Zuerst berichtet M. Steenbeck „Über ein Verfahren zur Erzeugung intensiver Röntgenlichtblitze“. Hier werden mit Quecksilberdampf gefüllte Entladungsrohre beschrieben, welche intensive Röntgenstrahlen innerhalb einer Zeitdauer von höchstens ein millionstel Sekunde aussenden. Durch besondere Maßnahmen gelingt es dem Verfasser, scharfe Röntgenaufnahmen auch von schnell bewegten Körpern zu erhalten. Der Entladungsvorgang dieser Röntgenrohre wird weitgehend geklärt.

Es folgt „Die Anzeigeverzögerung von Thermometern. II. Teil“ von F. Lieneweg. Er behandelt rechnerisch im Anschluß an den in diesen Veröffentlichungen XVI, 3 (1937) S. 112 ··· 126 erschienenen ersten Teil die Anzeigedämpfung von Thermometern bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen für periodisch verlaufende Temperaturänderungen.

Dann zeigt empirisch A. W. Müller in der Mitteilung „Zur Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung dipolfreier Reingase“ die Gleichheit der reduzierten inneren Reibung dieser Gase bei gleicher, auf die kritische Temperatur bezogener Temperatur.

Die folgenden zwei Arbeiten von R. Holm stehen im Zusammenhang mit seinen umfangreichen Untersuchungen über elektrische Kontakte [zuletzt diese Veröffentlichungen XVI, 1 (1937) S. 81]. Die erste „Über die auf die wirkliche Berührungsfläche bezogene Reibungskraft“ betrifft Versuche mit metallischen Leitern. Die zweite behandelt „Eine Bestimmung der wirklichen Berührungsfläche eines Bürstenkontaktes“ mit Hilfe eines statistischen Meßverfahrens.

Den Abschluß des Heftes bilden zwei Abhandlungen über ferromagnetische Stoffe. M. Kornetzki zeigt in der ersten „Zur Deutung des Zusammenhanges zwischen Elastizitätsmodul und Dämpfung ferromagnetischer Stoffe“, daß sich deren Dehnung in Abhängigkeit von der Spannung ähnlich wie die Magnetisierung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke verhält. Dann berichten H. Bumm und H. G. Müller „Über den Zusammenhang der Ausscheidungsvorgänge mit der magnetischen Härte bei Dauermagnetlegierungen der Systeme Eisen-Nickel-Aluminium und Eisen-Nickel-Kupfer“ an Hand von Untersuchungen der zeitlichen Änderung der Koerzitivkraft, der Anfangspermeabilität, des elektrischen Widerstandes und des Röntgenbildes beim Anlassen dieser Legierungen.

Berlin-Siemensstadt, im August 1938.

**Zentralstelle für wissenschaftlich-technische
Forschungsarbeiten der Siemens-Werke.**

Inhaltsübersicht.

	Seite
M. Steenbeck: Über ein Verfahren zur Erzeugung intensiver Röntgenlichtblitze	1
F. Lieneweg: Die Anzeigeverzögerung von Thermometern. II. Teil	19
A. W. Müller: Zur Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung dipolfreier Reingase	33
R. Holm: Über die auf die wirkliche Berührungsfläche bezogene Reibungskraft	38
R. Holm: Eine Bestimmung der wirklichen Berührungsfläche eines Bürsten- kontaktes	43
M. Kornetzki: Zur Deutung des Zusammenhanges zwischen Elastizitätsmodul und Dämpfung ferromagnetischer Stoffe	48
H. Bumm u. H. G. Müller: Über den Zusammenhang der Ausscheidungsvor- gänge mit der magnetischen Härte bei Dauermagnetlegierungen der Systeme Eisen-Nickel-Aluminium und Eisen-Nickel-Kupfer	63
Namenverzeichnis zu Band XVII, Heft 1 4	74
Sachverzeichnis zu Band XVII, Heft 1 4	77

Anfragen, die den Inhalt dieses Heftes betreffen, sind zu richten an die Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten der Siemens-Werke, Berlin-Siemensstadt, Verwaltungsgebäude.

Über ein Verfahren zur Erzeugung intensiver Röntgenlichtblitze.

Von Max Steenbeck.

Mit 19 Bildern.

Mitteilung aus dem Siemens-Röhren-Werk zu Siemensstadt.

Eingegangen am 15. Juli 1938.

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.	IV. Wärmebilanz an der Anode.
II. Das Prinzip des Röntgenblitzlichtrohres.	V. Versuchsanordnung und Ergebnisse.
III. Der Entladungsvorgang.	Zusammenfassung.

I. Einleitung.

K. H. Kingdon und H. E. Tanis¹⁾ haben kürzlich ein Entladungsrohr beschrieben, mit dem es ihnen gelungen ist, außerordentlich intensive Röntgenblitze sehr kurzer Zeitdauer ($\approx 5 \mu\text{s}$) zu erhalten. Wir haben gleichzeitig²⁾ und unabhängig davon ähnliche Versuche ausgeführt, über die wir hier berichten wollen³⁾. Der wesentliche Unterschied der Anordnungen von K. H. Kingdon und H. E. Tanis einerseits und der von uns untersuchten besteht wohl darin, daß bei der amerikanischen Arbeit das Ziel war, hohe Intensitäten sehr harter Strahlung — vermutlich vor allem zu therapeutischen Versuchen — zu erhalten, während wir uns außerdem bemüht haben, gleichzeitig einen kleinen Brennfleck auf der Anode (Antikathode) zu erzeugen, der für die Gewinnung möglichst scharfer Röntgenbilder erforderlich ist. Das Interesse der Röntgentechnik an derart kurzen Röntgenblitzen liegt in der sich damit bietenden Aussicht, Bewegungsvorgänge im Innern der verschiedensten Objekte untersuchen zu können: so etwa die Bewegungen des schlagenden Herzens — gegebenenfalls in kinematographischer Folge — aber vor allem noch viel raschere Vorgänge, wie etwa das Eindringen eines Geschosses in irgendwelche Ziele, oder die Strukturuntersuchung rasch bewegter, dynamisch belasteter Maschinenteile. Dabei bietet sich im letzteren Falle bei periodischen Bewegungen noch die Möglichkeit, bei Objekten solcher Dicke, daß ein Einzelröntgenblitz zur Aufnahme nicht ausreicht, mit mehreren synchron zur Bewegungsperiode des bewegten Maschinenteiles gesteuerten Einzelblitzen ausreichende Belichtungen zu erreichen. Die im folgenden beschriebenen Anordnungen sind nun zwar noch durchaus davon entfernt, als technische Untersuchungsgeräte für die genannten Zwecke dienen zu können; immerhin aber zeigen diese Laboratoriumsversuche bereits Ergebnisse, die solche Geräte einmal möglich erscheinen lassen.

¹⁾ K. H. Kingdon u. H. E. Tanis: Phys. Rev. **53** (1938) S. 128.

²⁾ DRP. a. am 21. Okt. 1937.

³⁾ Vorläufige Mitteilung in Naturwiss. **26** (1938) S. 476.

Im vorliegenden Aufsatz beschreiben wir nun zunächst das Prinzip des Entladungsrohres (II), bringen dann einige Überlegungen über den Entladungsvorgang und über die Berechnungsgrundlagen dieser Entladungen (III), sowie über die wichtige Frage der Anodenkühlung (IV); dann folgt die Beschreibung der ausgeführten Versuche, die mit einer Anzahl von Röntgenmomentaufnahmen belegt werden (V).

II. Das Prinzip des Röntgenblitzlichtrohres.

Das Prinzip des Röntgenblitzlichtrohres zeigt Bild 1; ein Kondensator C (Größenordnung $10 \cdots 100$ nF) wird aus der Gleichrichteranordnung G auf die Spannung U (etwa $50 \cdots 150$ kV) aufgeladen. Sobald seine Spannung genügend groß geworden ist, schlägt die Funkenstrecke F über und schaltet damit die Kondensatorspannung auf das eigentliche Röntgenrohr R . Dieses Rohr besteht aus einer Glühkathode K , die Emissionsspitzenströme ≈ 500 A kurzzeitig liefern kann, oder auch

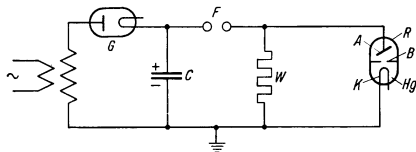


Bild 1. Prinzipschaltung mit Funkenstreckensteuerung.

G Gleichrichteranordnung $50 \cdots 150$ kV; C Kondensator $10 \cdots 100$ nF; F Funkenstrecke; W Hochohmwiderstand $0,5$ M Ω zur Festlegung des Potentials von A ; R Röntgen-Blitzlichtrohr; Hg Quecksilbertropfen; A Anode; K Kathode; B Blende.

aus einer flüssigen Quecksilberkathode, weiterhin einer Anode A , etwa aus Wolfram oder Tantal, und aus irgendwelchen Zwischenblenden B , die den Elektronenstrom auf einen möglichst kleinen Teil der Oberfläche der Anode A lenken; das Rohr ist mit Quecksilberdampf, einem Sättigungsdruck von etwa $0 \cdots 20^\circ$ C entsprechend gefüllt (oder auch mit einem gleichwertigen Edelgasdruck).

Wenn nun plötzlich durch den Überschlag der Funkenstrecke F die Kondensatorspannung U an das Entladungsrohr R gelegt wird, entsteht in dem Rohr eine sehr kurzzeitige, aber sehr intensive Entladung, aus der ein Elektronenstrom großer Dichte und hoher Geschwindigkeit auf die Anode A prallt und hier in der bekannten Weise Röntgenstrahlung erzeugt. Die Blenden B sorgen dafür, daß nur ein kleiner Teil der Anode als Röntgenquelle dienen kann. Die hohe Dichte des Elektronenstromes (bis zu einigen 10^4 A/cm 2) wird bedingt durch die Kompensation der Elektronenraumladung durch sofort aus dem neutralen Quecksilberdampf gebildete positive Ionen (quasineutrales Plasma); die hohe Elektronengeschwindigkeit tritt auf, solange die Anode durch die Kondensatorspannung stark positiv gegen die Kathode gehalten wird. Die dabei entstehende Röntgenintensität ist $10^3 \cdots 10^4$ mal so hoch wie bei den besten Hochvakuumröhren, entsprechend dem $10^3 \cdots 10^4$ mal größerem Elektroneneinstrom in die Anode. — Durch den Entladungsstrom über F und R entleert sich der Kondensator in sehr kurzer Zeit (≈ 1 μ s). Die Funken in F reißen ab, der Kondensator C lädt sich aus G neu auf, das Rohr R entionisiert sich und das Spiel kann sich wiederholen.

Stellt man die Funkenstrecke F mit so großem Abstand ein, daß die Spannung U nicht von selbst zum Überschlag führt, so kann man durch einen passenden, willkürlich gesteuerten Spannungsimpuls den Vorgang in beliebigen Augenblicken beginnen lassen, kann also Röntgenmomentaufnahmen in dem jeweils interessierenden Zeitpunkt machen. Beispiele hierzu sind im Abschnitt V beschrieben. Das gleiche konnten wir erreichen, indem wir die Blende B als Steuergitter wie in einem

gewöhnlichen Stromrichter mit Spannungsstößen beaufschlagten unter völliger Fortlassung der Funkenstrecke F (Bild 2): bis zu einer Kondensator- (und damit auch Rohr-) Spannung U von 60 kV konnten wir durch negatives Aufladen der Blende B eine Entladung in R verhindern, die dann sofort einsetzte, wenn die Blende B einen positiven Spannungstoß erhielt; die Kondensatorentladung über R erfolgt dann nach einmal eingeleiteter Zündung genau so wie mit der Funkenstreckenschaltung Bild 1, insbesondere mit Aussendung der gleichen Röntgenstrahlung.

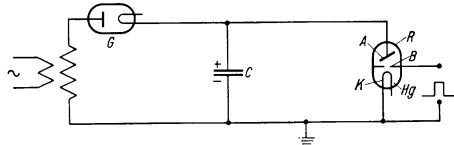


Bild 2. Prinzipschaltung mit Gittersteuerung (an B).
Bezeichnungen wie in Bild 1.

Diese Gittersteuerung ist besonders bequem bei periodisch synchronisierten Röntgenblitzen, etwa im Takt der Netzfrequenz; sie führt aber zu Schwierigkeiten bei höheren Anodenspannungen, weil dann trotz negativen Gitters gelegentlich eine Durchzündung von K nach A erfolgen kann. — K. H. Kingdon und H. E. Tanis haben stets nach der Schaltung Bild 1 gearbeitet, wobei K eine flüssige Quecksilberkathode war und die Blenden B fehlten.

III. Der Entladungsvorgang.

Zur näheren Behandlung des prinzipiellen Entladungsvorganges denken wir uns das Rohr R vereinfacht zu einer beliebig ergiebigen Kathode K und einer ebenen Anode A , gefüllt mit Dampf oder Gas vom Druck p (Bild 3). Der mit der Spannung U_0 vorgeladene Kondensator entlädt sich über die Funkenstrecke F und über die Leitung mit der Induktivität L über das Rohr R . Die am Rohr liegende Spannung U_R ist nun im allgemeinen nicht die gleiche wie die am Kondensator liegende Spannung U_C , sondern ist vermindert um die an der Funkenstrecke liegende Spannung U_F und die an der Induktivität abfallende Spannung $L \cdot \frac{di}{dt}$.

$$U_R = U_C - U_F - L \cdot \frac{di}{dt}. \quad (1)$$

Von der Funkenspannung U_F kann man im allgemeinen absehen, wenn sich die Funkenstrecke in atmosphärischer Luft oder in einem anderen Gas ähnlicher Dichte befindet. Die Funkenentwicklung erfolgt unter diesen Bedingungen nämlich so rasch, daß die Funkenspannung bereits auf ihren Endwert (einige Hundert V) abgesunken ist, wenn sich die Entladung im Rohr noch in den ersten Stadien ihrer Entwicklung befindet¹⁾. Dagegen kann der Spannungsabfall an der Induktivität der Zuleitung durchaus wesentlich in den ganzen Entladungsvorgang eingehen. Wir werden zunächst allerdings mit einer so kleinen Induktivität L rechnen, daß wir auch von dem induktiven Spannungsglied vorerst absehen können und dessen Einfluß erst später abschätzen.

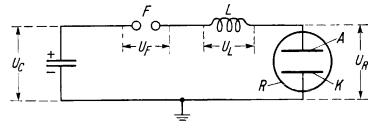


Bild 3. Schaltbild zur Entladungsdurchrechnung.

Der Grund für den raschen Aufbau der Funkenentladung liegt letzten Endes darin, daß die Elektronen in der Funkenstrecke bei den kleinen Weglängen in dem dichten Gas sehr rasch aufeinanderfolgende Ionisierungsakte ausführen können, während in der Vakuumentladung die entsprechenden Ionisierungsvorgänge sich viel langsamer folgen, weil die Elektronen zwischen zwei gaskinetischen Zusammenstößen viel größere Strecken zurücklegen müssen.

¹⁾ Der Grund für den raschen Aufbau der Funkenentladung liegt letzten Endes darin, daß die Elektronen in der Funkenstrecke bei den kleinen Weglängen in dem dichten Gas sehr rasch aufeinanderfolgende Ionisierungsakte ausführen können, während in der Vakuumentladung die entsprechenden Ionisierungsvorgänge sich viel langsamer folgen, weil die Elektronen zwischen zwei gaskinetischen Zusammenstößen viel größere Strecken zurücklegen müssen.

Der Entladungsaufbau in dem Röntgenrohr erfolgt dann in der Weise, daß die von der Kathode ausgehenden Elektronen auf ihrem Weg zur Anode mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ionisieren; die dabei gebildeten positiven Ionen denken wir uns in der kurzen Zeit als unbeweglich feststehend. Die Anwesenheit der so gebildeten positiven Ionen gestattet nunmehr einer größeren Anzahl von Elektronen den gleichzeitigen Aufenthalt im Elektrodenzwischenraum, weil die Ionenladung in bekannter Weise die Elektronenraumladung kompensiert¹⁾. Abgesehen von dem allerersten Beginn der Entladungsentwicklung müssen etwa gleich viel positive Ionen und Elektronen in der Volumeneinheit vorhanden sein, so daß wir wie auch bei Niederspannungsentladungen mit einem quasineutralen Plasma rechnen können²⁾.

Ein Elektron der Geschwindigkeit v erzeugt auf der Längeneinheit seines Flugweges in einem Gas des Druckes Eins eine Anzahl s positive Ionen³⁾, bei dem Druck p demnach $s \cdot p$ positive Ionen je Längeneinheit. Wenn durch den Einheitswürfel eine Elektronenladungsmenge q hindurchgetreten ist, also q/e Elektronen, so haben sie demnach in diesem Volumen $\frac{q}{e} \cdot s \cdot p$ positive Ionen gebildet. Ebenso groß ist danach die im gleichen Volumen vorhandene Elektronenmenge:

$$\bar{N}^+ = \bar{N}^- = \frac{q}{e} \cdot s \cdot p. \quad (2)$$

Die höchste Geschwindigkeit, mit der sich die Elektronen auf die Anode zu bewegen, ergibt sich aus dem Ansatz $\frac{m}{2} v^2 = e U_R$ zu $v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{U_R}$ (e = Elektronenladung, m = Elektronenmasse), doch wird diese Geschwindigkeit erst unmittelbar vor der Anode erreicht⁴⁾. Wenn wir die durch das Plasma getragene Stromdichte berechnen wollen, dürfen wir sicher nicht mit dem der vollen Elektrodenspannung entsprechenden Geschwindigkeitswert rechnen, sondern nur mit einem Bruchteil. Für die folgende vereinfachte Überschlagsrechnung setzen wir als „mittlere“ Elektronengeschwindigkeit die der halben Rohrspannung entsprechende an

$$v = \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{U_R}. \quad (3)$$

Dabei kommt es auf den genauen Korrektionsfaktor nicht wesentlich an; überdies tritt er lediglich in der Wurzel auf. Mit (2) und (3) ist die Elektronenstromdichte \bar{j} :

$$\bar{j} = e \bar{N}^- \cdot v = q \cdot s \cdot p \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{U_R}. \quad (4)$$

¹⁾ Siehe z. B. die Behandlung der Zündung von Glühkathodenrohren in A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen **2**, Berlin (1934) S. 189.

²⁾ Daß wir trotz der hohen Spannung zwischen Kathode und Anode auch in diesem Fall quasineutrales Plasma annehmen dürfen, zeigt folgende Überschlagsrechnung: Bei einem Elektrodenabstand von 10 cm, wie ihn K. H. Kingdon und H. E. Tanis etwa verwendet haben, und bei einem Elektronenüberschuß von nur 10^{19} Elektronen cm^{-3} würde diese Elektronenraumladung ein Spannungsgefälle zwischen Kathode und Anode von 900000 V brauchen, wenn die Feldstärke nirgendwo negativ werden soll; bei einer Elektrodenspannung von 100 kV kann dementsprechend höchstens ein Elektronenüberschuß von etwa $1 \cdot 10^9$ bestehen. Die gesamte Elektronendichte im Plasma erreicht aber einen Wert von $10^{11} \cdot \cdot \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, wie die weitere Rechnung ergibt. Demgegenüber ist der mögliche Elektronenüberschuß also vernachlässigbar klein.

³⁾ Zahlenangaben siehe A. v. Engel u. M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen **1**, Berlin (1932) S. 35.

⁴⁾ Wir rechnen mit einem durchweg reibungsfreien Elektronenflug, weil in dem in Frage kommenden Druckbereich die freien Weglängen größer sind als der Elektrodenabstand, insbesondere bei den hier auftretenden hohen Elektronengeschwindigkeiten.

Bei einer Anodenfläche F wird der Gesamtstrom $\bar{i} = \bar{j} \cdot F$ und die gesamte durch das Rohr geflossene Ladungsmenge $Q = q \cdot F$. Wegen Gl. (1) und der Vernachlässigung von U_F und — vorerst — auch von $L \cdot \frac{di}{dt}$ wird $U_R = U_C$; bei einer Anfangsspannung des Kondensators U_0 ist demnach die Rohrspannung $U_R = U_0 - \frac{Q}{C}$. Damit erhalten wir

$$\bar{i} = \frac{dQ}{dt} = Q \cdot s \cdot p \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{U_0 - \frac{Q}{C}}. \quad (5)$$

Der Entladungsstrom (siehe Bild 4) steigt mit der bisher schon geflossenen Ladungsmenge Q zunächst an (Faktor Q) und nimmt dann mit fortschreitender Entladung des Kondensators wieder bis auf Null ab (Faktor $\sqrt{U_0 - \frac{Q}{C}}$); dazwischen liegt ein Höchstwert, den wir berechnen wollen. Wir erhalten aus (5) durch Differentiation nach t mit $di/dt = 0$ als höchsten Stromwert i_{\max} :

$$i_{\max} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot s \cdot p \cdot C \cdot U_0^{3/2}. \quad (6)$$

Er wird erreicht, wenn der Kondensator zu zwei Dritteln entladen ist. In ähnlicher Weise können wir den Höchstwert von di/dt berechnen, indem wir (5) zweimal nach t differenzieren und $d^2i/dt^2 = 0$ setzen; so erhalten wir

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = \frac{1}{6} \frac{e}{m} s^2 p^2 \cdot C U_0^2. \quad (7)$$

Dies tritt ein, wenn der Kondensator zu einem Drittel entladen ist. Mit Hilfe der Gl. (6) und (7) können wir nun den Entladungsvorgang ziemlich genau beschreiben. Die Dauer τ der Entladung und damit des Röntgenblitzes wird größer sein als die Zeitdauer τ_{\min} , die sich ergibt, wenn die Ladungsmenge $U_0 \cdot C$, mit der anfänglich der Kondensator geladen war, stets durch den höchsten Stromwert i_{\max} abgeführt worden wäre:

$$\tau > \tau_{\min} = \frac{U_0 \cdot C}{i_{\max}} \quad \text{oder} \quad \tau > \frac{3\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{m}{e}} \cdot \frac{1}{s \cdot p \sqrt{U_0}}. \quad (8)$$

Andererseits wird τ wohl nicht größenordnungsmäßig größer sein¹⁾, vor allem aber nicht die Dauer des Röntgenblitzes, der ja nur intensiv ist am Anfang des Entladungsvorganges, solange die Elektronen noch von hohen Spannungen erfaßt werden. — Die Gl. (7) gestattet nun auch festzustellen, ob die Vernachlässigung des Gliedes $L \cdot \frac{di}{dt}$ in Gl. (1) berechtigt ist oder nicht. Wenn nämlich das nach (7) berechnete di/dt mit der Induktivität L der Leitungen (Bild 3) nur einen gegen U_0 kleinen Spannungsbetrag ergibt, ist die Gleichsetzung von U_C und U_R berechtigt, andernfalls nicht. Man wird immer anstreben, bei genügend kleinem L die volle

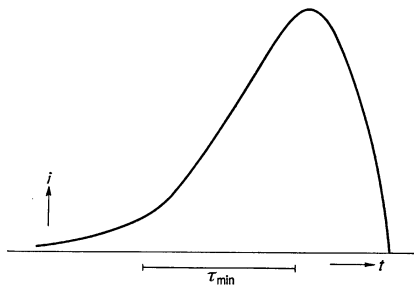


Bild 4. Entladungsstrom i abhängig von der Zeit t . τ_{\min} nach Gl. (8).

¹⁾ An sich ist eine genauere Berechnung durch Integration von (5) natürlich ohne weiteres möglich. Bild 4 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung. Die genaueren Anfangsbedingungen, die wir hier unbestimmt lassen wollen [Abweichungen von der Quasineutralität (s. S. 4)], äußern sich lediglich in dem ersten Beginn des Stromverlaufes. Die mit eingezeichnete Länge τ_{\min} zeigt, daß diese Größe in der Tat ein vernünftiges Maß für die Entladungsdauer ist. — Ein nur um 11% anderes Zeitmaß erhält man aus dem Quotienten von i_{\max} und $\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max}$

Kondensatorspannung wirklich bis ans Rohr zu führen, da ja die Ausbeute an Röntgenstrahlung energetisch um so günstiger wird, je höher die Entladungsspannung ist.

Die hier gegebene einfache Theorie der Entladung in Röntgenblitzlichtrohren gestattet nun in der Tat, die Beobachtungen zu erklären. So haben K. H. Kingdon

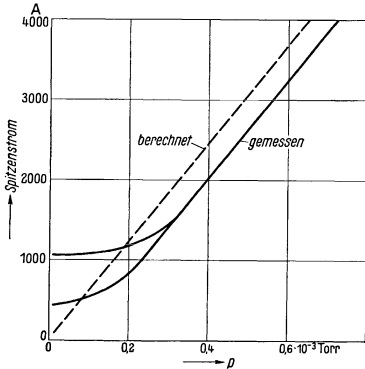


Bild 5. Maximale Entladungsströme, abhängig vom Dampfdruck p , gemessen und nach Gl. (6) gerechnet.

und H. E. Tanis bei einer Entladung eines Kondensators von 25 nF, der auf 100 kV geladen war, die bei verschiedenen Quecksilberdampfdrücken auftretenden Spitzenströme i_{\max} gemessen (ausgezogene Kurven Bild 5). Abgesehen von sehr kleinen Drucken ist der druckproportionale Anstieg, den Gl. (6) fordert, ungefähr erfüllt, ja auch die Zahlenwerte stimmen mit überraschender Genauigkeit mit den — ja nur überschlägig — berechneten überein (Rechnung: gestrichelte Kurve in Bild 5). Dabei ist für s in Gl. (6) der Wert $0,5 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ angenommen, wie er etwa für Elektronenstrahlen von $\frac{1}{2} \cdot 100 \text{ kV}$ gilt¹⁾. Die Abweichung der gemessenen Stromspitzenwerte bei kleinen Drucken ist wohl auf einen kleinen Gehalt ($\approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$)

nicht kondensierender Fremdgase zurückzuführen, der bei einem so hoch belasteten Entladungsgefäß wohl nicht zu vermeiden ist. Darauf deutet auch die Mehrdeutigkeit (zwei ausgezogene Kurven in Bild 5) der gemessenen Stromwerte bei diesen kleinen Quecksilberdampfdrucken hin, die sich bei verschiedenen Vorbelastungen des Rohres ergab.

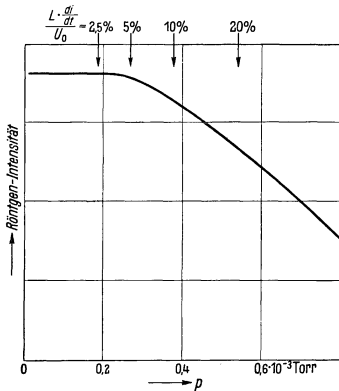


Bild 6. Gemessene Röntgenintensität, abhängig vom Dampfdruck, mit berechnetem relativen induktivem Spannungsabfall.

Auch die Höchstwerte von di/dt müssen bei den genannten Versuchen etwa den Wert gehabt haben, wie ihn Gl. (7) liefert. Die angegebene Leitungslänge von 5 m hätte, wenn es sich um einen ausgestreckten Draht gehandelt hätte, nach F. Kohlrausch²⁾ etwa $8 \mu\text{H}$ besessen. Da nun vermutlich durch enge Leitungsführung versucht worden ist, diese Induktivität klein zu halten, wird der wahre Wert vermutlich bei etwa $4 \mu\text{H}$ gelegen haben. Nach Gl. (7) ist das di/dt dem Quadrat des Dampfdruckes proportional, und wir haben ausgerechnet, bei welchen Dampfdrücken der induktive Spannungsabfall $L \cdot \frac{di}{dt}$ die Werte 2,5%, 5%, 10% und 20% der Kondensatorspannung U_0 erreicht (Pfeile in Bild 6). In der

Tat tritt gerade in dem Druckbereich, in welchem der induktive Spannungsabfall merklich wird, auch eine Abnahme der ausgesandten Röntgenstrahlungsmenge ein.

¹⁾ A. v. Engel u. M. Steenbeck I: a. a. O.

²⁾ F. Kohlrausch: Lehrbuch der praktischen Physik. 13. Aufl. Leipzig u. Berlin (1921) S. 534.

Schließlich ergibt sich aus (8) für $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr (entsprechend 0°C) für die Entladungsdauer $\tau > 2 \mu\text{s}$ und bei stärkerer Kühlung (-5°C) etwa $\tau > 4 \mu\text{s}$, während in diesem Druckbereich von den Verfassern $5 \mu\text{s}$ gemessen werden. Wir haben bei unseren Versuchen mit etwa 5mal höheren Dampfdrücken gearbeitet und dementsprechend Röntgenblitze von $< 1 \mu\text{s}$ Dauer erhalten, ebenfalls in völliger Übereinstimmung mit (8).

Endlich bleibt noch nachzutragen, daß die Ionendichten, wie sie sich nach (2) ergeben, sehr groß sind gegen die aus elektrostatischen Gründen möglichen Unterschiede zwischen Ionen- und Elektronendichten, daß wir also mit dem Quasineutralitätsansatz $\overset{+}{N} = \bar{N}$ [(Gl. (2))] rechnen dürfen.

Die in (2) eingehende Größe $q = \frac{Q}{F}$ ist mit $F \approx 15 \text{ cm}^2$ (4,5 cm Dmr.) bei $C = 25 \text{ nF} = 2,25 \cdot 10^4 \text{ e. s. E.}$ und $U_0 = 10^6 \text{ V} = 333 \text{ e. s. E.}$ nach völligem Entladen des Kondensators demnach $q = \frac{2,25 \cdot 10^4 \cdot 333}{15} = 5 \cdot 10^5 \text{ e. s. E.}$; bei $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr ($\approx 0^\circ \text{C}$) und $s = 0,5$ (siehe oben) ergibt das ein $\overset{+}{N}$ von $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, also 100mal mehr als der in Anmerkung 2 auf S. 4 berechnete mögliche Elektronenüberschuß von 10^9 cm^{-3} . Der Quasineutralitätsansatz ist also gerechtfertigt.

Die mögliche Ionenkonzentration hat eine natürliche obere Grenze dann, wenn sämtliche Atome des Quecksilberdampfes ionisiert sind. In unserem Zahlenbeispiel ($p = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr) sind wir noch weit davon entfernt; denn von den bei diesem Druck vorhandenen $7,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ Quecksilberatomen sind am Ende der Entladung erst 1,5% ionisiert. Verwendet man aber nicht Entladungsrohre mit weitem Querschnitt, wie dem schematischen Bild 3 entspricht, sondern enge Rohre etwa nach Bild 10, so kann in der Kapillare allerdings eine fast 100% betragende Ionisierung einsetzen¹⁾, die dann aus Raumladungsgründen das weitere Anschwellen des Entladungsstromes begrenzen muß²⁾. Hierdurch kann auch das Auftreten zu großer Werte von di/dt umgangen werden, das insbesondere bei großen Energien eines Entladungsschlages (großes $\frac{C}{2} U_0^2$) im Geltungsbereich von (7) nur durch sehr kleines p vermieden werden könnte.

Nach den hier gebrachten Rechnungen und Überlegungen ist eine dem jeweiligen Zweck (Strahlungsdauer, -intensität, -härte usw.) angepaßte Bemessung jedenfalls im Prinzip und angenähert möglich; von der weiteren Durchführung dieser Diskussion wollen wir hier absehen.

IV. Wärmebilanz an der Anode.

Die heutigen Hochvakuum-Röntgenrohre (Coolidge-Rohre) müssen zur Erzeugung intensiver Röntgenstrahlung zwei Schwierigkeiten überwinden: Es muß ein Elektronenstrom hoher Dichte und hoher Geschwindigkeit auf die Anode treffen, und es muß die dabei an der Anode entstehende Wärme abgeführt werden. Im Hochvakuum ist die mögliche Elektronenstromdichte bei gegebener Rohrspannung wegen der Elektronenraumladung prinzipiell begrenzt; bei dem hier beschriebenen Röntgenblitzlichtrohr wird diese Schwierigkeit durch Einführung positiver Ionen in die

¹⁾ Unter Umständen sogar mehr als 100%, weil mehrfache Ionisierungen möglich sind.

²⁾ Ähnliche Begrenzungen des Entladungsstromes wie bei den „Kälteüberspannungen“ in Quecksilberdampf-Gleichrichtern.

Elektronenraumladung gegenstandslos; ja, es ergibt sich eher die umgekehrte Schwierigkeit, den Anodenstrom auf solche Werte zu begrenzen, daß die Impedanzen der Zuleitungen noch keinen störenden Spannungsabfall bewirken. Dagegen bleibt das zweite Problem, die an der Anode entstehende Wärme abzuführen, auch im Blitzlichtrohr bestehen. Es ist sogar in unserem Fall viel schwieriger zu lösen, weil die Wärme viel plötzlicher entsteht; bedeutet doch die Entladung eines auf 100 kV geladenen Kondensators von 25 nF in einigen μ s, wie es den obigen Zahlenbeispielen entspricht, eine momentane im Rohr umgesetzte Leistung von einigen Zehn MW. Elektronenstrahlen dieser Leistung treffen auf die Anode auf, in die sie nur ganz unwesentlich eindringen (einige μ in Wolfram!); in dieser dünnen Oberflächenschicht der Anode wird praktisch die ganze Energie in Wärme umgesetzt (alles bis auf einige $\%$ an ausgestrahlter Röntgenenergie). Zwar dauert dieser hohe Leistungsumsatz im Rohr auch nur sehr kurze Zeit an; das bedeutet aber andererseits auch, daß die Wärme aus der dünnen Oberflächenschicht, in der sie entstand, auch nur wenig weit in das Innere des Anodenmaterials eindringen kann, daß also letzten Endes eine sehr kleine Menge des Anodenwerkstoffes mit ihrer entsprechend auch sehr kleinen Wärmekapazität die gesamte an der Anode erzeugte Wärme aufnehmen muß und daher auf sehr hohe Temperaturen erhitzt wird. Soll also nicht eine beträchtliche Verdampfung des Anodenwerkstoffes zugelassen werden, so ist der in einem einzigen Schlag erlaubte Energieumsatz ziemlich beschränkt. Man kann dann also wohl hohe Momentanintensitäten erreichen, darf diese aber nur so kurze Zeit andauern lassen, daß die mit einem einzigen Entladungsschlag erhaltene Röntgendosis nur klein ist. Diese Sachlage wird auch nicht geändert durch die in der Röntgentechnik sonst üblichen Kühlverfahren der Anode: Eine Flüssigkeitskühlung erfaßt nicht die äußeren Schichten der Anode genügend rasch; die Wärmewelle dringt nicht schnell genug in diejenigen Tiefen der Anode ein, in denen aus rein konstruktiven Gründen das Kühlmittel erst angreifen kann. Eine Flüssigkeitskühlung kann also höchstens den mittleren Zeitabstand, in dem die Röntgenblitze bei periodischem Betrieb im Rohr erzeugt werden, verkleinern. Die Strahlungskühlung ist bei den Temperaturen, die das Anodenmaterial ohne störende Verdampfung verträgt, ganz unwesentlich klein gegen die mit dem Elektronenstrom einfließende Leistung (Wolfram bei 3500° K strahlt nur 318 W/cm² aus¹⁾); reicht doch die gewöhnliche Strahlungskühlung schon bei den Hochleistungs-Coolidge-Rohren nicht aus. Bei diesen hilft man sich dann mit einer Drehanode, bei der immer neue Teile einer rasch umlaufenden Anodenscheibe vom Elektronenstrom aufgeheizt werden und sich dann in den Zeiten, wo sie außerhalb des Elektronenbeschusses sind, durch Strahlung wieder abkühlen. Auch dieses Kühlverfahren versagt aber bei dem hier vorliegenden Röntgenblitzlichtrohr, weil die Entladungsstöße so kurz andauern, daß die Drehanode demgegenüber praktisch stillsteht.

Zur zahlenmäßigen Beurteilung der Frage, welche Energiemenge in einem einzigen Entladungsschlag von der Anode ohne merkliche Verdampfung getragen werden kann, wollen wir folgende Aufgabe lösen: Ein ausgedehnter ebener Klotz von der anfänglich einheitlichen Temperatur T_0 , der Wärmeleitfähigkeit λ , der spezifischen Wärme (auf die Masseneinheit bezogen) c und der Dichte σ werde dadurch erhitzt, daß auf seine Oberfläche vom Augenblick $t = 0$ an plötzlich die Leistung N je Flächen-

¹⁾ W. Espe u. M. Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Berlin (1936) S. 20.

einheit als Wärmestrom auftrifft. Wie ist der zeitliche Verlauf der Temperatur, insbesondere der Oberflächentemperatur?

Das Ergebnis¹⁾ einer Durchrechnung, die wir selbst übergehen wollen, da sie lediglich die Wärmeleitungsgleichung mit besonderen Randbedingungen enthält, lautet für die Oberflächentemperatur T , die gleichzeitig die höchste überhaupt auftretende Temperatur ist:

$$T - T_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\lambda \cdot c \cdot \sigma}} \cdot N \cdot \sqrt{t}. \quad (9)$$

Bei gegebener Höchsttemperatur T_{\max} erhält man hieraus als noch zulässige, in der Zeitdauer t einströmende Gesamtenergie je Flächeneinheit $W_{\max} = N \cdot t$

$$W_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi \lambda c \sigma} (T_{\max} - T_0) \cdot \sqrt{t}. \quad (10)$$

Das ergibt für Wolfram als günstigsten Anodenwerkstoff mit $T_{\max} = 3500^\circ$, $T_0 = 0^\circ$ und einer Zeitdauer $t = 1 \mu\text{s}$ etwa $W_{\max} \approx 4 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^2}$, oder in einem in der Röntgentechnik üblichen Maß, bei 100 kV Rohrspannung etwa $\frac{1}{25} \text{ mA s}$ je cm^2 Anodenoberfläche. Die unter diesen Bedingungen auftretende Temperaturverteilung im Innern der Anode zeigt das Bild 7, dem zu entnehmen ist, daß die Wärmewelle am Schluß des Entladungsschlages erst etwa 10μ tief eingedrungen ist.

Die nach (10) berechnete Energie eines Einzelschlages ergibt nur eine sehr kleine Röntgendosis, die nur für die Durchleuchtung kleiner Gegenstände ausreicht (siehe Bild 12, 17a und b). Bei periodischen Vorgängen (laufende Maschinenteile) hat man die Möglichkeit, mit synchronen Blitzen ausreichende Belichtungen zu erhalten (Bild 18, 19), aber in vielen Fällen ist dieser Ausweg nicht gangbar. Das gilt auch etwa für den an sich ja periodischen Vorgang des Herzschlages, der gerade bei Herzkrankheiten, wo die Untersuchung besonders interessiert, sicher nicht exakt gleichartige Wiederholungen zeigt. Soll sich hier für das Blitzlichtrohr überhaupt einmal eine Anwendungsmöglichkeit finden, so muß also die Energie eines Einzelschlages sehr weit über den Grenzwert der Gl. (10) hinaus gesteigert werden, d. h. aber, es muß eine Verdampfung des Anodenmaterials in Kauf genommen werden. Das gleiche gilt, wenn man die gleiche Röntgenintensität aus einem kleineren Brennfleck bekommen will, um schärfere Bilder zu erhalten; auch dies ist ja nur mit Steigerung der spezifischen Anodenbelastung zu erreichen.

Bei einem Rohr, das nach Art der in den Bildern 1 · · · 3 schematisch gezeichneten bzw. nach Art der Konstruktionszeichnung Bild 8 gebaut ist, stört die Anodenverdampfung aus verschiedenen Gründen. Die sich auf der Anode bildenden Verdampfungskrater hindern die Ausstrahlung der in den Kratertiefen ausgesandten

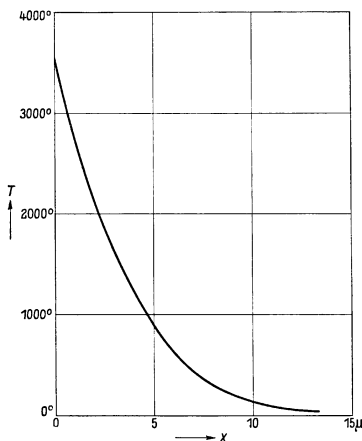


Bild 7. Temperaturverteilung in einer Wolframanode nach $1 \mu\text{s}$ Elektronenbeschuß mit der Grenzleistung nach Gl. (10).

¹⁾ Siehe z. B. F. Ollendorff in R. Rothe, F. Ollendorff u. K. Pohlhausen: Funktionentheorie. Berlin (1931), S. 137 ff.

Röntgenstrahlung durch stehengebliebenen Anodenwerkstoff und ergeben ganz allgemein eine Störung der Brennfleckschärfe. Der verdampfte Anodenwerkstoff schlägt sich auf den Glaswänden nieder und ergibt damit eine Verschlechterung der Spannungsfestigkeit und bei dickeren Niederschlägen eine Schwächung der austretenden Röntgenintensität durch Absorption. Vor allem aber wird auch der Entladungsvorgang selber und damit die Erzeugung der Röntgenstrahlung durch die Anodenverdampfung verschlechtert. Der Anodendampf wird durch die hindurchfliegenden raschen Elektronen sofort ionisiert; die dadurch bewirkte Erhöhung der Dichte positiver Ionen ergibt dann ein sehr rasches Anwachsen des Entladungsstromes und damit einen wesentlichen Spannungsabfall in den Impedanzen [Erhöhung von i_{\max} und di/dt durch Steigerung des Dampfdruckes p in Gl. (6) und (7)]. In der Tat zeigen die Versuche von K. H. Kingdon und H. E. Tanis ebenso wie unsere eigenen, daß eine Steigerung der in einem Schlag umgesetzten Kondensatorenergie nur bei kleineren Werten noch eine Steigerung der Röntgenstrahlung gibt; wenn die Energiemengen aber so groß werden, daß merkliche Anodenverdampfung eintritt, ergibt sich ein Sättigungswert der Röntgendosis. Das wird sofort verständlich durch die durch Gl. (7) erfaßte Steigerung von di/dt und die damit verbundene Absenkung der Spannung am Röntgenrohr gemäß Gl. (1).

Soll die Anodenverdampfung nicht das hindurchtretende i_{\max} und di/dt_{\max} unzulässig anwachsen lassen, oder anders ausgedrückt, soll durch die Anodenverdampfung nicht gleichzeitig der „innere Widerstand“ des Rohres so stark zusammenbrechen, daß die Kondensatorspannung nicht mehr am Rohr, sondern an den Zuleitungsimpedanzen abfällt, so muß die Spannung am Rohr vor allem an solchen Stellen liegen, die in den kurzen Entladungszeiten von der von der Anode ausgestoßenen Dampfwolke noch nicht erreicht werden können. Es dürfen unmittelbar an die Anode angrenzend also nicht hohe Feldstärken liegen, wie in den Bildern 1 · · · 3 und 8, weil diese bei einer eintretenden Anodenverdampfung doch nicht aufrecht erhalten werden können. Das in Bild 10 im Schnitt gezeichnete Rohr legt den Hauptspannungsabfall in die Kapillare Kp , die so weit von der Anode A entfernt ist, daß sie in den 10^{-6} s Entladungsdauer nicht mehr vom Anodendampf erreicht wird¹⁾. Während des Entladungsschlages bildet sich ein sehr intensives Elektronenstrahlbündel²⁾ aus, das aus der Kapillare heraus auf die Anode trifft. Dieses Bündel wird in der Kapillare durch radiale elektrische Felder, gebildet von der negativen Wandladung der Kapillare (abgestreute und eingefangene Elektronen) einerseits und von der im Kapillarenquerschnitt entstehenden positiven Raumladung andererseits, sehr eng zusammengehalten und ergibt damit von selbst auf der Anode nur einen kleinen Brennfleck, also scharfe Röntgenbilder. Diese elektronenoptische Wirkung der Wand kann sicher noch durch besondere elektromagnetische Linsen weitergetrieben werden.

Da bei diesem Rohr die Anode auf alle Fälle verdampft, würden in jedem festen Anodenwerkstoff in kurzer Zeit Verdampfungskrater entstehen. Wir haben, um dies zu vermeiden, eine Quecksilberanode genommen, deren hohe Ordnungszahl (80 gegen-

¹⁾ Gaskinetische Geschwindigkeit des Quecksilberatoms bei 300° K etwa $2 \cdot 10^4$ cm/s; auch bei starker Überhitzung des Dampfes ist vermutlich im vorliegenden Fall die Geschwindigkeit nicht größer als einige 10^5 cm/s ($\approx 100000^\circ$ K). Innerhalb der Entladungsdauer von 1 μ s kann sich die Dampfwolke daher nicht wesentlich weiter als einige mm von der Anode entfernt haben.

²⁾ Im Schrifttum bekannt als „Striktionsstrahlen“; siehe z. B. Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. 4, Teil 3, Braunschweig (1933) S. 378.

über 74 bei Wolfram) sie ohnehin als Antikathodenwerkstoff besonders geeignet erscheinen läßt. Diese Anode haben wir bis zu 2000 Ws/cm² in einem Entladungsschlag betrieben, ohne daß irgendwelche Störerscheinungen auftraten, haben also mit einer etwa 500mal größeren spezifischen Belastung gearbeitet, als oben für Wolfram als zulässig berechnet wurde [Gl. (10)]. Diese Art „Siedekühlung“ der Anode, die sich stets gut bewährt hat, ist in ihrer Anwendbarkeit natürlich auf das Blitzlichtrohr beschränkt, weil die Unschädlichkeit des Anodendampfes ja gerade auf der kurzen Dauer der Entladung beruht. Eine merkliche Kraterbildung in der Quecksilberoberfläche während eines Einzelschlages kann wegen der Massenträgheit ebenfalls nicht so rasch erfolgen, daß der Austritt der Röntgenstrahlung dadurch gehemmt würde.

V. Versuchsanordnung und Ergebnisse.

Von einer Anzahl verschiedener untersuchter Röntgenrohre wollen wir im folgenden nur zwei näher behandeln, mit denen durchweg gearbeitet wurde, und die alles Wesentliche zeigten. Bild 8 zeigt den Schnitt durch das erste dieser Rohre. Eine große indirekt geheizte Topf-Oxydkathode *K* kann kurzzeitige Spitzenströme von etwa 500 A aussenden, die sich im Gasraum durch Stoßionisation noch etwa verdoppeln konnten. *S*₁ ist ein Schutzrohr aus 0,2 mm starkem Ommeteisen¹⁾ zur Abschirmung der unteren Glaswand von der Entladung. Denselben Zweck für den mittleren Teil des Rohres erfüllt das Schutzrohr *S*₂ aus dem gleichen Werkstoff. *S*₂ diene gleichzeitig als Steuergitter in der Schaltung Bild 2. Außerdem hat das obere Ende von *S*₂ noch die Aufgabe, den auf die Anode *A* treffenden Elektronenstrom durch die kanal-förmige Blende *B* auf einen kleinen Querschnitt zu bündeln (s. unten). Eine kleine, in *S*₂ angebrachte Platte *P* fängt die raschen positiven Ionen ab und schützt damit die Kathode vor der schädlichen Ionenbombardierung. Die Anode *A* ist ein zylindrischer Eisenblock; die untere Stirnfläche ist ab-geschragt und trägt eine aufgebördelte Scheibe *T* von 1 mm starkem Tantal, auf die die raschen Elektronen aufprallen. *S*₃ ist ein drittes Schutzrohr aus 0,2 mm Ommeteisen zum Schutz des oberen Rohrteiles vor der Entladung; bei *F* trägt *S*₃ ein Austrittsfenster für die Röntgenstrahlung aus 0,05 mm starkem Eisen. Alle Metallteile haben abgerundete Kanten und sind gut poliert. Die Rohrspannung liegt im wesentlichen zwischen *A* und *S*₂.

Blickt man entgegen der Richtung des Röntgenstrahles auf die Tantalplatte, so erscheint sie als schmale Ellipse (Nebenfigur Bild 8). Zur Erzielung einer möglichst wenig ausgedehnten Röntgenstrahlungsquelle ist es nötig, die rechte und linke Flanke dieser Ellipse (nicht schraffierte Teile) vor dem Elektronenbeschuß zu schützen; dagegen darf die kurze Achse der Ellipse in ihrer ganzen Ausdehnung von

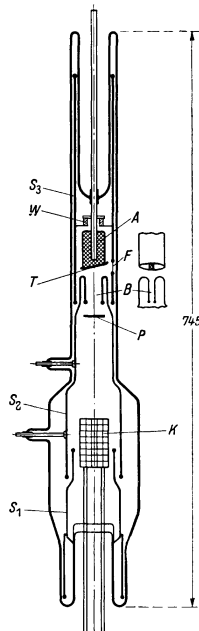


Bild 8. Schnittzeichnung durch das erste Versuchrohr.

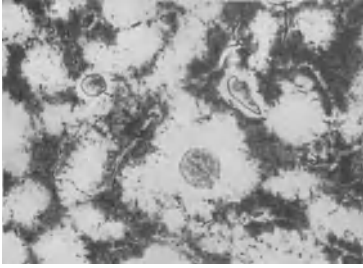
K indirekt geheizte Hohlkathode, 25 ··· 75 A; *A* Eisenanode; *T* Tantalplatte; *S*₁, *S*₂, *S*₃ Schutzrohre, *B* Blende, *F* Austrittsfenster für die Strahlung; *W* Widerstand 50 Ω zwischen *A* und *S*₂; *P* Ionenschutz der Kathode.

¹⁾ Sehr reines Sintereisen mit mehr als 99,98% Fe. Siehe z. B. W. Espe u. M. Knoll, Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Berlin (1936), S. 61.

findet, welche in jeder der beiden Schichten von der anderen enthalten sind. Ferner zeigt das große kupferreiche Gebilde gut ausgebildete kleine Dendriten, welche Primärausscheidungen des α -Dreistoffmischkristalls darstellen.

Der Rand der kupferreichen Schicht erscheint vielgezackt und angenagt; da ferner auch die gesamte Schicht von einem sehr schmalen, im Bild 17 nur stellenweise

×100



×100

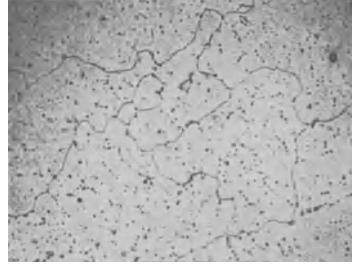


Bild 18. 15% Cu, 20% Mo, 65% Fe. Gußzustand.

Bild 19. 10% Cu, 15% Mo, 75% Fe. Gußzustand.

sichtbaren, und einem breiten weißen Saum umgeben ist, kann man daraus auf eine Umsetzung schließen, die zwischen kupferreicher Schmelze und α -Mischkristallen unter Bildung von Mischkristallen der ϵ -Phase gemäß dem Dreiphasengleichgewicht (18) stattgefunden hat. Der breite weiße Saum gehört den α -Mischkristallen an, d. h. es ist derselbe Gefügebestandteil wie die verschiedenen dunklen länglichen Kristallite der eisenreichen Schicht. Die weiße Färbung ist durch den geringeren Legierungsgehalt dieser Schicht gegenüber den großen Kristalliten zu erklären. In diesen ist

×200



×200

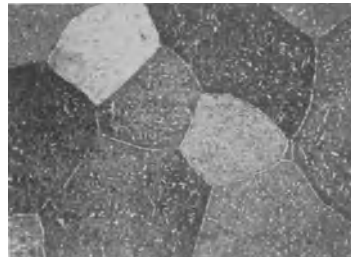


Bild 20. 25% Mo, 5% Cu, 70% Fe. Gußzustand.

Bild 21. 20% Mo, 5% Cu, 5% Cr, 70% Fe.
Von 1200° in H₂O abgeschreckt.

bereits durch feinste Ausscheidungen von ϵ - und Cu-Mischkristallen im festen Zustande, welche infolge des stärkeren Übersättigungsgrades bei diesen bei der Abkühlung stattgefunden haben, ein in den einzelnen Kristallkörnern verschiedener Ätzangriff je nach ihrer Orientierung zur Oberfläche bewirkt. Der sehr dünne Saum zwischen der α -Phase und der kupferreichen Schicht gehört der ϵ -Phase an. Er bleibt beim Ätzen mit etwa 3proz. alkoholischer Salpeter-Salzsäure-Lösung unangegriffen.

Das Gußgefüge einer Legierung mit 20 % Mo und 15 % Cu (Legierung 16) zeigt in Bild 18 wieder gut ausgebildete Tröpfchen der kupferreichen Phase auf hellem Untergrunde. Die Saumbildung ist wie bei Bild 17 erfolgt, jedoch in der Wiedergabe nur bei dem größten Tropfen schwach erkennbar. Die Grundmasse ist vom Ätzmittel verschieden stark angegriffen. Sie enthält Ausscheidungen der ε -Phase und des Kupfers, welche je nach ihrer Größe als solche oder nur an dem stärkeren Angriff der Grundmasse kenntlich sind. Infolge zu großer Abkühlungsgeschwindigkeit beim Gießen ist die Legierung offensichtlich noch nicht im Gleichgewicht.

In Bild 19 ist das Gußgefüge der Legierung 10 mit 15 % Mo und 10 % Cu wiedergegeben. Innerhalb der bereits als homogene Mischkristalle erstarrten Legierungen hat bei weiterer Abkühlung eine Ausscheidung von kupferreichen flüssigen Teilchen stattgefunden, die vom Ätzmittel stärker angegriffen und sowohl an den Korngrenzen wie im Korninnern deutlich erkennbar sind.

Bild 20 zeigt das Gußgefüge einer Legierung mit 25 % Mo und 5 % Cu. Innerhalb der großen primären Körner haben sich bei der Abkühlung nebeneinander Teilchen der ε -Phase und Kupfer ausgeschieden. Von den Korngrenzen ausgehend, ist eine deutliche Richtung der Ausscheidungen festzustellen.

Schließlich gibt Bild 21 das Gefüge einer Vierstofflegierung wieder, die neben 20 % Mo und 5 % Cu noch 5 % Cr enthält. Die Probe wurde von 1200° C in Wasser abgeschreckt. Die runden und länglichen weißen Ausscheidungen, die sich entlang den Korngrenzen zeilenförmig anordnen und diese so deutlich hervorheben, gehören der ε -Phase an, während die Grundmasse aus homogenen α -Eisenmischkristallen gebildet wird.

Zusammenfassung.

1. Das Zustandsschaubild der Eisen—Kupfer—Molybdän-Legierungen wurde mittels thermischer Analyse und mikroskopischer Gefügeuntersuchung aufgestellt.
2. Die Drei- und Vierphasenumsetzungen, die Erstarrungsvorgänge und das Gefüge der ternären Legierungen werden beschrieben.
3. Der Aufbau des Dreistoffsystems wird durch 22 Drei- und 8 Vierphasengleichgewichte bestimmt.

Untersuchungen über den Mechanismus der Ausscheidungsvorgänge an Eisen–Nickel–Kupfer-Legierungen.

Von Helmut Bumm und Horst G. Müller.

Mit 29 Bildern.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der
Siemens & Halske AG zu Siemensstadt.

Eingegangen am 31. Januar 1938.

A. Allgemeiner Überblick und Fragestellung.

In der magnetischen Werkstoffkunde hat das ternäre System Eisen–Nickel–Kupfer besondere Bedeutung erlangt, weil sich für viele seiner Legierungen hochwertige technische Sondereigenschaften erzielen lassen. In Bild 1 ist das Dreistoffsystem in Dreieckskoordinaten dargestellt, die wichtigsten Legierungen sind gemäß ihren

Eigenschaften eingetragen. Magnetisch besonders wertvoll sind die Dauermagnetlegierungen¹⁾ in der Umgebung des Punktes 20% Fe, 20% Ni, 60% Cu, die hochpermeablen Legierungen mit sehr kleiner Koerzitivkraft²⁾, die etwa auf einer Geraden vom Permalloypunkt (78,5% Ni, 21,5% Fe) zum Punkt 80% Cu, 20% Fe gelegen sind, und die Bandkernwerkstoffe, deren massekernähnliche Eigenschaften in der Fernmeldetechnik besonders starke Beachtung gefunden haben. Während dieses Sonderverhalten der letztgenannten Legierungen, das im wesentlichen durch die außerordentlich kleine Remanenz dieser Werkstoffe bedingt ist, bei den binären

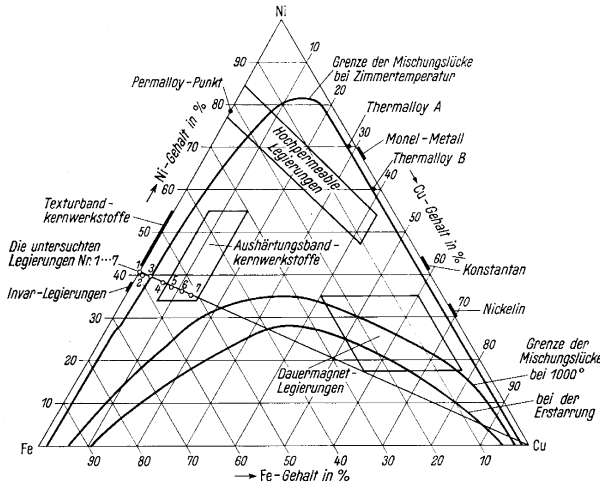


Bild 1. Das Dreistoffsystem Fe–Ni–Cu mit den technisch wichtigsten Legierungen (Mischungslücken nach W. Köster und W. Dannöhl).

¹⁾ O. Dahl, J. Pfaffenberger u. N. Schwartz: Metallwirtsch. **14** (1935) S. 665. — H. Neumann, A. Büchner u. H. Reinboth: Z. Metallkde. **29** (1937) S. 173.

²⁾ O. v. Auwers u. H. Neumann: Wiss. Veröff. Siemens **XIV**, 2 (1935) S. 94.

Bandkernwerkstoffen (40/60 Ni/Fe . . . 55/45 Ni/Fe) auf eine in Zusammenhang mit einer bestimmten Rekrystallisationstextur vorhandenen magnetischen Anisotropie zurückgeführt werden konnte¹⁾, ist für die ternären sog. Aushärtungsbandkernwerkstoffe trotz zahlreicher Versuche noch keine eindeutige Klärung der physikalischen Ursachen dieser magnetischen Anomalie gegeben worden²⁾. Diese ternären Bandkernwerkstoffe enthalten Fe und Ni im Verhältnis 60 : 40 bis 45 : 55 und dazu etwa 9 . . . 15 % Cu.

Auch in der Metallkunde bestand lebhaftes Interesse für das System Eisen—Nickel—Kupfer, weil die zwischen Eisen und Kupfer im festen Zustand bestehende Mischungslücke durch Nickelzusatz geschlossen wird. Auf diese Besonderheit wurde bereits 1910 von R. Vogel³⁾ aufmerksam gemacht. Diese für beendetete Erstarrung festgestellte Ausdehnung der Mischungslücke erweitert sich nach Untersuchungen von P. Chevenard⁴⁾, O. Dahl und J. Pfaffenberger⁵⁾ und W. Köster und W. Dannöhl⁶⁾ bei tiefen Temperaturen beträchtlich. Damit sind die Bedingungen der Aushärtungsfähigkeit von Fe—Ni—Cu-Legierungen gegeben. Der Ausscheidungsmechanismus wurde auf Grund von eingehenden Untersuchungen an Duralumin, Cu—Ag, Cu—Be und Ni—Be so weit geklärt, daß eine allgemein anerkannte Ausscheidungstheorie in groben Zügen entworfen werden konnte⁷⁾. Während demzufolge die Änderungen der mechanischen Eigenschaften wie Zugfestigkeit, Härte und Dehnung durch die fortschreitende Ausscheidung ihre Erklärung fanden, ist dies für die magnetischen Eigenschaften wie Koerzitivkraft, Remanenz und Anfangspermeabilität nicht der Fall. Gewisse Gesetzmäßigkeiten haben sich finden lassen⁸⁾; sie gelten aber jeweils nur für bestimmte Legierungstypen, so daß diesen Regeln keine allgemeine Bedeutung zukommt.

Die folgenden Untersuchungen sollen für den besonderen Fall von Fe—Ni—Cu-Legierungen mit der den ternären Bandkernwerkstoffen zukommenden Zusammensetzung aus den magnetischen Eigenschaftsänderungen und Messungen des spezifischen elektrischen Widerstandes ein Bild über den zeitlichen Verlauf der Ausscheidungsvorgänge in diesem Dreistoffsystem geben. Um möglichst klare Versuchsbedingungen zu haben, wurden Anlaßversuche an abgeschreckten rekrystallisierten Fe—Ni—Cu-Legierungen ausgeführt. Die Versuchsführung unterscheidet sich von früheren Arbeiten grundsätzlich insofern, als für verschiedene Anlaßtemperaturen die Anlaßzeit variiert wurde, während man sich früher mit der Anwendung einer konstanten Glühdauer (im allgemeinen 1 h) bei verschiedenen Temperaturen begnügte, so daß diesen Autoren ein Einblick in den zeitlichen Verlauf der Ausscheidungsvorgänge entgehen mußte. Zur Klärung des Einflusses der Verformung auf die Ausscheidung und der Wechselwirkung von Ausscheidung mit thermischer Erholung und Rekrystallisation wurden entsprechende Versuche an verformten abgeschreckten

¹⁾ G. Wassermann: Z. Metallkde. **28** (1936) S. 262. — Fr. Pawlek: Z. Metallkde. **27** (1935) S. 160. O. Dahl u. J. Pfaffenberger: Jb. d. Forschungsinst. d. AEG **4** (1936) S. 91.

²⁾ O. Dahl, J. Pfaffenberger u. H. Sprung: Elektr. Nachr.-Techn. **10** (1933) S. 317. — O. Dahl u. J. Pfaffenberger: Z. techn. Physik **15** (1934) S. 99. — M. Kersten: Z. techn. Physik **15** (1934) S. 249.

³⁾ R. Vogel: Z. anorg. allg. Chem. **67** (1910) S. 1.

⁴⁾ P. Chevenard: J. Inst. Met., Lond. **42** (1929) S. 337.

⁵⁾ O. Dahl u. J. Pfaffenberger: Z. Metallkde. **25** (1933) S. 241 — Metallwirtsch. **13** (1934) S. 527, 543, 559.

⁶⁾ W. Köster u. W. Dannöhl: Z. Metallkde. **27** (1935) S. 220.

⁷⁾ U. Dehlinger: Arch. Eisenhüttenwes. **10** (1936) S. 101 — Z. Metallkde. **29** (1937) S. 401.

⁸⁾ W. Eilender, A. Fry u. A. Gottwald: Stahl u. Eisen **54** (1934) S. 554.

Legierungen ausgeführt. Abschließend kann auf Grund der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse eine Deutung des anomalen magnetischen Verhaltens der „Aushärtungsbandkernwerkstoffe“ gegeben werden.

B. Untersuchungen an rekristallisierten Legierungen.

Die Untersuchungen wurden an 7 ternären Fe—Ni—Cu-Legierungen durchgeführt, die aus Karbonyleisen, Karbonylnickel und Elektrolytkupfer erschmolzen wurden. Die eingewogene und die durch Analyse bestimmte Zusammensetzung der Legierungen ist in Zahlentafel I wiedergegeben. Die Legierungen liegen demnach im Dreistoffsystem ungefähr auf einer Geraden vom Punkt 59% Fe, 41% Ni zur Cu-Ecke (s. Bild 1).

Zahlentafel I. Zusammensetzung der untersuchten Fe—Ni—Cu-Legierungen nach Einwaage und Analyse; spezifischer elektrischer Widerstand derselben.

Legierung Nr.	Einwaage in Prozenten			Analyse in Prozenten			$\Omega \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$
	Fe	Ni	Cu	Fe	Ni	Cu	
1	60,0	40,0	—	59,17	40,95	—	0,66
2	59,1	39,4	1,5	58,62	39,97	1,04	0,70
3	58,2	38,8	3,0	57,22	39,82	2,74	0,75
4	56,4	37,6	6,0	55,62	38,32	6,00	0,73
5	54,6	36,4	9,0	54,49	37,23	8,14	0,70
6	52,8	35,2	12,0	52,81	36,18	10,77	0,67
7	51,0	34,0	15,0	51,68	35,20	13,10	0,64

Die Proben, die ursprünglich als Rundstangen vorlagen, wurden zu dünnen Bändern ausgewalzt, wobei mehrfach Zwischenglühungen eingeschaltet wurden. Der letzte Walzgrad betrug weniger als 50% Dickenabnahme, um bei der nachfolgenden einständigen Rekristallisationsglühung bei 1000° C in allen Legierungen eine regellose Verteilung der Kristallorientierungen erzielen zu können. Nach der Rekristallisationsglühung wurden die Proben abgeschreckt. Durch diese Behandlung bestehen alle Legierungen aus homogenen Mischkristallen, die Legierungen 4 · · · 7 sind stark übersättigt, d. h. nicht im Gleichgewicht. Dieser Tatbestand ergibt sich aus dem Verlauf der Löslichkeitsgrenze bei 1000° C und bei Zimmertemperatur, die nach Ergebnissen von W. Köster und W. Dannöhl¹⁾ in Bild 1 dargestellt sind. Der Zerfall dieser Legierungen durch Ausscheiden einer Cu-reichen Phase aus einer Fe—Ni-reichen Grundmasse wurde durch Anlassen über verschiedene Zeiten bei konstanten Temperaturen zwischen 400 und 800° C untersucht. Die Glühungen bei 1000° C und die Anlaßbehandlungen wurden unter Wasserstoff in einem elektrischen Röhrenofen vorgenommen. Die Temperaturverteilung in den Öfen war durch Zusatzheizwicklungen über die ganze Länge der Proben (35 cm) für alle Glühtemperaturen auf $\pm 2^\circ \text{C}$ konstant. Die Temperatur wurde durch Siemens-Z-Regler gesteuert; durch Benutzung von Überbrückungswiderständen war es bei einiger Sorgfalt möglich, die auf die Schaltvorgänge zurückzuführenden Temperaturschwankungen auf $\pm 5^\circ \text{C}$ zu beschränken. Die wahren Glühtemperaturen der Proben können daher von den Sollwerten maximal nur um $\pm 7^\circ \text{C}$ abweichen. Die Anlaßversuche mit sehr kurzen Glühzeiten wurden in einem Salzbadofen vorgenommen, in dem die Proben bereits nach wenigen Sekunden die Versuchstemperatur angenommen haben. Kalium-

¹⁾ W. Köster u. W. Dannöhl: a. a. O.

Schließlich zeigen wir noch in Bild 18 und 19 zwei Aufnahmen, die mit einer größeren Anzahl von Einzelblitzen gemacht wurden. Es ist ein Bildausschnitt von der Aufnahme eines gewöhnlichen Protos-Staubsaugers, bei dem lediglich der Antriebsmotor durch einen rascher laufenden Motor ersetzt wurde. Bild 18 ist die Aufnahme bei stillstehendem Schaufelrad, von dem drei Schaufeln auf dem Bildausschnitt zu sehen sind. Der helle Innenkreis entspricht der Lufteintrittsöffnung in der einen Gehäuseschale. Das Schaufelrad hat einen verstärkten Rand, weswegen es dort einen dunkleren Schatten gibt. Links oben ist das Luftaustrittsrohr; der waagerechte, dunkle, nach oben hin verwaschen abnehmende Schatten rührt von der unteren Wand dieses Auspuffrohres her; die obere ist nicht mehr sichtbar, da die Oberkante der Abbildung etwa mit der Mitte des Luftaustrittsrohres abschließt. Bild 19 entspricht völlig Bild 18, nur ist diese Aufnahme gemacht bei laufendem Motor (6500 U/min). Es sind je 500 Einzelblitze in Bild 18 und 19 verwandt worden (10 nF, 60 kV). Die Synchronisierung der Einzelblitze beim laufenden Motor geschah durch einen einfachen, behelfsmäßig angebrachten, mitumlaufenden Kontakt. Bild 19 ist nur wenig unschärfer als Bild 18; diese Unschärfe rührt dabei sicher mehr von noch nicht völlig ausreichender Synchronisierung her, als von der endlichen Dauer eines Einzelblitzes.

Die hier gebrachten Aufnahmen zeigen zum Teil schon Vorgänge, die sich bisher der Beobachtung völlig entzogen haben; sie lassen aber erwarten, daß die sich hier bietenden Möglichkeiten auch noch an zahlreichen anderen Stellen mit Nutzen angewandt werden können; auf einige solcher Beispiele haben wir ja bereits eingangs hingewiesen.

An der Durchführung der Versuche hat Herr R. Wedel wiederum erheblichen Anteil.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit beschreibt Röntgenblitzlichtrohre, die intensive Röntgenstrahlung innerhalb einer Zeitdauer von $\leq 1 \mu\text{s}$ aussenden. Dabei entlädt sich ein Kondensator von etwa $10 \dots 100 \text{ nF}$, der auf $50 \dots 150 \text{ kV}$ geladen ist, schlagartig über ein mit Quecksilberdampf gefülltes Entladungsrohr. Die Kathode ist entweder eine hochemittierende Oxydkathode oder eine Quecksilberkathode. Die Anode besteht aus einem Werkstoff hoher Ordnungszahl (Tantal, Wolfram, Quecksilber). Während der Entladung treffen Elektronenströme mit Scheitelwerten von einigen 10^3 A auf die Anode und erzeugen kurzzeitig Röntgenstrahlung mit einer momentanen Intensität, die etwa $10^3 \dots 10^4$ mal größer ist als bei den besten Hochvakuum-Röntgenröhren.

Von der sonst sehr ähnlichen Untersuchung von K. H. Kingdon und H. E. Tanis unterscheiden sich die hier beschriebenen Rohre durch die kleine Ausdehnung des Röntgenbrennflekes und die damit gewonnene Möglichkeit, scharfe Röntgenaufnahmen zu erhalten. Es wird der Entladungsvorgang weitgehend geklärt und aus den Elementarvorgängen die Entladungsdauer, der höchste Entladungsstrom und die größte Stromänderungsgeschwindigkeit berechnet, von denen die letzte wegen des durch sie bewirkten induktiven Spannungsabfalles in den Impedanzen wichtig ist. Rechnung und Erfahrung stimmen befriedigend überein (Bild 5 und 6). Von besonderer Wichtigkeit ist die Frage der Anodenkühlung. Wegen der kurzen Entladungs-

dauer kann die Wärmewelle nur sehr wenig in die Anode eindringen (Bild 7) und erwärmt deswegen die geringe erfaßte Werkstoffsmenge sehr hoch, so daß bereits bei ziemlich kleinen Röntgenstrahlungsmengen Anodenverdampfung eintritt. Es wird eine neue, nur für das Röntgenblitzlichtrohr anwendbare Anodenkühlung beschrieben, die eine sehr hohe spezifische Belastung der Anodenoberfläche und damit sehr kleine Anodenbrennflecke gestattet (vgl. Bild 9 und 11).

Die Anwendbarkeit des Röntgenrohres wird durch eine Reihe von Aufnahmen belegt, die die erzielbare Abbildungsschärfe (Bild 14) und die außerordentlich kurze Dauer des Röntgenblitzes (Schußaufnahmen Bild 15, 17a und b) dartun. Die Möglichkeit, mit vielen passend synchronisierten Blitzen Aufnahmen auch größerer bewegter Teile, wie etwa umlaufender Maschinenteile zu machen, erweist Bild 19.

Die Anzeigeverzögerung von Thermometern.

II. Teil.

Von Fritz Lieneweg.

Mit 8 Bildern.

Mitteilung aus dem Wernerwerk M der Siemens & Halske AG
zu Siemensstadt.

Eingegangen am 21. Juni 1938.

Bezeichnungen.

- t Zeit (h oder s nach besonderen Angaben),
 t_0 Dauer einer Periode (h),
 t'_M maximale Anheiz- bzw. Abkühlungszeit (h),
 ϑ Temperatur bzw. Umgebungstemperatur, gemessen von ihrem Anfangs- bzw. Mittelwert aus (grad),
 Θ Temperatur im Innern des Körpers, gemessen von ihrem Anfangs- bzw. Mittelwert aus (grad),
 Θ_0 Temperatur der Körperoberfläche, gemessen von ihrem Anfangs- bzw. Mittelwert aus (grad),
 Θ_a Temperatur der Achse eines Zylinders, gemessen von ihrem Anfangs- bzw. Mittelwert aus (grad),
 $\vartheta_M, \Theta_M, \Theta_{0M}, \Theta_{aM}$ größter Ausschlag einer Schwankung,
 ϑ_H Höchsttemperatur bei t'_M ,
 ρ Dichte ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$),
 c spezifische Wärme ($\text{kcal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$),
 α Wärmeübergangszahl ($\text{kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$),
 λ Wärmeleitfähigkeit ($\text{kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$),
 $h = \alpha/\lambda$ relative Wärmeübergangszahl,
 $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c}$ Temperaturleitfähigkeit,
 p Trägheitsbeiwert oder Zeitkonstante (h),
 H Halbwertzeit (s),
 X Halbmesser eines Zylinders (m oder mm nach besonderen Angaben),
 x Abstand von der Achse eines Zylinders (m),
 η_0 und $\eta_a = \frac{\Theta_0}{\vartheta}$ und $\frac{\Theta_a}{\vartheta}$ Verkleinerungsfaktor oder Dämpfungsgrad für die Oberflächen- und Achsentemperatur gegenüber der Umgebungstemperatur,
 ε_a Phasenverschiebung für die Achsentemperatur gegenüber der Umgebungstemperatur,
 f relativer Temperaturfehler $\frac{\vartheta - \Theta_a}{\vartheta}$.

Einleitung.

Bei vielen technischen Arbeitsvorgängen, wie beim Erwärmen oder Destillieren von Flüssigkeiten, beim Härten von Stahl, beim Umschalten von Regeneratoren technischer Feuerungen usw., ist oft eine bestimmte Über- oder Unterschreitung des vom Personal oder mittels selbsttätiger Regler einzuhaltenden Temperaturwertes nicht zulässig. Da ein Thermometer aber nur dann die wahre Temperatur seiner Umgebung anzeigt, wenn seine Anzeigetragheit klein gegenüber der zeitlichen Temperaturänderung der Umgebung ist, muß eine sorgfältige Auswahl der Thermometer für die Überwachung derartiger Arbeitsverfahren erfolgen. Die Umgebung soll dabei entweder in einer vorgesehenen Zeit auf eine bestimmte Temperatur aufgeheizt bzw. abgekühlt werden, oder es soll die einmal erreichte Temperaturhöhe auf diesem Wert gehalten werden. Durch den Regelvorgang wird dann eine periodische Temperaturschwankung um den Sollwert zu erwarten sein. Man muß also feststellen können, in welchem Betrage die Anzeige des Thermometers die Änderung der Umgebungstemperatur wiedergibt

1. bei einer der Zeit proportionalen Änderung der Umgebungstemperatur als dem häufigsten Fall von Anheiz- und Abkühlvorgängen,
2. bei periodischen Temperaturänderungen der Umgebungstemperatur.

Die Größe des Unterschiedes zwischen angezeigter und wahrer Temperatur hängt hierbei außer von der Größe der zeitlichen bzw. periodischen Temperaturänderung von der Anzeigetragheit des Thermometers ab. Es ist deshalb wünschenswert, aus der Anzeigeverzögerungseigenschaft eines Thermometers und aus der Art der vorkommenden Temperaturänderungen unmittelbar den tatsächlichen Meßfehler angeben zu können. Die Anzeigetragheit selbst wird meist als Halbwertzeit angegeben. Diese ist die Zeit, die vergeht, bis das Thermometer den halben Wert einer einmaligen, plötzlichen Temperaturänderung anzeigt.

Für solche Temperaturänderungen, die entweder einmalig plötzlich oder proportional der Zeit bzw. periodisch verlaufen, gelten die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten für zeitlich veränderliche Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle. Aus diesen müssen sich deshalb auch die Beziehungen ableiten lassen, die zwischen der Anzeigetragheit und dem Temperaturanzeigefehler des Thermometers bei zeitlich linearen oder periodischen Temperaturänderungen der Umgebung bestehen.

Zur Berechnung der Anzeigeverzögerung von Thermometern wurden in einer früheren Veröffentlichung [1] (im folgenden als Teil I bezeichnet) Kurventafeln gebracht, die aus den von H. Gröber abgeleiteten Beziehungen für den Temperaturverlauf in Platten, Zylindern und Kugeln bei einer plötzlichen einmaligen Temperaturänderung der Umgebung gefolgert waren. Es konnte gezeigt werden, daß für platten-, kugel- und zylinderförmige Thermometer die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten. Für diese kann die Anzeigeverzögerung bei Kenntnis der Stoffwerte (spezifische Wärme, Dichte, Wärmeleitfähigkeit), des Thermometerhalbmessers sowie der Wärmeübergangszahl aus Kurventafeln, die diese Werte explizite enthalten, unmittelbar bestimmt werden. Sind diese Daten nicht bekannt, so kann man die Anzeigeverzögerung dadurch ermitteln, daß man zunächst die Halbwertzeiten bei 2 verschiedenen Wärmeübergangszahlen mißt und daraus eine dem Thermometer zuzuordnende Wärmeleitfähigkeitskennzahl in den angegebenen Tafeln festlegt. Als dann ist die Anzeigetragheit dieses Thermometers für beliebige Wärmeübergangszahlen aus dieser Kennlinie in dem Kurvenblatt ablesbar.

Für den Temperaturverlauf im Innern von Körpern bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle liegt für den Fall linearer Änderung der Temperatur mit der Zeit eine Arbeit von E. D. Williamson und L. H. Adams [2] vor, in der eine lineare Änderung der Oberflächentemperatur des Körpers mit der Zeit zugrunde gelegt ist. Diese Beziehungen sind für die Bestimmungen des Anzeigeunterschiedes bei Änderung der Umgebungstemperatur eines Thermometers nicht brauchbar. Dagegen hat H. Gröber [3] für periodische Temperaturänderungen von Zylindern eine mathematische Lösung gegeben, nach der bei harmonischen Schwingungen sowohl der zu jeder Zeit vorhandene Temperaturunterschied der Körperoberfläche gegenüber der Umgebungstemperatur als auch der Temperaturverlauf im Innern des Körpers bestimmt werden kann.

Im folgenden sollen deshalb zunächst die Einflüsse periodischer Temperaturänderungen der Umgebungstemperatur auf die Anzeige von Thermometern verschiedener Anzeigetragheit behandelt werden. Es wird dann eine Ableitung zur Berechnung des Temperaturfeldes eines Zylinders bei einer der Zeit proportionalen Änderung der Umgebungstemperatur für Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle gegeben. Hieraus läßt sich die Abweichung der Anzeige eines Thermometers mit beliebiger Anzeigetragheit von der Umgebungstemperatur bei einer der Zeit proportionalen Änderung derselben ermitteln.

Die Berechnungen werden nur für zylinderförmige Körper durchgeführt. Aus den Darlegungen in Teil I folgt aber, daß die abgeleiteten Beziehungen auch für platten- und kugelförmige Thermometer gelten. Die gegebenen Kurven sind deshalb praktisch für alle technisch gebräuchlichen Thermometer anwendbar.

Die Anzeigeverzögerung von Thermometern bei periodischen Temperaturänderungen.

Führt die Umgebungstemperatur eines Körpers eine harmonische Schwingung aus, so weist auch die Temperatur des Körpers an beliebiger Stelle eine Schwingung gleicher Periodendauer auf. Die beiden Schwingungen unterscheiden sich jedoch dadurch, daß die Temperatur des Körpers an der betrachteten Stelle um einen gewissen Betrag ε der Umgebungstemperatur nachhinken und daß außerdem die größte Temperatur des Körpers kleiner als die größte Temperatur der Umgebung sein kann. Hierfür gilt gemäß Bild 1 die Beziehung

$$\Theta_M = \eta \cdot \vartheta_M. \tag{1}$$

Die Größe der Phasenverschiebung ε und des Verkleinerungsfaktors η ist außer von den Stoffwerten λ , ρ und c des Thermometers sowie von der Wärmeübergangszahl α abhängig von dem Halbmesser X , dem Meßpunkt x innerhalb des Körpers und von der Dauer einer Periode t_0 .

Für eine harmonische Temperaturänderung der Umgebung gemäß

$$\vartheta = \vartheta_M \cdot \cos\left(2\pi \frac{t}{t_0}\right) \tag{2}$$

ist nach H. Gröber [3] der Temperaturverlauf in einem Zylinder durch die Gleichung gegeben

$$\Theta = \vartheta_M \frac{\sqrt{f_r^2(qx) + f_i^2(qx)}}{\sqrt{\varphi_r^2 + \varphi_i^2}} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t}{t_0} - \arctg \frac{\varphi_r f_r(qx) - \varphi_r f_i(qx)}{\varphi_r f_r(qx) + \varphi_r f_i(qx)}\right); \tag{3}$$

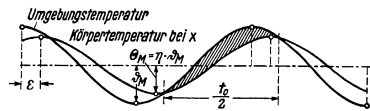


Bild 1. Zeitlicher Verlauf der Umgebungstemperatur und der Körpertemperatur am Meßpunkt x (harmonische Schwingung).

$\varphi_i, \varphi_r, f_r(qx)$ und $f_i(qx)$ sind Funktionen (Besselsche Funktionen nullter Ordnung erster Art mit komplex-imaginärem Argument), die sich aus der Ableitung der Formel ergeben. Sie enthalten die das Temperaturfeld bestimmenden Größen λ, ρ, c, x, X und α . Ferner ergibt sich aus der Ableitung q zu:

$$q = \sqrt{\frac{2\pi}{a t_0}}$$

Für die vorliegende Aufgabe ist nur das Verhältnis η der größten Ausschläge der Temperaturschwankungen vom Zylinder zur Umgebung zu bestimmen, die von ihren Mittelwerten aus gemessen werden. Dazu ist offenbar die Kenntnis der Phasenverschiebung ε nicht erforderlich. Aus Gl. (3) erhält man dann für den größten Ausschlag der Oberflächentemperatur eines Körpers die Beziehung

$$\Theta_{0M} = \vartheta_M \cdot \frac{\sqrt{f_r^2(qX) + f_i^2(qX)}}{\sqrt{\varphi_r^2 + \varphi_i^2}} = \vartheta_M \cdot \eta_0 \tag{4}$$

und für die seiner Achsentemperatur die Beziehung

$$\Theta_{aM} = \vartheta_M \cdot \frac{1}{\sqrt{\varphi_r^2 + \varphi_i^2}} = \vartheta_M \cdot \eta_a \tag{5}$$

H. Gröber hat gezeigt, daß die in den Gl. (4) und (5) vorkommenden Funktionswerte von 2 Kenngrößen $h^2 a t_0$ und $\frac{a t_0}{X^2}$

abhängen, so daß der Verkleinerungsfaktor η_0 für die Oberflächentemperatur und η_a für die Mitten-temperatur eines Zylinders, gemessen von ihren Mittelwerten aus, in einem Kurvenblatt mit der Kenngröße $\frac{a t_0}{X^2}$ als Abszisse und der Kenngröße $h^2 a t_0$ als Parameter dargestellt werden kann (Bild 2).

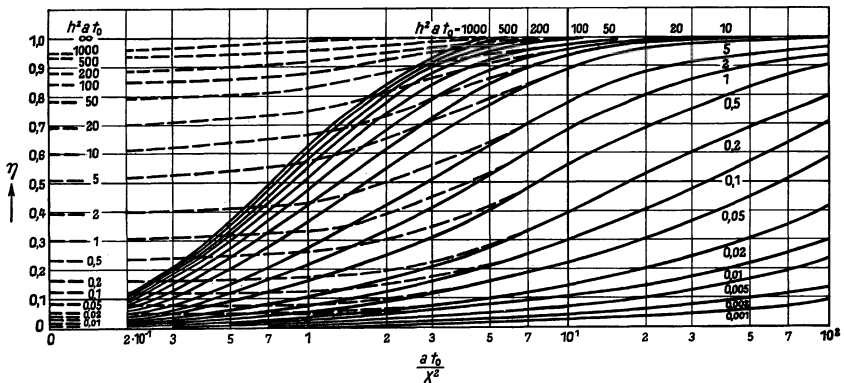


Bild 2. Verkleinerungsfaktoren η_0 und η_a bei periodischen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von den Kenngrößen $\frac{a t_0}{X^2}$ und $h^2 a t_0$, (η_0 ----, η_a ———).

Auf Grund der in Teil I angeführten Betrachtungen über die Anzeigeverzögerung von Thermometern können folgende Aussagen gemacht werden:

Bei fast allen Thermometern werden die spezifischen Einflüsse sämtlicher Stoffwerte richtig erfaßt, wenn man durchschnittlich bei einem charakteristischen Längen-

verhältnis $x/X = 1/4$ rechnet. Der Temperaturverlauf bei diesem Wert unterscheidet sich nur wenig von dem Temperaturverlauf bei $x/X = 0$ in der Achse. Dagegen ist der Temperaturverlauf an der Oberfläche hiervon sehr verschieden. Infolgedessen muß man für die Bestimmung der Anzeige des Thermometers gegenüber der wahren Umgebungstemperatur bei periodischen Temperaturschwankungen den Verkleinerungsfaktor η_a , also das Verhältnis der Temperaturschwankungen der Achse gegenüber denen der Umgebung, zugrunde legen, um die spezifischen Einflüsse der verschiedenartigen Stoffwerte richtig zu erfassen. Den Verkleinerungsfaktor η_0 für die Oberfläche darf man nur für solche Thermometer benutzen, bei denen das temperaturempfindliche Meßorgan unmittelbar ohne Isolierschichten an der Oberfläche liegt. Nur in diesem Ausnahmefalle würde sich der von E. Ernst [4] angegebene ungünstige Einfluß steigender Wärmeleitfähigkeit auf die Anzeigetragheit bemerkbar machen. Für normale Thermometer, wie sie auch von E. Ernst untersucht sind, ergibt sich gemäß Teil I, Bild 5 und 6 bei höheren Wärmeleitfähigkeiten keine Änderung, mit kleineren Wärmeleitfähigkeiten aber eine zunehmende Vergrößerung der Anzeigetragheit. Der gleiche Einfluß muß sich auch bei periodischen Schwankungen

zeigen, wie aus Bild 3 hervorgeht, in dem für eine bestimmte Periodendauer t_0 der Einfluß der Wärmeleitfähigkeit λ in Abhängigkeit von der Wärmeübergangszahl α und dem Verkleinerungsfaktor η_a zu erkennen ist. Somit ergibt sich der zu erwartende gleichartige Einfluß der Stoffwerte bei einmaligen plötzlichen und bei periodischen Temperaturänderungen auch aus den Formeln für die entsprechenden Temperaturfelder. Infolgedessen müssen auch hinsichtlich des Einflusses der spezifischen Wärme c , der Dichte ρ , des Thermometerhalbmessers X sowie der Wärmeübergangszahl α für alle Arten der Temperaturänderungen die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten. Daß nur für Oberflächentemperaturen der Dämpfungsgrad η mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit kleiner werden kann, erkennt man auch aus Bild 4, Teil I. Solange die $1/2$ - bzw. $9/10$ -Wertzeiten in Abhängigkeit von at/X^2 und hX geradlinig verlaufen, ist die Wärmeleitfähigkeit des Thermometers bedeutungslos für die Anzeigetragheit und Dämpfung. Bei den konkav gegen die hX -Achse verlaufenden Kurventeilen ($x/X > 3/4$), also bei Thermometern, deren temperaturempfindliches Organ praktisch nur an der Oberfläche wirksam ist, wird die Anzeigetragheit mit steigender Wärmeleitfähigkeit größer, bei den konvex gegen die hX -Achse verlaufenden Kurventeilen dagegen kleiner. Aus den Ableitungen für einmalige plötzliche wie auch für periodische Temperaturänderungen geht aber auch hervor, daß bei kleinen Wärmeübergangszahlen eine Änderung des Produktes von Dichte und spezifischer Wärme die Anzeigetragheit bzw. Dämpfung stärker beeinflusst als eine Änderung der Wärmeleitfähigkeit.

Für die meisten Thermometer sind die einzelnen Stoffwerte im allgemeinen nicht berechenbar. Infolgedessen ist das Schaubild nach Bild 2 nur begrenzt brauchbar. Die Einflüsse der die Anzeigeverzögerung bestimmenden Stoffwerte λ , ρ , c sowie von X und α wirken sich nach den obigen Betrachtungen bei plötzlichen einmaligen

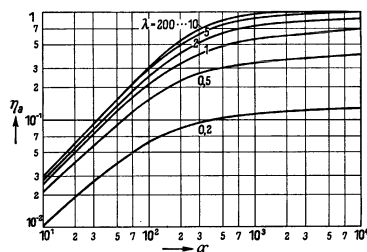


Bild 3. Verkleinerungsfaktor η_a bei periodischen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von α und λ für $t_0 = 0,1$ h.

Temperaturänderungen nun in ähnlicher Weise aus wie bei periodischen oder der Zeit proportionalen Temperaturänderungen der Umgebung. Man muß deshalb aus den von H. Gröber ermittelten Kurven für den Verkleinerungsfaktor η_a in Abhängigkeit von at_0/X^2 und h^2at_0 und den Kurven, die für die Halbwertzeiten H zur Bestimmung der Anzeigeverzögerung in Abhängigkeit von α und λ in Teil I, Bild 5 und 7 angegeben sind, eine Beziehung zwischen der bestimmbaren Anzeigeverzögerung H eines Thermometers und dem Dämpfungsfaktor η_a aufstellen können. Dabei muß die Dauer der Periode t_0 als Parameter auftreten.

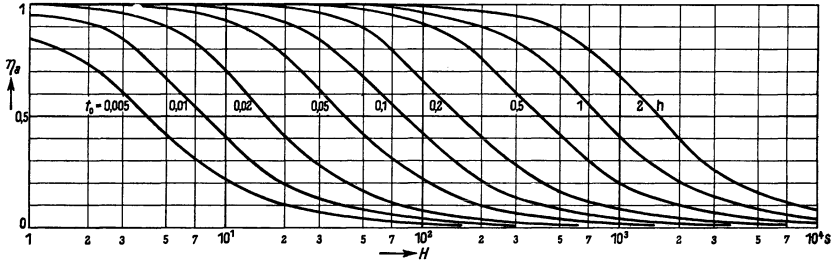


Bild 4. Verkleinerungsfaktor η_a bei periodischen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von der Halbwertzeit H mit der Periodendauer t_0 als Parameter.

Diese Beziehung wird in Bild 4 für die Dauer der Periode t_0 von $0,005 \dots 2$ h wiedergegeben. Da die Anzeigeverzögerung eines Thermometers bei großen hX -Werten nicht streng der Exponentialfunktion folgt, ergeben sich bei der Bestimmung des Verkleinerungsfaktors aus der Halbwertzeit bei verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten der Thermometer nicht völlig gleiche Verkleinerungsfaktoren. Die Differenzen sind gemäß Bild 5 nicht größer als höchstens $\pm 10\%$ des Wertes $(1 - \eta_a)$.

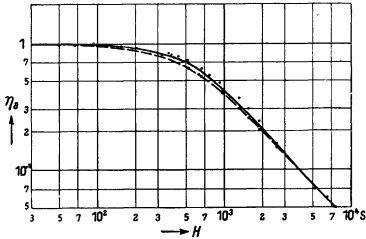


Bild 5. Verkleinerungsfaktor η_a bei periodischen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von der Halbwertzeit H für $t_0 = 1$ h. Die Punkte sind für Leitfähigkeiten von $\lambda = 0,05 \dots 100$ berechnete Werte, die gestrichelte Linie ist die Grenzcurve für große Wärmeleitfähigkeiten, die ausgezogene Linie ist die Mittelcurve.

Die Kurven gemäß Bild 4 geben deshalb den Anzeigeunterschied des Thermometers gegenüber der Umgebungstemperatur, gemessen von ihrem Mittelwert aus, mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ bei bekannter Periodendauer t_0 wieder.

Die Berechnung des Verkleinerungsfaktors bei periodischen Temperaturänderungen ist nur für cosinusförmige Schwankungen vorgenommen worden. Praktisch können natürlich auch andere periodische Änderungen, z. B. eine unstetige Linie oder eine Zickzacklinie, vorkommen, für die das Gesetz der harmonischen Schwingung nicht mehr gilt. Für die Bestimmung der zugehörigen Oberflächentemperatur bei derartigem Verlauf der Umgebungstemperatur hat H. Gröber [3] ebenfalls Rechnungen angestellt.

Aus diesen geht hervor, daß im allgemeinen die Höchsttemperatur bei gleichen Kennwerten nicht sehr verschieden von der Höchsttemperatur bei harmonischer Schwingung ist. Infolgedessen genügen für die

Beurteilung periodischer Schwingungen beliebiger Form im allgemeinen auch die in Bild 4 angegebenen Kurven.

Auf Grund der Kurven Bild 4 ist es möglich, beispielsweise bei einem Regelvorgang aus der gemessenen Anzeige des Thermometers, der Regelperiode sowie der bekannten Halbwertzeit die tatsächlich auftretenden größten Schwankungen der Umgebungstemperatur, z. B. von Heizgasen, zu ermitteln. Umgekehrt kann man die Halbwertzeit eines Thermometers aus der auftretenden Periodendauer und dem Verhältnis der angezeigten größten Temperaturschwankung zur größten Temperaturänderung der Umgebung bestimmen. Letztere mißt man dazu mit einem genügend trägheitslosen Thermometer. Die Kurven ergeben weiter die Möglichkeit, bei bekannter Periodendauer des Vorganges die Auswahl des Thermometers so zu treffen, daß die wahre Temperatur von dem Thermometer auch praktisch angezeigt wird. Oft kann jedoch ein Thermometer mit einer ausreichend kurzen Einstellzeit nicht benutzt werden, wenn z. B. bei starken Belastungsansprüchen nur ein Thermometer mit großem Schutzrohrdurchmesser verwendet werden kann. Dann muß man die tatsächlich auftretenden Temperaturschwankungen aus den gegebenen Kurven ermitteln bzw. die Regelung auf Grund der gemessenen Temperaturwerte unter Berücksichtigung des Verkleinerungsfaktors so einstellen, daß die höchst zulässige Temperatur nicht überschritten wird.

Berechnung des Temperaturverlaufs in einem Zylinder bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle für eine der Zeit proportionale Änderung der Umgebungstemperatur.

Für die Berechnung des Temperaturverlaufs bei linearer Änderung der Umgebungstemperatur mit der Zeit läßt sich die von H. Gröber zur Berechnung des Temperaturverlaufs in Zylindern bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle und für periodische Temperaturänderungen angegebene Formel unter bestimmten Voraussetzungen verwenden.

1. Zunächst nimmt man an, daß die Temperaturänderung vom Mittelwert aus beginne und nach einer Cosinuskurve verlaufe. Die Anfangstemperatur der Umgebung wird also gleich der Mitteltemperatur einer harmonischen Schwingung gesetzt.

2. Man muß dann die Dauer der Periode t_0 so groß gegenüber der maximal möglichen Anheiz- oder Abkühlzeit t'_M machen, daß man während der Erhitzungsdauer von Beginn bis zur maximal möglichen Erhitzungszeit t'_M sich innerhalb des geradlinigen ansteigenden Teils der Cosinuskurve bewegt (Bild 1).

3. Außerdem muß die Bedingung erfüllt sein, daß die Periodendauer t_0 gegenüber der Anzeigetragheit des Thermometers so groß ist, daß die beim Durchlaufen einer Periode auftretenden Höchsttemperaturen der Umgebungstemperatur und der Körpertemperatur gleich sind, d. h. es muß der Verkleinerungsfaktor für die Schwingungen $\eta = 1$ sein. In diesem Falle tritt zwischen der zeitlichen Temperaturänderung der Umgebung und der des Körpers nur eine Phasenverschiebung ε auf, die durch die Stoffwerte des Körpers ϱ , c , λ , seine Abmessung X und die Wärmeübergangszahl α bedingt ist. Solange man in geradlinigen Teilen der Cosinuskurven arbeitet, laufen die beiden Kurven für die Umgebungstemperatur und die Körpertemperatur auch parallel zueinander. Die Phasenverschiebung ε ist gleichzeitig ein Maß für die Zeit, nach der der Körper an der Meßstelle x nach Beginn der Temperaturerhöhung seine

Temperatur zu ändern anfängt. Die Amplitude der Schwingung kann gleichzeitig ein Maß für den zeitlichen Temperaturgradienten sein.

Für eine der Zeit proportionale Änderung der Umgebungstemperatur ist

$$\vartheta = b \cdot t'. \quad (6)$$

Die längstmögliche Anheizdauer t'_M soll sein

$$t'_M = \frac{t_0}{d}, \quad (7)$$

wobei d eine wählbare Zahl solcher Größe ist, daß voraussetzungsmäßig $t_0 > t'_M$ wird. Die Höchsttemperatur ϑ_H ist demnach

$$\vartheta_H = b \cdot t'_M = b \cdot \frac{t_0}{d}. \quad (8)$$

Da die Erhitzung zur Zeit $t' = 0$ beginnen soll, ist in der Cosinusbeziehung gemäß Gl. (2) eine Phasenverschiebung von $-\frac{\pi}{2}$ bzw. $-\frac{t_0}{4}$ zu berücksichtigen. Es ist deshalb in (2) statt t einzusetzen $-\frac{t_0}{4} + t'$, so daß sich für den Temperaturverlauf der Umgebung ergibt:

$$\vartheta = \vartheta_M \cdot \cos 2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + t'}{t_0}. \quad (9)$$

Für die maximal zulässige Erhitzungszeit t'_M ist demnach die Höchsttemperatur

$$\vartheta_H = \vartheta_M \cdot \cos 2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + t'_M}{t_0},$$

oder nach (7)

$$\vartheta_H = \vartheta_M \cdot \cos 2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + \frac{t_0}{d}}{t_0}. \quad (10)$$

Aus (8) und (10) folgt nach Umformungen:

$$\vartheta_M = \frac{b \cdot t_0}{d \cdot \cos \pi \cdot \frac{4-d}{2d}}. \quad (11)$$

Setzt man diesen Wert in die Gl. (3) unter Beachtung von (9) ein, so erhält man für die Oberflächentemperatur des Zylinders den zeitlichen Temperaturverlauf, indem man $x = X$ macht und gemäß weiterer Voraussetzung den Wert von η_0 [siehe (4)] = 1 setzt

$$\Theta_0 = \frac{b \cdot t_0}{d \cdot \cos \pi \frac{4-d}{2d}} \cdot \cos \left(2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + t'}{t_0} - \arctg \frac{\varphi_i f_i(qX) - \varphi_r f_i(qX)}{\varphi_r f_i(qX) + \varphi_i f_i(qX)} \right). \quad (12)$$

In ähnlicher Weise erhält man für die Achsentemperatur

$$\Theta_a = \frac{b \cdot t_0}{d \cdot \cos \pi \frac{4-d}{2d}} \cdot \cos \left(2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + t'}{t_0} - \arctg \frac{\varphi_i}{\varphi_r} \right). \quad (13)$$

Im folgenden soll nur die Berechnung für die Achsentemperatur des Zylinders weitergeführt werden, da diese nach den Ausführungen in Teil I für die Beurteilung des Anzeigeverzögerungseinflusses praktisch allein von Bedeutung ist. Man kann nach gleichen Gesichtspunkten aber auch den Verlauf der Oberflächentemperatur bestimmen.

Setzt man

$$\frac{t_0}{d \cdot \cos \pi \frac{4-d}{2d}} = A, \quad (14)$$

sowie

$$\operatorname{arctg} \frac{\varphi_i}{\varphi_r} = \varepsilon_a, \quad (15)$$

und beachtet man, daß $\cos(+\alpha) = \cos(-\alpha)$ ist, so erhält man aus (13)

$$\Theta_a = b \cdot A \cdot \cos \left[\frac{\pi}{2} - \left(2\pi \frac{t'}{t_0} - \varepsilon_a \right) \right]. \quad (16)$$

Da $\cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = \sin \alpha$ ist, wird

$$\Theta_a = b \cdot A \cdot \sin \left(2\pi \frac{t'}{t_0} - \varepsilon_a \right). \quad (17)$$

Voraussetzungsgemäß soll die Periodendauer groß gegenüber der Erhitzungsdauer sein. Infolgedessen kann man $\sin \alpha = \alpha$ setzen. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \Theta_a &= b \cdot A \cdot \left(2\pi \frac{t'}{t_0} - \varepsilon_a \right); \\ \Theta_a &= b \cdot A \cdot 2\pi \frac{t'}{t_0} - b \cdot A \cdot \varepsilon_a. \end{aligned} \quad (18)$$

Führt man in das erste Glied der rechten Seite wieder umgekehrt den Sinus bzw. Cosinus ein, so erhält man

$$\Theta_a = b \cdot A \cdot \cos 2\pi \frac{-\frac{t_0}{4} + t}{t_0} - b \cdot A \cdot \varepsilon_a, \quad (19)$$

oder mit (14), (11) und (9)

$$\Theta_a = \vartheta - b \cdot A \cdot \varepsilon_a \quad (20)$$

und

$$\vartheta - \Theta_a = b \cdot A \cdot \varepsilon_a. \quad (21)$$

Da A nach Gl. (14) bei einmalig festgelegter Periodendauer t_0 und maximaler Anheizzeit t'_M [vgl. Gl. (7)] eine Konstante ist, besagt diese Gleichung, daß der Temperaturunterschied zwischen Umgebungstemperatur und Achsentemperatur außer von dem Temperaturgradienten b [nach Gl. (6)] nur noch von der Phasenverschiebung ε_a abhängt.

Unter Beachtung von (6) ergibt sich der relative Temperaturunterschied bzw. Temperaturfehler f zu

$$f = \frac{\vartheta - \Theta_a}{\vartheta} = \frac{A \cdot \varepsilon_a}{t'}, \quad (22)$$

und

$$f \cdot t' = A \cdot \varepsilon_a, \quad (23)$$

oder der Verkleinerungsfaktor für den zeitlichen Temperaturverlauf η_a zu

$$\eta_a = \frac{\Theta_a}{\vartheta} = 1 - \frac{A \cdot \varepsilon_a}{t'}. \quad (24)$$

Die Größe ε_a ist nach H. Gröber [3] eine Funktion der Kenngrößen ($h^2 a t_0$) und $a t_0 / X^2$. Da für die Berechnung eine konstante Periodendauer t_0 und eine feste maximale Anheizzeit t'_M benutzt wird, für deren Größen nur die angeführten Voraussetzungen erfüllt sein müssen, ist A eine Konstante, und die Größe $A \cdot \varepsilon_a$ als Maß für das Produkt aus relativem Temperaturfehler f und Anheizdauer t' hängt nur von den Kenngrößen

$$h^2 a \quad \text{und} \quad \frac{a}{X^2}$$

ab.

Diese Funktion ist in Zahlentafel 1 und Bild 6 wiedergegeben. Für die Berechnung der Funktion ist eine Periodendauer von $t_0 = 100$ gewählt worden. Macht man $d = 24$, also die maximale Erhitzungsdauer

$$t'_M = \frac{t_0}{24},$$

so ergibt sich hierfür ein Wert von 4,17 h. Dabei ist die maximale Abweichung der Sinuskurve von einer Geraden 1,2%. Außerdem ist dabei innerhalb des praktisch vorkommenden Bereiches von

$$h^2 a = 0,01 \cdots 10000$$

und

$$\frac{a}{X^2} = 0,2 \cdots 1000$$

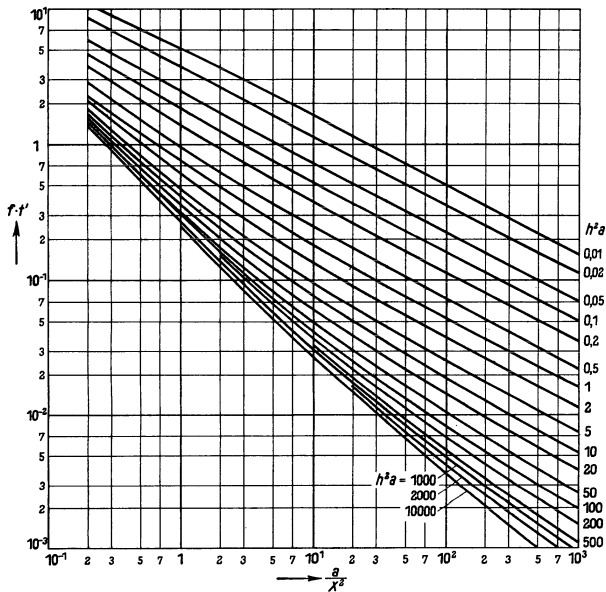


Bild 6. Produkt aus relativem Temperaturfehler und Erwärmungsfehler $f \cdot f'$ bei der Zeit proportionalen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von den Kenngrößen $\frac{a}{X^2}$ und $h^2 a$.

die Bedingung erfüllt, daß der Verkleinerungsfaktor für die Schwingungen η_a , also das Verhältnis der Schwankungen der angezeigten Temperatur zur Umgebungstemperatur im Scheitelpunkt der Cosinuskurve = 1 ist. Infolgedessen sind die Bedingungen für die Benutzung der Formel von H. Gröber zur Bestimmung des Temperaturverlaufs bei der Zeit proportionalen Änderungen der Umgebungstemperatur mit einer Abweichung von höchstens 1,2% erfüllt.

Bild 6 bzw. Zahlentafel 1 enthält demnach das vollständige Temperaturbild zur Bestimmung der Achsentemperatur eines Zylinders für zeitlich veränderliche Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequelle bei einer der Zeit proportionalen Änderung der Umgebungstemperatur. Aus ihr läßt sich bei bekannten Stoffwerten c, ρ, λ sowie

von X und α die Abweichung der Achsentemperatur von der Umgebungstemperatur bei gegebener Erhitzungsdauer und gegebenem Temperaturgradienten der Umgebungstemperatur bestimmen.

Zahlentafel 1. Produkt aus relativem Temperaturfehler und Erwärmungsdauer $f \cdot t'$, abhängig von den Kenngrößen a/X^2 und $h^2 a$.

$h^2 a$	a/X^2											
	0,2	0,5	1	2	5	10	20	50	100	200	500	1000
0,01	10,82	7,20	5,14	3,63	2,30	1,61	1,14	0,722	0,514	0,347	0,227	0,156
0,02	8,56	5,38	3,77	2,63	1,65	1,15	0,819	0,512	0,361	0,251	0,161	0,113
0,05	6,12	3,42	2,50	1,72	1,06	0,738	0,520	0,319	0,230	0,158	0,102	0,0717
0,1	4,61	2,75	1,82	1,25	0,766	0,530	0,372	0,233	0,161	0,112	0,0741	0,0509
0,2	3,78	2,10	1,38	0,924	0,556	0,382	0,267	0,166	0,116	0,0795	0,515	0,0361
0,5	2,89	1,52	0,966	0,631	0,363	0,251	0,175	0,108	0,0747	0,0509	0,0328	0,0230
1	2,24	1,23	0,756	0,483	0,278	0,185	0,128	0,0780	0,0537	0,0368	0,0235	0,0163
2	2,10	1,01	0,608	0,378	0,211	0,138	0,0800	0,0570	0,0389	0,0264	0,0167	0,0117
5	1,81	0,830	0,478	0,286	0,152	0,0971	0,0650	0,0377	0,0259	0,0175	0,0109	0,00750
10	1,66	0,737	0,407	0,239	0,123	0,0762	0,0503	0,0291	0,0192	0,0127	0,00796	0,00520
20	1,55	0,671	0,363	0,206	0,102	0,0615	0,0397	0,0225	0,0146	0,00970	0,00587	0,00394
50	1,46	0,612	0,324	0,176	0,084	0,0483	0,0311	0,0165	0,0104	0,00675	0,00401	0,00266
100	1,42	0,583	0,301	0,161	0,074	0,0416	0,0258	0,0136	0,00827	0,00519	0,00309	0,00200
200	1,38	0,560	0,288	0,151	0,068	0,0370	0,0225	0,0115	0,00679	0,00418	0,00240	0,00153
500	1,35	0,542	0,274	0,142	0,062	0,0329	0,0195	0,0096	0,00549	0,00329	0,00182	0,00105
1000	1,34	0,533	0,266	0,137	0,059	0,0305	0,0180	0,0081	0,00483	0,00291	0,00153	0,00089
2000	1,33	0,526	0,262	0,134	0,057	0,0293	0,0170	0,0075	0,00435	0,00251	0,00130	0,00072
5000	—	0,524	0,258	0,131	0,055	0,0280	0,0161	0,0074	0,00393	0,00230	—	—
10000	—	—	0,256	0,129	0,054	0,0273	0,0156	—	—	—	—	—

Es soll noch bemerkt werden, daß die angegebene Methode auch den Temperaturverlauf in Zylindern für andere als der Zeit proportionale Temperaturänderungen zu bestimmen gestattet. Man wählt dann von der Cosinuskurve (Bild 1) einen solchen Abschnitt aus, der der gewünschten Temperaturänderung mit der Zeit gerade entspricht und führt die Rechnung entsprechend durch.

Die Anzeigeverzögerung von Thermometern bei proportional der Zeit verlaufenden Temperaturänderungen.

In ähnlicher Weise wie bei den periodischen Temperaturänderungen läßt sich auch bei zeitlich linear verlaufenden Temperaturänderungen eine Beziehung zwischen der nach Teil I bestimmbaren Anzeigeverzögerung H und dem Dämpfungsgrad η_a aufstellen, der das Verhältnis der vom Thermometer angezeigten Temperatur θ_a zur Umgebungstemperatur ϑ nach (24) angibt. Die Temperaturen sind dabei von ihren Anfangswerten aus zu messen. Wertet man die Kurven des Bildes 6 unter Benutzung des Bildes 5 aus Teil I entsprechend aus, so erhält man die Abhängigkeit zwischen dem Produkt aus relativem Temperaturfehler und Erhitzungszeit $f \cdot t'$ und der Halbwertzeit H eines Thermometers gemäß Bild 7. Auch in diesem Falle wird als ausreichendes Kennzeichen für die Eigenschaft eines Thermometers die Halbwertzeit H benutzt. Da die Anzeigeänderung bei großen hX -Werten nicht genau einer Exponentialfunktion folgt, müssen sich auch hier Streuungen bei verschiedenen Wärmeleitfähigkeiten ergeben. Diese betragen ähnlich wie bei den periodischen Temperaturänderungen ebenfalls höchstens $\pm 10\%$ des Temperaturfehlers f (Bild 6).

Das Produkt aus relativem Anzeigefehler und der Erhitzungszeit $f \cdot t'$ kann man angenähert nach Angabe von H. Grüss¹⁾ auch aus dem Exponentialgesetz für die angezeigte Übertemperatur Θ_M eines Thermometers zur Zeit t berechnen, wenn das Thermometer plötzlich von einer Übertemperatur Θ_c auf die zu messende Temperatur $\Theta = 0$ gebracht wird. Es ist nach Teil I (1)

$$\Theta_M = \Theta_c \cdot e^{-\frac{t}{p}}. \quad (25)$$

Da definitionsgemäß $\vartheta = \Theta_c$ und $\Theta_M = -(\vartheta - \Theta_a)$ ist, so ist

$$\vartheta - \Theta_a = -\vartheta \cdot e^{-\frac{t}{p}}. \quad (26)$$

Die Zeitkonstante p steht mit der Halbwertzeit H in der Beziehung

$$H = 0,693 p. \quad (27)$$

Während des Erhitzungsvorganges hinkt gemäß den obigen Ausführungen die vom Thermometer angezeigte Temperatur der Temperatur der Umgebung um einen

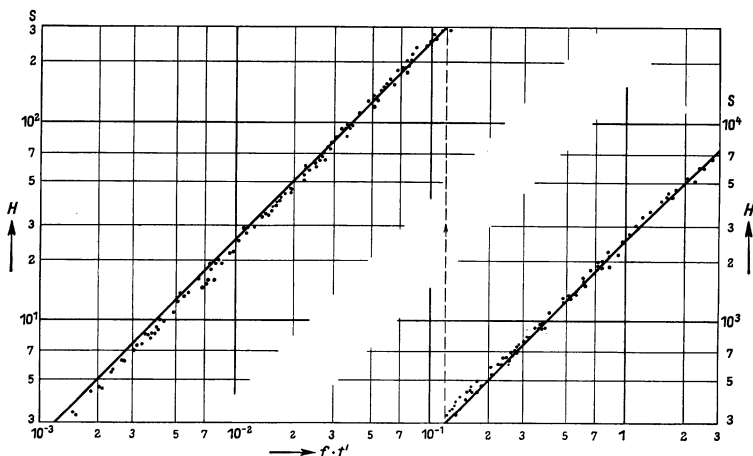


Bild 7. Produkt aus relativem Temperaturfehler und Erwärmungsfehler $f \cdot t'$ bei der Zeit proportionalen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von der Halbwertzeit H . Die einzelnen Punkte sind für Leitfähigkeiten von $\lambda = 0,05$ bis 100 bei Erwärmungsdauern t' von $0,005 \dots 5$ h errechnete Werte, die ausgezogene Linie ergibt sich bei Berechnung nach einer reinen Exponentialfunktion.

bestimmten Wert ε nach. Nach Unterbrechung der der Zeit proportionalen Aufheizung der Umgebung muß der Temperaturunterschied zwischen der Umgebung und dem Thermometer nach einer Exponentialfunktion mit der Zeit abnehmen. Zu dieser Zeit, z. B. beim Abschalten einer Heizung, muß der Differentialquotient der Exponentialfunktion (26) gleich dem Temperaturgradienten der sich proportional der Zeit ändernden Umgebungstemperatur $b = \vartheta/t'$ (6) sein, also

$$\frac{d(\vartheta - \Theta_a)}{dt} = \frac{1}{p} \cdot \vartheta \cdot e^{-\frac{t}{p}} = \frac{\vartheta}{t'}, \quad (28)$$

oder

$$e^{-\frac{t}{p}} = \frac{p}{t'}.$$

¹⁾ Nach einem für das Wernerwerk M im Jahre 1931 verfaßten Bericht.

Durch Logarithmieren ergibt sich

$$-\frac{t}{p} = \ln p - \ln t'.$$

Setzt man diesen Wert in die Gl. (26) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \vartheta - \Theta_a &= -\vartheta e^{-(\ln t' - \ln p)} = -\vartheta \cdot e^{-\ln \frac{t'}{p}}; \\ \ln(\vartheta - \Theta_a) &= -\left(\ln \vartheta - \ln \frac{t'}{p}\right); \\ \vartheta - \Theta_a &= -\frac{\vartheta \cdot p}{t'}. \end{aligned}$$

Der relative Temperaturfehler wird also mit (27)

$$f = \frac{\vartheta - \Theta_a}{\vartheta} = -\frac{H}{0,693 t'}. \quad (29)$$

Die sich aus dieser Gleichung ergebende Beziehung zwischen H und $f \cdot t'$ ist in Bild 7 als ausgezogene Linie gezeichnet. Man ersieht daraus, daß die Werte, die sich aus den Gesetzen für die Wärmeübertragung (22) berechnen lassen, mit den aus dem Exponentialgesetz der Anzeigeverzögerung sich ergebenden Kurven innerhalb der zu erwartenden Grenzen zusammenfallen.

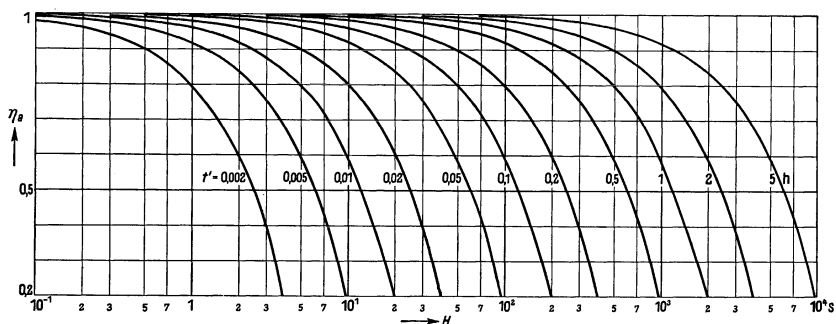


Bild 8. Verkleinerungsfaktor η_a bei der Zeit proportionalen Temperaturänderungen in Abhängigkeit von der Halbwertzeit H mit der Erwärmungsdauer t' als Parameter.

Um eine einfache Auswertung dieser Kurven zu geben, ist in Bild 8 der Verkleinerungsfaktor η_a als das Verhältnis der Anzeige des Thermometers gegenüber der wahren Temperatur der Umgebung (24) in Abhängigkeit von der Halbwertzeit H eines Thermometers mit der Erhitzungszeit t' als Parameter aufgetragen. Die Temperaturen sind dabei von ihren Anfangswerten aus zu messen.

Aus diesen Kurven läßt sich bei bekannter Halbwertzeit der Dämpfungseinfluß zu einer beliebigen Zeit ermitteln. Umgekehrt kann man auch hier wieder aus der experimentell ermittelten Dämpfung durch Vergleich des zu untersuchenden Thermometers mit einem praktisch dämpfungsfreien Thermometer die Halbwertzeit bestimmen. Die Genauigkeit von $\pm 10\%$ des Temperaturfehlers ist auch für derartige linear mit der Zeit sich verändernde Vorgänge ausreichend. Auf Grund der Kurven kann weiter im voraus angegeben werden, welche Halbwertzeiten das Thermometer haben muß, damit bei der vorkommenden Erhitzungsdauer der Dämpfungswert η_a möglichst gleich 1 ist. Andernfalls kann entsprechend der ermittelten Dämpfung der wirklich erreichte Temperaturwert aus der Anzeige bestimmt werden. Bei

solchen Vorgängen, bei denen eine Überhitzung nicht stattfinden darf, kann auf Grund des ermittelbaren Dämpfungsfaktors die Erhitzung bereits abgebrochen werden, wenn das Thermometer den für diese Temperatur berechneten Temperaturwert anzeigt.

In vielen technischen Vorgängen erfolgt zunächst eine der Zeit proportionale Erwärmung. Anschließend wird das Medium auf konstanter Temperatur gehalten, wobei durch die Regelung periodische Temperaturänderungen auftreten. Unter Benutzung der beiden Kurvenbilder 4 und 8 lassen sich dann sowohl die Überschreitung der Normaltemperatur beim Anheizvorgang als auch die maximalen Temperaturschwankungen während des Regelvorganges aus den Anzeigeverzögerungen des Thermometers berechnen. Man wird in diesem Falle die Auswahl so treffen, daß sowohl der Verkleinerungsfaktor η_a für die periodischen Temperaturschwankungen als auch derjenige für die Anheizung möglichst gleich 1 ist. Kann man aber eine einmalige kurze Überhitzung beim Anheizvorgang zulassen, so genügt es, die Thermometerauswahl allein auf Grund des Bildes 4 vorzunehmen.

Zusammenfassung.

Im Anschluß an eine frühere Arbeit [1] wird die Anzeigedämpfung von Thermometern bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequellen für periodisch verlaufende Temperaturänderungen auf Grund von Beziehungen von H. Gröber angegeben. Hieraus kann unmittelbar aus der Anzeigetragheit bzw. Halbwertzeit des Thermometers bei gegebener Periodendauer der Dämpfungsgrad, also das Verhältnis der angezeigten größten Schwankung gegenüber der größten wahren Schwankung der Umgebungstemperatur ermittelt werden. Die Temperaturen werden dabei von ihren Mittelwerten aus gemessen.

Auch für Thermometer, die sich in einem Medium befinden, dessen Temperatur sich linear mit der Zeit ändert, wird der Dämpfungsgrad des Thermometers bestimmt, also das Verhältnis der zu einer gegebenen Zeit angezeigten Temperatur zur wahren Umgebungstemperatur. Die Temperaturen werden dabei von ihren Anfangswerten aus gemessen. Hierzu wird ein Verfahren angegeben, nach dem der Temperaturverlauf in homogenen Zylindern bei zeitlich veränderlichen Wärmeströmungen ohne äußere Wärmequellen für eine der Zeit proportionale Änderung der Umgebungstemperatur berechnet werden kann.

Diese Beziehung gestattet auf Grund der Anzeigetragheit bzw. Halbwertzeit des Thermometers unmittelbar den Dämpfungsgrad bei gegebener Erhitzungsdauer abzulesen. Angenähert läßt sich diese Beziehung auch nach einem von H. Grüss angegebenen Verfahren aus dem Exponentialgesetz berechnen.

Auf Grund der mitgeteilten Kurven kann man bei bekannter Periodendauer eines Regelvorganges bzw. bei bekannter Heizzeit aus der Anzeige des Thermometers und seiner Anzeigetragheit die wirklich auftretenden Temperaturen bestimmen.

Schrifttum.

1. F. Lieneweg: Wiss. Veröff. Siemens **XVI**, 3 (1937) S. 112...126.
2. E. D. Williamson u. L. H. Adams: *Physic. Rev.* (2) **14** (1919) S. 99.
3. H. Gröber: *Forsch. Ing. Wes. H.* **300** (1928) S. 3...13.
4. E. Ernst, *Diss. Techn. Hochschule Berlin* (1935) (Halle, Akad. Verlag) Ber. dtsch. keram. Ges. **16** (1935) S. 595...606.

Zur Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung dipolfreier Reingase.

Von Adolf Walter Müller.

Mit 2 Bildern.

Mitteilung aus der Zentral-Werksverwaltung der Siemens-Schuckertwerke AG
zu Siemensstadt.

Eingegangen am 14. Juli 1938.

Über die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung von Gasen wurde schon eine große Anzahl von Formeln aufgestellt. Eine gute Zusammenstellung davon findet sich bei F. Auerbach und W. Hort¹⁾; es sind dort nicht weniger als 25 angegeben. Ein Teil der Formeln wurde abgeleitet mit Hilfe willkürlich aufgestellter Molekelmodelle, die anderen rein empirisch an Hand von Meßwerten. Als Modelle werden häufig benutzt die starr-elastische Kugel mit oder ohne Anziehungsfeld, oder ein Punkt, um den ein Abstoßungsfeld gelagert ist, das mit einer bestimmten negativen Potenz des Molekelabstandes abstoßend wirkt. Die Abhängigkeit der inneren Reibung η von der Temperatur T ist im wesentlichen durch das Abstoßungsgesetz der Molekeln gegeben und ist deshalb stark abhängig von dem der Berechnung zugrunde gelegten Modell. Aber die Modelle genügten bestenfalls zur Formulierung der T -Abhängigkeit bereits gemessener Gasreibungswerte für einen begrenzten Temperaturbereich; z. B. sind für die Sutherlandsche Gleichung

$$\eta = B \frac{\sqrt{T}}{1 + C/T} \quad (1)$$

bei Luft die Konstanten von $0 \cdots 400^\circ\text{C}$: $B \cdot 10^7 = 150,3$ und $C = 123,6$, und von $400^\circ \cdots 800^\circ\text{C}$: $B \cdot 10^7 = 164,4$ und $C = 200$. Die erste allgemeingültige Gesetzmäßigkeit der T -Abhängigkeit der inneren Reibung stammt von M. Trautz²⁾; er fand, daß in der Umgebung der kritischen Temperatur T_k für sämtliche Gase $\eta \propto T$ wächst. Damit ist die große Bedeutung der kritischen Temperatur für die T -Abhängigkeit von η gekennzeichnet.

Da sich die Verwendung eines willkürlich gewählten Molekelmodells zur Berechnung der T -Abhängigkeit als unzweckmäßig erwies, wird hier der umgekehrte Weg versucht. Es wird auf empirischem Wege eine für die dipolfreien Gase allgemeingültige Abhängigkeit der reduzierten inneren Reibung $\eta_r = \eta/\eta_k$ von der reduzierten Temperatur $T_r = T/T_k$ nachgewiesen.

¹⁾ F. Auerbach u. W. Hort: Handbuch der Mechanik **6**, S. 288. Leipzig (1928).

²⁾ M. Trautz: Ann. Physik (5) **16** (1933) S. 865.

Die Entdeckung von M. Trautz¹⁾, daß bei der kritischen Temperatur sämtliche Gase die gleiche T -Abhängigkeit haben, wurde hier benutzt und für eine Reihe von Gasen die Werte der reduzierten inneren Reibung η_r mit der reduzierten Temperatur T_r berechnet und aufgetragen. Die Meßwerte stammen aus den zahlreichen Arbeiten von M. Trautz und seinen Schülern^{1) 2)}. Sie sind nach der Durchströmungsmethode gemessen und bezogen auf den Luftwert nach R. A. Millikan:

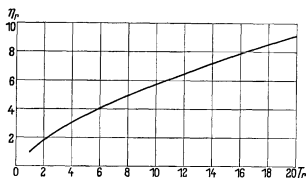


Bild 1. Reduzierte Reibung und reduzierte Temperatur.

$$\eta \cdot 10^7 = 1824,0 - 4,93 (23 - T_r). \quad (2)$$

Diese Werte sind die experimentelle Grundlage der vorliegenden Arbeit; sie werden nur für H_2 und Ne durch Messungsergebnisse anderer Forscher bei tiefen Temperaturen ergänzt. Beim Suchen nach einer einfachen Beziehung zwischen η_r und T_r aus den umfangreichen Meßwertfolgen ergab sich eine solche, falls $\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}$ berechnet und gegen $\sqrt{\frac{1}{T_r}}$ aufgetragen wird³⁾.

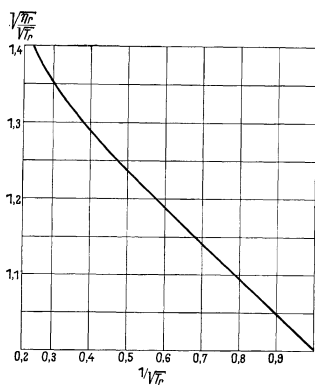


Bild 2. Beziehung zwischen reduzierter Reibung und reduzierter Temperatur.

Bei der ersten Gruppe von Gasen 1 ··· 5 (Zahlentafel 1) erhält man durch Interpolation η_k und kann damit die Berechnung von η_r und $\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{gem}}$ durchführen (Zahlentafel 2). In Bild 1 ist η_r gegen T_r aufgetragen; der Anstieg von η_r nimmt allmählich mit zunehmender Temperatur ab. Dagegen verläuft $\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}$ gegen $\sqrt{\frac{1}{T_r}}$ aufgetragen (Bild 2) bei den Meßwerten dieser Gase streng linear; die Abweichungen von der Linearität gehen nicht über den Meßfehler von wenigen v. T. hinaus. Bei den Gasen 6 ··· 9 läßt sich η_k nicht interpolieren, da nur Meßwerte bei Temperaturen weit über T_k vorliegen. Deshalb ist η_k so gewählt, daß die damit berechneten Funktionswerte $\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{gem}}$ einen

guten Anschluß an die übrigen Werte fanden. Bei dem auch in diesem T_r -Bereich streng linearen Anstieg der Kurve bereitet das für diese Gase keinerlei

Zahlentafel 1. Innere Reibung bei der kritischen Temperatur.

	T_k	$\eta_k \cdot 10^7$		T_k	$\eta_k \cdot 10^7$
1. Stickoxydul	311,9	1544	7. Sauerstoff	154,27	1149
2. Äthan	305,2	945	8. Argon	150,65	1242
3. Kohlendioxyd	304,1	1512	9. Stickstoff	125,96	847
4. Xenon	289,7	2234	10. Neon	44,74	730
5. Äthylen	282,6	978	11. Wasserstoff	33,18	167,6
6. Methan	190,24	737			

¹⁾ M. Trautz: Ann. Physik (5) **16** (1933) S. 865.

²⁾ M. Trautz u. R. Heberling: Ann. Physik (5) **20** (1934) S. 118.

³⁾ Auf eine molekulare-theoretische Deutung dieser Beziehung gedenke ich später eingehen zu können.

Zahlentafel 2. Relative Reibungs- und Temperaturwerte.

T_r	η_r	$\frac{1}{\sqrt{T_r}}$	$\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{gem}}$	$\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{ber}}$	Differenz %	T_r	η_r	$\frac{1}{\sqrt{T_r}}$	$\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{gem}}$	$\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{ber}}$	Differenz %					
1. Stickoxydul, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						9. Stickstoff, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .										
0,962	0,964	1,019	0,991	0,991	0,0	1,548	1,491	0,804	1,094	1,092	+0,2					
1,283	1,253	0,883	1,052	1,054	-0,2	1,688	1,728	0,732	1,125	1,125	0,0					
1,603	1,525	0,790	1,098	1,098	0,0	2,319	2,062	0,657	1,164	1,161	+0,3					
1,763	1,655	0,753	1,116	1,115	+0,1	2,382	2,102	0,648	1,167	1,165	+0,2					
2. Äthan, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						10. Neon: a) Meßwerte von R. S. Edwards ³⁾ .										
0,960	0,962	1,020	0,991	0,991	0,0	2,961	2,460	0,580	1,196	1,197	-0,1					
1,222	1,206	0,905	1,043	1,044	-0,1	3,176	2,585	0,561	1,204	1,206	-0,2					
1,550	1,490	0,803	1,094	1,092	+0,2	3,756	2,965	0,516	1,224	1,228	-0,3					
1,714	1,615	0,764	1,111	1,110	+0,1	3,970	3,021	0,502	1,231	1,234	-0,3					
3. Kohlendioxyd, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						b) Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .										
0,987	0,988	1,007	0,997	0,997	0,0	6,549	4,215	0,391	1,289	1,291	-0,2					
1,315	1,285	0,872	1,059	1,060	-0,1	8,337	4,968	0,346	1,313	1,318	-0,4					
1,644	1,556	0,780	1,102	1,103	-0,1	10,57	5,756	0,308	1,336	1,343	-0,5					
1,809	1,690	0,744	1,121	1,119	+0,2	11,69	6,139	0,292	1,346	1,355	-0,7					
4. Xenon, Meßwerte von M. Trautz ²⁾ .						11. Wasserstoff:										
1,012	1,012	0,994	1,003	1,003	0,0	a) Meßwerte von B. P. Sutherland u. O. Mass ⁴⁾ .										
1,381	1,347	0,851	1,071	1,070	+0,1	2,245	2,004	0,667	1,156	1,156	0,0					
1,553	1,500	0,802	1,097	1,093	+0,4	2,345	2,058	0,653	1,159	1,162	-0,3					
1,726	1,635	0,761	1,115	1,112	+0,3	2,700	2,314	0,609	1,186	1,183	+0,3					
1,899	1,770	0,726	1,133	1,128	+0,4	4,500	3,269	0,472	1,241	1,249	-0,6					
5. Äthylen, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						b) Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .										
0,962	0,964	1,019	0,992	0,991	+0,1	5,876	4,032	0,413	1,290	1,280	+0,8					
1,037	1,035	0,982	1,008	1,008	0,0	7,023	4,414	0,377	1,291	1,299	-0,6					
1,061	1,056	0,971	1,013	1,013	0,0	7,083	4,498	0,376	1,300	1,301	-0,1					
1,143	1,132	0,935	1,029	1,030	-0,1	8,198	4,952	0,349	1,315	1,316	-0,1					
1,161	1,145	0,928	1,032	1,033	-0,1	8,652	5,148	0,340	1,323	1,322	+0,1					
1,320	1,293	0,870	1,061	1,061	0,0	8,831	5,231	0,337	1,327	1,324	+0,2					
1,415	1,379	0,840	1,077	1,075	+0,2	9,886	5,643	0,318	1,340	1,337	+0,2					
1,497	1,432	0,817	1,082	1,085	-0,3	10,67	5,935	0,306	1,348	1,345	+0,2					
1,674	1,582	0,771	1,105	1,107	-0,2	11,23	6,143	0,289	1,354	1,351	+0,2					
1,769	1,659	0,752	1,117	1,116	+0,1	12,06	6,448	0,288	1,363	1,359	+0,3					
1,850	1,719	0,735	1,124	1,124	0,0	12,75	6,711	0,280	1,371	1,365	+0,4					
1,946	1,793	0,717	1,134	1,132	+0,2	14,26	7,223	0,265	1,383	1,379	+0,3					
2,052	1,849	0,698	1,136	1,141	-0,4	15,76	7,730	0,252	1,395	1,391	+0,3					
6. Methan, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						16,58						8,238	0,246	1,422	1,397	+1,8
1,540	1,474	0,806	1,090	1,090	0,0	17,48	8,302	0,239	1,393	1,405	-0,9					
1,960	1,805	0,714	1,135	1,134	+0,1	22,18	9,730	0,212	1,437	1,437	0,0					
2,487	2,174	0,634	1,174	1,171	+0,3	23,45	10,10	0,207	1,444	1,445	-0,1					
2,749	2,338	0,603	1,187	1,186	+0,1	7. Sauerstoff, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .										
2,839	2,405	0,594	1,195	1,190	+0,4	1,899	1,757	0,726	1,129	1,128	+0,1					
2,997	2,499	0,578	1,202	1,198	+0,3	1,945	1,790	0,717	1,133	1,132	+0,1					
8. Argon, Meßwerte von M. Trautz ¹⁾ .						2,093						1,898	0,691	1,145	1,145	0,0
1,946	1,785	0,717	1,131	1,132	-0,1	2,417	2,117	0,643	1,167	1,167	0,0					
2,477	2,174	0,635	1,171	1,171	0,0	2,593	2,235	0,621	1,178	1,178	0,0					
3,142	2,600	0,564	1,208	1,205	+0,3	3,066	2,526	0,571	1,201	1,202	-0,1					
3,474	2,799	0,536	1,223	1,219	+0,3	3,241	2,626	0,555	1,208	1,209	-0,1					

¹⁾ M. Trautz: Ann. Physik (5) **16** (1933) S. 865.²⁾ M. Trautz u. R. Heberling: Ann. Physik (5) **20**(1934) S. 118. ³⁾ R. S. Edwards: Proc. Roy. Soc.London (A) **119** (1928) S. 578. ⁴⁾ B. P. Suther-land u. O. Mass: Canad. J. Res. **6** (1932) S. 428.

Schwierigkeiten und ist durchaus nicht willkürlich. Auch hier ist die Übereinstimmung von Meßwerten der verschiedenen Gase bis auf wenige v.T. Bei den Gasen mit dem niedrigsten T_k mußten möglichst alle brauchbaren η -Messungen bei tiefen Temperaturen herangezogen werden, um auch im Bereich der e -Funktion einen sicheren Anschluß an die Kurvenwerte der übrigen Gase zu erhalten. Bei Ne werden die η -Werte von M. Trautz durch die Werte von R. S. Edwards¹⁾ ergänzt, da sie sich nach tieferen Temperaturen erstrecken. Ebenso wurden bei H₂ als Ergänzung nach tiefen Temperaturen die η -Werte von B. P. Sutherland u. O. Mass²⁾ herangezogen. Die Abweichungen der Meßwerte und Kurvenwerte sind nicht größer als die Unterschiede zwischen den verschiedenen Meßreihen, obschon T_r von $2 \cdots 23$ ansteigt. Bei He mit dem weitaus tiefsten T_k -Wert sind die reduzierten Temperaturen so hoch, daß ein Anschluß an die Werte von H₂ und Ne sich nur recht unsicher ermöglicht. Deshalb wurde auf die He-Werte verzichtet; aber es sei darauf hingewiesen, daß eine systematische Messung der η -Werte von He, von den tiefsten Temperaturen bis zu den höchsten, von größtem Interesse wäre. Man könnte dann verfolgen, ob auch das Helium den allgemeinen Gesetzmäßigkeiten folgt bei den Temperaturen wenig über T_k , und ob auch in dem Bereich der e -Funktion von $T_r = 4$ bis $T_r = 20$ mit den H₂- und Ne-Werten Übereinstimmung herrscht. Vor allem aber hätte man damit den Anschluß der η -Werte bis $T_r = 100$.

Zur Formulierung der Beziehung zwischen η_r und T_r wird in erster Näherung der lineare Anstieg von $\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}$ gegen $\sqrt{\frac{1}{T_r}}$ benutzt:

$$\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}} = a - (a - 1) \sqrt{\frac{1}{T_r}}. \quad (3)$$

Berücksichtigt man noch die bei höheren reduzierten Temperaturen auftretende additive e -Funktion, so erhält man

$$\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}} = a - (a - 1) \sqrt{\frac{1}{T_r}} + b \cdot e^{c(1 - \sqrt{1/T_r})}. \quad (4)$$

Dabei gilt:

$$\begin{aligned} a &= 1,468, \\ b &= 1,8 \cdot 10^{-6}, \\ c &= 13,4. \end{aligned}$$

Die Genauigkeit der Konstante a beträgt etwa ± 2 v.T., die Konstanten b und c sind viel weniger scharf festgelegt; sie sind noch voneinander abhängig, und so kann b bei entsprechender Änderung von c in weiten Grenzen abgeändert werden, ohne daß die Kurve falsch dargestellt wird. Die Gültigkeit der angenäherten Gl. (3) reicht bis etwa $T_r = 4$, umfaßt also den Meßbereich der Gase außer He, H₂ und Ne und kann deshalb in den meisten Fällen benutzt werden. Die Genauigkeit der Gl. (4) läßt sich in Zahlentafel 2 verfolgen. Es wird dort $\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{gem}}$, das sich aus den angeführten Messungen ergibt, mit $\left(\sqrt{\frac{\eta_r}{T_r}}\right)_{\text{ber}}$, das nach Gl. (4) berechnet wurde, verglichen und die Differenz zwischen beiden angegeben. Die Abweichungen gehen kaum über die Meßfehler hinaus.

¹⁾ R. S. Edwards: Proc. Roy. Soc., Lond. (A) **119** (1928) S. 578.

²⁾ B. P. Sutherland u. O. Mass: Canad. J. Res. **6** (1932) S. 428.

Die Gl. (4) entspricht in ihrer Formulierung als universelle Funktion der reduzierten van der Waalsschen Gleichung. Jedoch enthält unsere Beziehung (4) noch nicht die in den Zustandsgleichungen der Gase auftretenden Druck- oder Volumengrößen. Die η -Werte werden vielmehr sämtlich praktisch bei 1 Atm gemessen. Das bedeutet insofern eine Vereinfachung, als der Atmosphärendruck für die untersuchten Gase im Bereich der Reibungsbeziehungen noch den Charakter der unendlich kleinen Drucke besitzt. Infolgedessen ist in diesem Bereich η nur von T abhängig, und die Formulierung der Beziehung zwischen η und T wird einfacher und zugleich genauer, als es bei einer für das ganze p, T -Gebiet aufzustellenden Beziehung möglich wäre. Dem entspricht die viel genauere Gültigkeit der Gl. (4) gegenüber der reduzierten van der Waalsschen Gleichung.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß bei gleicher reduzierter Temperatur T_r die reduzierte innere Reibung η_r für sämtliche dipolfreie Gase gleich ist und durch eine Beziehung zwischen η_r und T_r dargestellt werden kann.

Über die auf die wirkliche Berührungsfläche bezogene Reibungskraft.

Von Ragnar Holm.

Mit 1 Bild.

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium I der Siemens-Werke
zu Siemensstadt.

Eingegangen am 29. Juni 1938.

1. Einleitung.

Die Ansicht, daß die Reibungsarbeit gewöhnlich hauptsächlich gegen die Adhäsion geleistet wird und nur zum kleinen Teil eine Verformungsarbeit ist, hat W. B. Hardy¹⁾ schon 1920 ausgesprochen und damit begründet, daß die Reibung nicht davon abhängt, ob die Gleitfläche glatt oder etwas rauh ist. G. A. Tomlinson²⁾ hat diese Vorstellung durch einen hübschen Vergleich zwischen Gleit- und Rollreibungsmessungen gestützt. Im folgenden wird ein einfacherer schlagender Beweis für die Richtigkeit der erwähnten Ansicht gegeben, und außerdem wird die der Reibung entsprechende Adhäsion je Quadratcentimeter wirklicher Berührungsfläche in einigen Beispielen berechnet. Es ergeben sich Adhäsionskräfte, die zum Teil bedeutend größer als die betreffende makroskopische Zerreißfestigkeit sind. Wir rechnen hauptsächlich mit kontinuierlichem Gleiten. In Wirklichkeit geschieht die Bewegung, wenn nicht eine günstige Schmierung vorliegt, wahrscheinlich ruckweise³⁾. Für die einzelnen Rucke stehen noch größere Kräfte, zum Teil elastische, als die mittlere Reibungskraft zur Verfügung.

2. Reibungsversuch mit meßbarer Verformungsarbeit.

Zur Messung der Reibungszahl μ wurde die Methode der schiefen Ebene verwendet. Entlang einer Platte waren 2 Metalldrähte gespannt, welche so einen Schienenweg, die schiefe Ebene, bildeten. Der Läufer trug auch auf seiner unteren, ebenen Fläche 2 ausgespannte ebensolche Drähte. Er wurde mit seinen Drähten senkrecht zu den „Schienen“ gelegt. Dann wurde diejenige Neigung θ des Schienenstranges ausprobiert, bei der der Läufer in Bewegung blieb, wenn er sachte aus der Ruhe gebracht wurde⁴⁾. Die Reibungszahl für die Bewegung errechnet sich dann bekanntlich als

$$\mu = \operatorname{tg} \theta.$$

¹⁾ W. B. Hardy: Nature **106** (1920) S. 569.

²⁾ G. A. Tomlinson: Phil. Mag. **7** (1929) S. 905.

³⁾ Vgl. z. B. F. P. Bowden u. L. Leben: Nature **141** (1938) S. 691.

⁴⁾ Der Läufer bewegte sich dabei in der Regel wesentlich ohne Beschleunigung.

Die jungfräulichen Drähte sanken etwas ineinander ein. Bei Ruhe entstanden mikroskopisch meßbare kreisförmige Eindrücke. Nach einmaligem Gleiten waren die Schienendrähte oben in mikroskopisch meßbarem Maß abgeplattet. Hierdurch wurde die Verformungsarbeit berechenbar.

Der Versuch wurde mit Drähten teils im jungfräulichen Zustand, teils auch nach so zahlreichen Wiederholungen ausgeführt, daß eine dauernde, nicht mehr zunehmende Abplattung erreicht war. Nach etwa 5 Gleitungen war dieser Zustand wesentlich erreicht. 1 mm dicke Kupferdrähte wurden verwendet, die nur dadurch gereinigt wurden, daß sie einige Stunden oder einen Tag vor dem Versuch mit einem mit Petroläther angefeuchteten Wattebausch abgerieben wurden. In dieser Weise wurde eine ziemlich reproduzierbare Reibungszahl erreicht, die ihrerseits ein Zeichen von einer reproduzierbaren Oberflächenschicht bildet. Ganz reine Metalle haften bekanntlich aneinander, und wo Metalle aufeinandergleiten, ist immer eine (schmierende) Fremdschicht für die Gleitfähigkeit verantwortlich¹).

Die Reibungsarbeit A längs des Weges s auf der schiefen Ebene ist bekanntlich:

$$A(s) = P \cdot s \cdot \sin \Theta,$$

wobei P die Kontaktkraft bedeutet.

Die Verformungsarbeit wird in folgender Weise berechnet: Der Drahthalbmesser sei R , die mittlere Abplattung längs des Laufweges s auf den Schienendrähten sei B (siehe Bild 1) und die entsprechende Abplattung auf dem Läufer sei β . Die verbreiterte Stelle des Läufers hat dabei eine gewisse Länge σ , welche größer ist als B und β , weil der Läufer sich nicht ganz senkrecht zu seinen Drähten bewegt.

Die Verformungsarbeit A_v wird höchstens²) derjenigen Arbeit gleich sein, welche das Gewicht P des Läufers leistet, wenn dieser zuerst an einer Stelle einsinken darf, dann — um die Strecke der mittleren Eindrucksbreite am Läufer- und Schienendraht, etwa $\frac{1}{2}(B + \beta)$, weiter verlegt — wieder einsinken darf usw., bis längs des ganzen Weges s die beschriebene Abplattung entstanden ist. Das mittlere jemalige Einsinken beträgt hierbei annähernd, wenn $\cos \Theta \approx 1$ gesetzt wird:

$$\frac{B^2 + \frac{\beta^2 \cdot \sigma}{s}}{8R},$$

während die Anzahl Einsinkstellen $\frac{2s}{B + \beta}$ ist. Demnach wird die Verformungsarbeit auf dem Wege s höchstens:

$$A_v(s) = P \cdot \frac{2s}{B + \beta} \cdot \frac{B^2 + \frac{\beta^2 \cdot \sigma}{s}}{8R} = P \cdot \frac{B^2 \cdot s + \beta^2 \cdot \sigma}{4R(B + \beta)}. \quad (1)$$

Diese Arbeit verschwindet, nachdem Schienen und Läufer eingelaufen sind. Wenn die Adhäsion der Oberflächenschicht inzwischen keine Änderung erfahren hat, muß also die ganze Reibungsarbeit von dem Betrag $A(s)$ auf einen kleineren Betrag von etwa $A(s) - A_v(s)$ zurückgehen. Im selben Verhältnis vermindert sich die Reibungszahl

¹) Vgl. R. Holm und B. Kirschstein; Wiss. Veröff. Siemens **XV**, 1 (1936) S. 122, sowie demnächst erscheinende Messungen von R. Holm und B. Kirschstein.

²) Der Widerstand gegen die Verformung ist anfangs kleiner als P und wächst erst im Laufe der Verformung auf P heran.

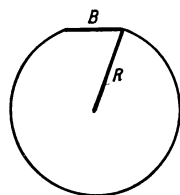


Bild 1. Abplattung der Kupferdrähte.

von dem Anfangswert μ auf den Endwert μ_e . Also wäre, da wir im folgenden mit $s = 1$ rechnen:

$$\frac{A_v(1)}{A(1)} = \frac{\mu - \mu_e}{\mu}. \quad (2)$$

In Wirklichkeit wird die linke Seite der Gl. (2) größer als die rechte, teils weil, wie geschildert, A_v etwas zu groß angesetzt wurde, teils weil vermutlich beim Einlaufen die Schmierschicht geändert und die Adhäsion etwas vergrößert wird. Durch häufig wiederholtes Gleiten konnte die Schmierschicht sogar so verletzt werden, daß μ_e in der Größenordnung 0,4 oder mehr auftrat. Die folgende Zahlentafel gibt 2 typische Messungen, jede mit neuer Drahtbespannung.

Zahlentafel (1). Reibung mit berechenbarer Verformungsarbeit. Kupferdraht mit $R = 0,05$ cm; $P = 3,24$ kg.

Nr.	Eindrucksbreite		Eindrucks- länge σ auf dem Läufer cm	Reibungszahl μ bzw. μ_e	Reibungs- arbeit A an jungfr. Drahten g cm	Verformungs- arbeit. A_v g cm	Härte t/cm ²	Bemerkungen
	B auf den Schienen cm	β auf dem Läufer cm						
1	0,0135	0,0165	0,023	0,133	425	102	3,6	jungfräulich
1a	0,018	0,019	—	0,120	—	—	—	eingelaufen
2	0,013	0,0175	0,02	0,145	460	93	3,6	jungfräulich
2a	0,018	0,020	—	0,130	—	—	—	eingelaufen

Aus den Messungen Nr. (1) und (1a) folgt:

$$\frac{A_v}{A} = 0,24 \quad \text{und} \quad \frac{\mu - \mu_e}{\mu} = 0,098.$$

Aus den Messungen Nr. (2) und (2a) folgt:

$$\frac{A_v}{A} = 0,20 \quad \text{und} \quad \frac{\mu - \mu_e}{\mu} = 0,104.$$

Wir sehen, daß beide Größen, die in der Gl. (2) gleichgesetzt worden sind, so wie erwähnt voneinander abweichen. Die eine ist etwa doppelt so groß wie die andere. Es geht aus den Ergebnissen hervor, daß die Verformungsarbeit hier nur von der Größenordnung 10 ··· 20% der ganzen Reibungsarbeit ist.

Wir machten auch Versuche mit Nickeldrahten, die so hart waren, daß die Verformung nach einmaligem Laufen nicht mehr sicher bestimmt werden konnte. μ war von derselben Größenordnung wie bei den Versuchen mit den Kupferdrahten, während offenbar die Verformungsarbeit hier viel kleiner war, vielleicht nur ein paar vom Hundert der ganzen Reibungsarbeit.

3. Die Reibungskraft je Einheit wirklicher Berührungsfläche.

Die in der Zahlentafel 1 zusammengestellten Meßergebnisse gestatten eine unmittelbare Berechnung der wirklichen Berührungsfläche. Sie besteht aus 4 im Mittel gleichen Ellipsen mit den Achsen B und β , beträgt also im ganzen $\pi \cdot B \cdot \beta$. Die Normalkraft ist:

$$P \cdot \cos \Theta = \frac{P}{\sqrt{1 + \mu^2}}.$$

Durch Multiplikation mit μ erhalten wir die Reibungskraft und nach weiterer Division durch $\pi \cdot B \cdot \beta$ die spezifische Reibungskraft, d. h. die je Quadratzentimeter wirk-

licher Berührungsfläche wirkende Reibungskraft. Die so berechneten Werte stehen in der Zahlentafel 3.

Weitere Beispiele geben diejenigen Messungen der wirklichen Berührungsfläche zwischen einer Graphitbürste und einem Kupferring, welche an anderer Stelle in diesem Heft beschrieben sind¹⁾. Dort ist in der Zahlentafel 1 der Kontaktdruck p schon angegeben. Im Mittel ist er etwa 1 t/cm^2 . Die zugehörige spezifische Reibungskraft ergibt sich durch Multiplikation mit μ hier etwa gleich $0,3$.

Recht interessante Beispiele erhielten wir aus Messungen der Reibung in Luft und der Kontaktwiderstände (Siebwiderstände) im Vakuum nach Reinigung an Kupferplatten, obwohl die Anzahl der Berührungsflächen hier nur durch Vergleich mit Messungen an Graphitbürsten gegen Kupfer¹⁾, also nicht direkt, bestimmt werden konnte. Die Platten waren für die Reibungsmessung genau so vorbehandelt wie die im vorigen Paragraphen beschriebenen gekreuzten Drähte. Die folgende Zahlentafel 2 enthält diesbezügliche Messungen sowie einige Ausrechnungen. Bei diesen denken wir uns die wirkliche Berührungsfläche in n Teilflächen von der mittleren Größe $\pi \cdot a^2$ aufgeteilt. Den Siebwiderstand R (bzw. den Kontaktdruck p) können wir dann mit hier ausreichender Genauigkeit nach den an anderer Stelle¹⁾ abgeleiteten Gleichungen ausdrücken, wenn wir nur in jenen Gleichungen berücksichtigen, daß es sich hier um einen doppelseitigen Widerstand handelt. Wir rechnen dementsprechend mit:

$$R = \frac{0,9 \cdot \varrho}{2na} = \frac{8 \cdot 10^{-7}}{na/\text{cm}} \Omega \quad \text{und} \quad p = \frac{0,9 \cdot P}{n\pi a^2}.$$

Zahlentafel (2). Messungen am Kontakt zwischen Kupferplatten.

P kg	Siebwiderstand R Ω	Teilflächen- anzahl n	Mittl. Halbmesser der Teilflächen, a cm	Kontaktdruck p t/cm ²
0,1	$1,6 \cdot 10^{-4}$	3,5	0,00143	4,0
2,0	$1,7 \cdot 10^{-5}$	20	0,00235	5,2

Interessante Beispiele geben schließlich die Messungen der Ruhereibung zwischen reinen Nickelflächen im Vakuum von R. Holm und B. Kirschstein²⁾. Hier konnte allerdings der Kontaktdruck p nicht gemessen werden, sondern mußte geschätzt werden. Er dürfte etwas kleiner als die Härte sein, etwa in demselben Verhältnis kleiner wie am Kontakt zwischen Cu-Platten.

Die Zahlentafel 3 stellt die jetzt beschriebenen Messungen zusammen. Sie enthält zum Vergleich auch die Fließgrenze oder Härte sowie die Zerreißfestigkeit des jeweils weichsten Kontaktgliedes. Im Falle des Graphits ist diese Zerreißfestigkeit

Zahlentafel (3). Die spezifische Reibungskraft $\psi = \text{Reibungskraft je cm}^2$.

Nr.	Kontaktart	Ungefähre Normalkraft kg	Reibungs- zahl μ	Kontakt- druck p t/cm ²	spez. Reibungs- kraft ψ t/cm ²	Härte t/cm ²	Zerreiß- festigkeit t/cm ²
1	Gekreuzte Cu-Drähte	3,2	0,13	4,5 ³⁾	0,6	3,6	1,5
2	Graphitbürste gegen Cu-Ring .	1	0,3	1	0,3	1,4	0,46
3	Zwischen Cu-Platten	0,1	0,2	4,0	0,8	7,5	3,0
4	Zwischen Cu-Platten	2,0	0,2	5,2	1,0	7,5	3,0
5	Ni gegen Ni im Vakuum . . .	etwa 0,004	≈ 4	5	≈ 20	8	2,9

¹⁾ Siehe R. Holm; Wiss. Veröff. Siemens **XVII**, 4 (1938) S. 43.

²⁾ Vgl. Fußnote 1 auf Seite 39 dieser Arbeit.

³⁾ Daß hier p größer als die ursprüngliche Härte ist, ist eine Folge der Verfestigung durch die Verformung.

allerdings nicht gemessen worden. Sie wurde auf Grund des Vergleiches mit anderen Stoffen gleich ein Drittel der Härte gesetzt.

Wir betrachten zuerst die Fälle 1 · · · 4. Hier ist immer ψ kleiner als die Zerreißfestigkeit. Eine engere Verbindung zwischen den beiden Größen ist nicht zu erwarten, da ja Oberflchenfremdschichten für ψ verantwortlich sind. In dem Falle 5, wo es sich um den Kontakt zwischen reinen Metallflächen handelt, ist ψ viel größer als die Zerreißfestigkeit. Dies könnte auf den ersten Blick absurd erscheinen, hängt aber vermutlich damit zusammen, daß die makroskopische Zerreißfestigkeit bekanntlich keine ideale Stoffeigenschaft darstellt, sondern von Rissen und anderen, gewöhnlich vorkommenden Stoffehlern abhängig und um Größenordnungen kleiner als die betreffende Festigkeit eines fehlerfreien Körpers ist.

Zum Schluß ein Wort über die Erklärung des Coulombschen Gesetzes von der Unabhängigkeit der Reibungszahl μ von der Kontaktkraft und von der Berührungsfläche. Dieses Gesetz würde sich dann ergeben, wenn p und ψ Stoffbeiwerte wären, wobei zum bestimmenden Stoff auch die Schmierschicht mit gezählt wird. Tatsächlich zeigen p und ψ in den vergleichbaren Messungen 1, 3 und 4 ein Bestreben, konstant zu bleiben. Die Genauigkeit bei ihrer Bestimmung ist allerdings nicht so gro wie bei den üblichen Bestätigungen des Coulombschen Gesetzes. Eine endgültige Erklärung dieses Gesetzes kann hier also nicht beansprucht werden, vielleicht aber doch ein beachtenswerter Beitrag dazu.

Zusammenfassung.

1. Durch einen einfachen Versuch wird die Ansicht von W. B. Hardy bestätigt, daß die Reibungsarbeit nur zu einem kleinen Teil eine Verformungsarbeit ist. Im wesentlichen wird erstere gegen die Adhäsion ausgeführt.

2. In einigen Fällen konnte die wirkliche Berührungsfläche schleifender Kontakte und damit auch die Reibungskraft je Berhrungsflcheneinheit bestimmt werden. Sie zeigte sich für Kontakte in normaler Atmosphäre etwa $\frac{1}{3}$ · · · $\frac{1}{2}$ so gro wie die makroskopische Zerreißfestigkeit des weichsten Kontaktgliedes. Im Vakuum ausgeglühte und ebenso untersuchte Kontakte ergaben dagegen Reibungskräfte, welche größer als die makroskopischen Festigkeiten sind.

Eine Bestimmung der wirklichen Berührungsfläche eines Bürstenkontaktes.

Von Ragnar Holm.

Mit 2 Bildern.

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium I der Siemens-Werke zu Siemensstadt.

Eingegangen am 29. Juni 1938.

Heutzutage herrscht darüber wohl kein Zweifel, daß die jeweilige Berührungsfläche zwischen einer Kohlebürste und dem entsprechenden Ring oder Kommutator auf elektrischen Maschinen nur Bruchteile der eingeschliffenen Fläche ausmacht. Aber in wie viele und wie große Teilflächen sich die Kontaktfläche aufteilt, war unbekannt. Nach vielen andersartigen Bemühungen konnte ich schließlich nach der hier geschilderten Methode die Frage beantworten. Die erforderlichen Berechnungen sind zwar mit gewissen vereinfachenden Ansätzen gemacht, die aber unwesentlich das Ergebnis verschlechtern.

Wir denken uns, daß die augenblickliche wirkliche Berührungsfläche aus n kleinen Teilflächen besteht, welche im Mittel keinen Teil der Schleiffläche bevorzugen, d. h. im Mittel auf dieser Schleiffläche gleichmäßig verteilt sind. Die Anzahl n der Teilflächen kann man dann mit Hilfe von Dochten in der Bürste messen. Ein solcher Docht wird hergestellt, indem in die Bürste ein Loch gebohrt wird, das in der Schleiffläche mündet, und indem in dieses Loch ein Zylinder aus dem Bürstenwerkstoff isoliert eingekittet wird. In der Nähe der Schleiffläche soll allerdings kein Kitt sein, damit der Docht das Einschleifen nicht stört. Wenn beim schleifenden Kontakt der den Docht durchfließende Strom registriert wird, so gibt er an, wann der Docht zumindest mit einer der Teilflächen Berührung hat. Denn nur dann führt er ja Strom. Wäre $n = \infty$, so würde der Docht immer einen Teil des ganzen Bürstenstromes übernehmen. Nur, wenn n endlich ist, entstehen für den Docht endliche stromlose Pausen, deren Größe uns erlaubt, n zu bestimmen.

Wir brauchen also den mathematischen Ausdruck der Wahrscheinlichkeit $W(0)$ der Pausen, wo $W(0)$ das Verhältnis zwischen der Pausensumme und der ganzen Beobachtungszeit angibt. Nach dem Gesetz der kleinen Zahlen (Poissonsche Formel) ist:

$$W(0) = e^{-\bar{x}}, \quad (1)$$

wo \bar{x} die mittlere Anzahl Teilflächen in Berührung mit dem Docht darstellt. Hierbei kommt es nicht darauf an, ob diese Teilflächen gleich oder ungleich sind.

Wenn man einmal \bar{x} kennt, so erhält man die ganze Anzahl n der Teilflächen durch Multiplikation mit dem Verhältnis der ganzen eingeschliffenen Fläche F zur Dochtfläche D , also

$$n = \bar{x} \cdot \frac{F}{D}. \quad (2)$$

Diese Berechnung gilt allerdings nur angenähert, da eine nur teilweise Berührung einer Teilfläche mit dem Docht nicht berücksichtigt wird. Diese Vernachlässigung ist aber im folgenden erlaubt, weil sie, wie eine nähere Berechnung lehrt, Fehler von höchstens 3% bringt, die hier weit unterhalb der sonstigen Fehlergrenzen liegen.

Nachdem so die Aufteilung der Berührungsfläche bestimmbar ist, bleibt noch übrig, ihre Größe zu ermitteln. Dies geschieht mit Hilfe einer Kontaktwiderstandsmessung¹⁾. Zu diesem Zwecke müssen die Fremdschichten auf der Ringoberfläche so weit beseitigt werden, daß der Übergangswiderstand in ihnen neben dem Ausbreitungswiderstand in der Kohle keine Rolle mehr spielt. Der Ausbreitungswiderstand im Kupfer ist sowieso vernachlässigbar, und die Messung des Kontaktwiderstandes R gibt dann einfach den Ausbreitungswiderstand in der Bürste.

Es ist nicht leicht, eine ausreichende Reinheit der Ringoberfläche zu erhalten, und es kommt als erschwerender Umstand hinzu, daß die eingeschliffene Bürstenoberfläche eine Graphitschuppenschicht trägt, die einen hier störenden Übergangswiderstand besitzt. Eine ziemlich gute Reinheit der Ringoberfläche habe ich durch vorsichtiges feines Schmirgeln und Amalgamieren erhalten. Allerdings wurden auch Kontrollmessungen an einem Silberring mit Bürsten ohne Docht herangezogen. Um die Störung durch die Graphitschleifschicht zu vermeiden, muß man die Bürste abwischen. Die Rücksicht sowohl auf die Ring- wie auf die Bürstenoberfläche verlangt, daß recht bald nach der Reinigung gemessen wird. Die Messungen betreffen also nicht einen nach weitgehendem Einschleifen erhaltenen Zustand.

Nun zu den Berechnungen. Wir denken uns zunächst die Teilflächen als kleine Kreise mit den Halbmessern a_1, a_2, a_3 usw. und mit gegenseitigen Abständen, welche gegenüber den a -Werten groß sind. Der gesamte Ausbreitungswiderstand ist dann:

$$R = \frac{\rho}{4 \cdot \sum a}, \quad (3)$$

wo ρ den spezifischen elektrischen Widerstand des Bürstenstoffes bedeutet.

Nun sind die Teilflächen im allgemeinen sicher keine Kreise, sondern meistens irgendwie in die Länge gezogen. Wären sie Ellipsen, dreimal so lang als breit, so würde sich R durch einen Formfaktor 0,9 vermindern²⁾. Der Formfaktor macht also wenig aus und ändert sich auch wenig, wenn man eine etwas andere Länglichkeit annehmen würde, oder wenn die verschiedenen Teilflächen eine verschiedene Länglichkeit hätten. Wir wählen den Formfaktor 0,9 und dürften dadurch die tatsächliche Flächenverzerrung im Mittel gut erfassen.

Wir wollen im folgenden auch den mittleren Druck p in der wirklichen Berührungsfläche schätzen. Zu dem Zweck wird es erforderlich, über die Größen-

¹⁾ Bei dieser Messung waren die Dochte gut leitend mit der sonstigen Bürste verbunden.

²⁾ Der einseitige Ausbreitungswiderstand einer Ellipse mit den Halbachsen α und β ist $R = \frac{\rho}{2\pi\alpha} \cdot K(k)$,

wo K das vollständige elliptische Integral erster Gattung bedeutet und der Modul $k = \frac{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}{\alpha}$ ist.

verteilung der a -Werte Annahmen zu machen¹⁾. Wir betrachten zuerst zwei Extremfälle:

I) alle a sind gleich; II) es ist $a_1 = \varepsilon$, $a_2 = 2\varepsilon$, $a_3 = 3\varepsilon$ usw.

Allgemein ist der gesuchte Druck p :

$$p = \frac{P}{\sum(\pi a^2)}, \quad (4)$$

wo P die Druckkraft auf den Kontakt bedeutet.

Bei der Berechnung ist zu berücksichtigen, daß derselbe Widerstand R den Fällen I und II zugrunde liegt, und daß also infolge der Gl. (3) oder der späteren Gl. (9)

$$n \cdot a = \sum_{v=1}^{v=n} (v \cdot \varepsilon) = \frac{1}{2} \cdot n \cdot (n+1) \cdot \varepsilon \quad (5)$$

ist. Beachten wir weiter, daß

$$\sum_{v=1}^{v=n} (v \cdot \varepsilon)^2 = \frac{1}{6} \cdot (2n+1) \cdot (n+1) \cdot n \cdot \varepsilon^2 \quad (6)$$

ist, so erhalten wir nach einfacher Rechnung das Verhältnis der Drucke p_{II} und p_I der beiden angenommenen Extremfälle

$$\frac{p_{II}}{p_I} = \frac{\pi \cdot n \cdot a^2}{\pi \cdot \sum (v \cdot \varepsilon)^2} = \frac{3 \cdot (n+1)}{2 \cdot (2n+1)}. \quad (7)$$

Es wird z. B. für $n = 5$

$$\frac{p_{II}}{p_I} = 0,82$$

und für $n = 20$

$$\frac{p_{II}}{p_I} = 0,77.$$

In Wirklichkeit dürfte eine gewisse Häufungsstelle der a -Werte vorkommen, so daß die Wirklichkeit sozusagen zwischen den beiden Fällen I und II liegt. Da nun die uns angehenden n -Werte in der eben angesetzten Größenordnung liegen, so dürfte eine passende Berücksichtigung der Verschiedenheit der a -Flächen zustande kommen, wenn wir die folgende Gleichung für den mittleren Druck benutzen:

$$p = \frac{P \cdot 0,9}{n \cdot \pi a^2}, \quad (8)$$

wo a bestimmt ist durch die Gleichung:

$$R = \frac{0,9 \cdot \varrho}{4n a}. \quad (9)$$

Dieses a ist also eine Rechnungsgröße, die sich ergibt, wenn alle Teilflächen gleich groß angesetzt werden, und wenn die wirkliche Kompliziertheit nur durch die beiden gleich 0,9 gesetzten Koeffizienten dargestellt wird. Von einer besonderen Berücksichtigung der gelegentlichen gegenseitigen Annäherung der Teilflächen sehen wir ab und begnügen uns mit der Bemerkung, daß dadurch der Widerstand etwas vergrößert wird, hier allerdings wenig, weil auf der verhältnismäßig großen eingeschliffenen

¹⁾ Die Rechnung wurde ursprünglich in vereinfachter Form unter der Annahme gleicher Kontaktflächen mittlerer Größe durchgeführt. Herr Dr. E. Spenke machte mich bei einer Diskussion darauf aufmerksam, daß im Fall verschieden großer Kontaktflächen die Anwendung des einfachen Verfahrens zu hohe Kontaktdrucke ergibt. Aus diesem Grunde ist die obige Rechnung unter verallgemeinerten Annahmen durchgeführt worden.

Eine klarere Übersicht erhält man, wenn man die gemessenen Werte des Nachwirkungsbeiwertes für die einzelnen Frequenzen als Parameter über der Temperatur aufträgt. In Bild 6 sind die bei 11 Temperaturen gemessenen Werte wiedergegeben.

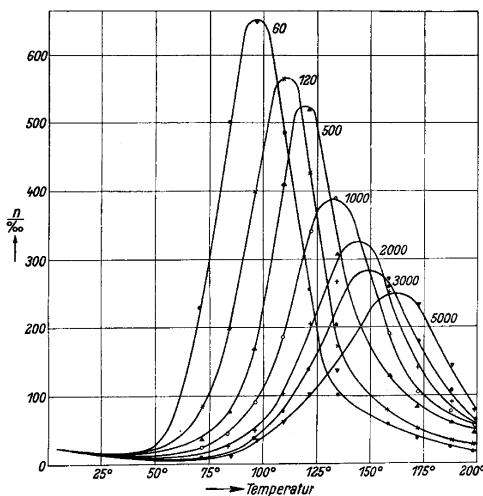


Bild 6. Abhängigkeit des Nachwirkungsbeiwertes n von der Temperatur für die angeschriebenen Frequenzen in Hz (jungfräulicher Zustand).

Für die einzelnen Frequenzen erhält man einen Verlauf des Nachwirkungsbeiwertes, der an Resonanzkurven erinnert. Während das Maximum der Kurven mit wachsender Temperatur sich nach höheren Frequenzen verschiebt, werden die Maxima zugleich niedriger. Für $f = 60$ Hz liegt der maximale Wert des Nachwirkungsbeiwertes von 650‰ bei 96°C . Die Halbwertsbreite dieser Kurve ist 42° , wenn man darunter die Temperaturdifferenz versteht, innerhalb deren n vom halben Höchstwert zum Höchstwert ansteigt und auf den halben Höchstwert wieder zurückgeht. Für $f = 500$ ist der Maximalwert $n_r = 560\text{‰}$, für $f = 1000$ Hz ist $n_r = 370\text{‰}$ und ist schließlich 250‰ für die Meßfrequenz 5000 Hz.

Eine derartige Frequenz- und Temperaturabhängigkeit ist an einem anderen Werkstoff bisher nicht beobachtet worden.

Trägt man die Höchstwerte n_r und die zugehörigen Temperaturen T_r über $\lg f$ auf, so erhält man das in Bild 7 wiedergegebene Ergebnis. Die Meßpunkte liegen in erster Näherung auf Geraden.

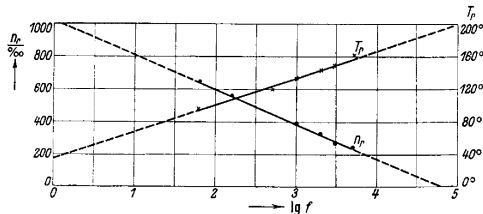


Bild 7. Höchstwerte des Nachwirkungsbeiwertes n_r und der zugehörigen Temperaturen T_r in Abhängigkeit von $\lg(f/\text{Hz})$ (jungfräulicher Zustand).

n_r genügt der Gleichung

$$n_r = 1024 - 213 \lg(f/\text{Hz}). \quad (10)$$

Setzt man die Berechtigung der Extrapolation nach niedrigen und hohen Frequenzen voraus, so ist $n_r = 1000\text{‰}$ für die Frequenz 1 Hz, während $n_r = 0$ bei der Frequenz 63 kHz wird, d. h. also, von dieser Frequenz an tritt keine frequenzabhängige Nachwirkung

mehr auf. Bei welcher tiefen Frequenz das absolute Maximum von n_r liegt, läßt sich naturgemäß nicht extrapolieren. Für T_r heißt die Gleichung

$$T_r = 35,6 + 32,8 \lg(f/\text{Hz}). \quad (11)$$

Auf diese Beziehung wird im folgenden näher eingegangen.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß Karbonyl Eisen im rekristallisierten Zustand eine starke Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der Nachwirkung zeigt. Bei

Dem Gesagten gemäß sind die n -Werte ziemlich zuverlässig. Sie sind solche, die wirklich in derartigen Kontakten vorkommen. Die a - und p -Werte sind weniger zuverlässig, weil zu vermuten ist, daß gelegentlich störende Schichten die Widerstände etwas zu groß erscheinen ließen; auch war ja bei der Messung der richtig eingeschliffene Zustand noch nicht erreicht. Demgemäß liegen die gemessenen Drucke p auffallend hoch und in der Nähe der Brinellhärte des betreffenden Elektrographits, welche $1,4 \text{ t/cm}^2$ betrug. Um p auch an lange eingeschliffenen Bürsten messen zu können, haben wir eine ganz andere Methode ersonnen, über deren Verwendung später berichtet werden soll.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe einer statistischen Methode wird die Anzahl Teilberührungsflächen eines Bürsten-Ring-Kontaktes gemessen. Die betreffende Bürste besitzt Dochte, d. h. in der Schleiffläche mündende, isoliert eingekittete Zylinder aus dem Bürstenwerkstoff. Aus der Größe der Ruhepausen, in denen solche Dochte stromlos bleiben, läßt sich die Anzahl der Teilberührungsflächen berechnen. Widerstandsmessungen gestatten die weitere Bestimmung der Größe der Berührungsflächen. Der Druck in der wirklichen Berührungsfläche einer nicht lange eingeschliffenen Bürste zeigt sich nicht viel kleiner als die Brinellhärte der Bürste.

Zur Deutung des Zusammenhanges zwischen Elastizitätsmodul und Dämpfung ferromagnetischer Stoffe.

Von **Max Kornetzki**.

Mit 12 Bildern.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes
der Siemens & Halske AG zu Siemensstadt.

Eingegangen am 27. Juni 1938.

Inhaltsübersicht.

- | | |
|--|---|
| A. Einleitung. Die Theorie der magnetoelastischen Dehnung. | D. Die allgemeine Spannungs-Dehnungskurve eines ferromagnetischen Stoffes. |
| B. Die magnetoelastische Dehnung bei kleinen Amplituden. Zusammenhang mit der Rayleigh-Schleife. | E. Vergleich mit früheren Messungen der Torsionsremanenz. |
| C. Prüfung der abgeleiteten Beziehungen an Hand von Meßergebnissen. | F. Anhang. Die Bestimmung des logarithmischen Dämpfungsdekrementes bei amplitudenabhängiger Dämpfung. |
| | Zusammenfassung. |

A. Einleitung.

Die Theorie der magnetoelastischen Dehnung.

Wird ein ferromagnetischer Stoff einer elastischen Spannung unterworfen, so tritt zu der allen Stoffen eigenen elastischen Dehnung noch eine Dehnung magnetischen Ursprungs hinzu. Diese Zusatzdehnung, die im Schrifttum mehrfach vorausgesagt¹⁾ und auch schon experimentell bestätigt²⁾ wurde, ist leicht erklärbar, wenn man für ein Ferromagnetikum das zuerst von P. Weiss auf Grund der Theorie der spontanen Magnetisierung eingeführte Modell zugrunde legt. Nach dieser Theorie ist ein ferromagnetischer Stoff unterhalb der Curie-Temperatur bereits bei Abwesenheit äußerer magnetischer Felder bis zur technischen Sättigung magnetisiert, doch ist die Richtung der Magnetisierung in dem Körper jeweils in den einzelnen Kristalliten statistisch auf bestimmte Vorzugsrichtungen verteilt. Bei sauberen, nicht plastisch verformten Werkstoffen sind diese Vorzugsrichtungen, die mit den Richtungen leichtester Magnetisierbarkeit übereinstimmen, kristallographisch bedingt. Da nun sowohl ein Herausdrehen der Magnetisierung aus einer Richtung leichter Magnetisierbarkeit als auch das Hinüberklappen in eine andere leichte Richtung eine Längenänderung des ferromagnetischen Stoffes verursacht, muß auf Grund einfacher thermodynamischer Beziehungen umgekehrt eine dem Stoff aufgedrückte

¹⁾ R. Becker u. M. Kersten: Z. Physik **64** (1930) S. 666. — W. Heisenberg: Z. Physik **69** (1931) S. 287. — R. Becker: Physik. Z. **33** (1932) S. 905. — M. Kersten: Z. Physik **85** (1933) S. 708. — F. Bitter: Metallwirtsch. **12** (1933) S. 735.

²⁾ R. Becker u. M. Kornetzki: Z. Physik **88** (1934) S. 634.

Verzerrung eine Änderung der Richtung der spontanen Magnetisierung zur Folge haben. Je nach dem Vorzeichen der Magnetostriktion wird unter einer angelegten Zugspannung die spontane Magnetisierung entweder parallel (bei positiver Magnetostriktion) oder senkrecht zum Zug (bei negativer Magnetostriktion) ausgerichtet. Bei positiver Magnetostriktion erfährt also der Werkstoff unter der Wirkung eines Zuges σ_1 außer der gewöhnlichen Dehnung λ_0 (siehe Bild 1) noch eine Zusatzdehnung λ_m , die bei genügend hoher Zugspannung gleich der bei völliger Ausrichtung der Magnetisierung durch ein Magnetfeld erzielten Sättigungsmagnetostriktion λ_s ist. Die bei negativer Magnetostriktion erzielte Querstellung der Magnetisierung ergibt eine zusätzliche Längenänderung, die gleich der Sättigungsmagnetostriktion ist, die quer zu einem magnetisierenden Felde beobachtet wird. Diese „Quermagnetostriktion“ ist bei quasiisotroper Richtungsverteilung der magnetischen „Vorzugslagen“ gleich der Hälfte des in einem Längsfeld auftretenden Wertes. Die Spannungs-Dehnungslinie ist in diesen Fällen keine Gerade, selbst wenn Fließvorgänge nicht auftreten. Wenn man zunächst von dem Gebiet kleinster Spannungen absieht, auf das erst weiter unten eingegangen werden soll, so kann man aus Bild 1 ablesen, daß der im Anfangsgebiet durch die magnetomechanische Zusatzdehnung verringerte Elastizitätsmodul mit der Spannung ansteigt und sich für hohe Spannungen (vorausgesetzt, daß nicht vorher die Streckgrenze überschritten wird) einem Grenzwert E_0 nähert, der ohne den Einfluß der Magnetostriktion im ganzen Spannungsbereich vorhanden wäre. Wird die Richtung der Magnetisierung durch ein starkes Magnetfeld festgehalten, so mißt man bei einer Spannung σ_1 nur die Dehnung λ_0 und erhält auf diese Weise auch bei kleinen Spannungen den Elastizitätsmodul E_0 .

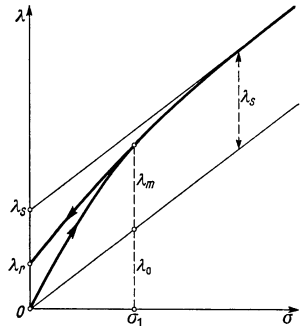


Bild 1. Spannungs (σ)-Dehnungs (λ)-Kurve eines ferromagnetischen Stoffes bei höheren Spannungen.

Hat man die Magnetisierungsvektoren durch eine Spannung ausgerichtet, so beobachtet man beim Entspannen des Werkstoffes, daß die Spannungs-Dehnungskurve nicht reversibel durchlaufen wird. Bei der Spannung Null ergibt sich eine remanente Dehnung λ_r (siehe Bild 1). Diese Remanenz tritt auch dann auf, wenn die Spannung so gering war, daß elastische Fließvorgänge noch nicht eintreten konnten. Man muß in diesem Fall schließen, daß die durch die Spannung verursachte Veränderung in der Richtungsverteilung der spontanen Magnetisierung nach dem Entspannen nicht völlig zurückgeht, eine Erscheinung, die der nach dem Abschalten eines magnetisierenden Feldes auftretenden remanenten Magnetisierung stark ähnelt. Wir werden weiter unten sehen, wieweit der Mechanismus in diesen beiden Fällen übereinstimmt. Der Beweis für die magnetostriktive Natur der remanenten Dehnung λ_r kann am einfachsten dadurch erbracht werden, daß sie durch einen Entmagnetisierungsprozeß des äußerlich gar nicht magnetisierten Materials zum Verschwinden gebracht werden kann¹⁾.

Bei einer Schwingungsbeanspruchung verursacht die Irreversibilität der Spannungs-Dehnungskurve eine Dämpfung, die sich der gewöhnlichen plastischen oder

¹⁾ Siehe R. Becker u. M. Kornetzki: a. a. O., ferner auch die Arbeit von G. Richter in „Probleme der technischen Magnetisierungskurve“, herausgegeben von R. Becker: Berlin (1938).

Nachwirkungs-dämpfung überlagert. An dem Beispiel einer Torsionsschwingung wurde in der obengenannten Arbeit von R. Becker und M. Kornetzki gezeigt, daß die magnetomechanische Zusatzdämpfung die gewöhnliche Dämpfung außerordentlich stark übertreffen kann. Diese Beobachtung bezog sich auf Schwingungsamplituden, die einer Dehnung von etwa $10^{-5} \cdots 10^{-4}$ entsprachen. Neuerdings wurden von F. Förster und W. Köster¹⁾ Messungen des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung an ferromagnetischen Stoffen mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß eine Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung von der Schwingamplitude und damit also auch von der Spannung schon bei äußerst kleinen Dehnungen auftritt. Es handelte sich dabei um Dehnungen von etwa 10^{-7} . Das überraschendste Ergebnis war dabei, daß der Elastizitätsmodul mit wachsender Amplitude linear abnimmt, was zunächst mit den Erläuterungen, die oben an Hand des Bildes 1 gegeben wurden, im Widerspruch zu stehen scheint. In folgendem sollen die Vorgänge bei kleinen Amplituden näher betrachtet werden, wobei sich zeigen wird, daß sich dieser anscheinende Widerspruch im Rahmen der bis jetzt bekannten Eigenschaften eines Ferromagnetikums deuten läßt, und daß darüber hinaus eine bestimmte Beziehung besteht zwischen der Amplitudenabhängigkeit des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung.

B. Die magnetoelastische Dehnung bei kleinen Amplituden.

Zusammenhang mit der Rayleigh-Schleife.

F. Förster und W. Köster stellen bei nichtferromagnetischen Stoffen fest, daß der Elastizitätsmodul und die Dämpfung in demselben Amplitudenbereich, in dem sie für ferromagnetische Stoffe die oben beschriebene Abhängigkeit finden, innerhalb der Meßgenauigkeit vollkommen konstant sind²⁾. Daraus ist zu folgern, daß die Spitzen der einzelnen Spannungs-Dehnungsschleifen bei verschiedenen Amplituden auf einer Geraden liegen, deren Neigung den Elastizitätsmodul bestimmt. Die Breite der Schleifen ist wegen der konstanten Dämpfung proportional zur Höchstamplitude und damit proportional zur Höchstspannung, wie es Bild 2 zeigt. Die bei ferromagnetischen Stoffen gefundene Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung von der Amplitude läßt darauf schließen, daß die Schleifen mit wachsender Amplitude ihre mittlere Neigung ändern, und daß außerdem die Breite der Schleifen einem anderen Gesetz folgt als dem oben beschriebenen. Da mit den geringen Spannungen auch nur geringe Änderungen der Verteilung der spontanen Magnetisierung verknüpft sind, liegt es nahe zu versuchen, ob man aus dem bekannten Verhalten der Magnetisierung bei kleinen Feldstärken eine Aussage über das Verhalten bei kleinen Spannungen machen kann.

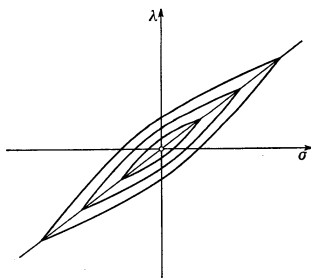


Bild 2. Spannungs (σ)-Dehnungs (λ)-Schleifen eines nichtferromagnetischen Stoffes bei kleinen Amplituden.

¹⁾ F. Förster u. W. Köster: Naturwiss. **25** (1937) S. 436.

²⁾ Abgesehen von einigen Sonderfällen, z. B. wenn der Werkstoff bei Temperaturen untersucht wird, die dicht unter dem Schmelzpunkt liegen.

Bei kleinen Feldstärken, also bei Feldstärken wesentlich unterhalb der Koerzitivkraft, geschieht die Magnetisierung allein durch Verschieben der Grenz wand zwischen Bezirken mit verschiedener Magnetisierungsrichtung. Die Drehprozesse tragen, wie sich rechnerisch leicht zeigen läßt, zur Anfangspermeabilität praktisch nicht bei. Diese Wandverschiebungen können nun einmal stattfinden zwischen Bezirken, deren Magnetisierung in der gleichen leichten Richtung, aber antiparallel liegt (180°-Wand) oder zwischen Bezirken, deren Magnetisierung in 2 verschiedenen leichten Richtungen liegt (90°-Wand). Die Wände sind festgelegt durch die Verteilung der inneren Spannungen in dem Werkstoff, und zwar sitzen die 90°-Wände (grob gesprochen) an den Übergangsstellen zwischen Zug- und Druckspannungsbereichen¹⁾, während die 180°-Wände je nach dem Vorzeichen der Magnetostriktion an den Stellen größter oder kleinster Gitterverzerrung²⁾ liegen. Für die folgenden Betrachtungen brauchen wir nun die 180°-Wände nicht zu berücksichtigen, da ihre Verschiebung keine Magnetostriktion verursacht. Die 90°-Wände verschieben sich unter dem Einfluß einer schwachen Spannung in einer Weise, die mit der Verschiebung unter der Wirkung eines kleinen Feldes fast vollkommen übereinstimmt. In Bild 3 sind die Verhältnisse in einer vereinfachten Zeichnung erläutert. Die von außen ungestörten Bezirke zeigt Bild 3a (die Pfeile geben die Richtung der Magnetisierung in den Bezirken an), während die Bilder 3b bzw. 3c die Verschiebung der Wände in einem schwachen Feld bzw. unter der Wirkung einer schwachen Zugspannung zeigen. Die Lage der Wände im ungestörten Fall ist dabei gestrichelt eingezeichnet. Ein Unterschied tritt in beiden Fällen nur insofern auf, als in einem Feld die Wände sich stets so bewegen, daß die mittlere Magnetisierung in Richtung des Feldes anwächst, während z. B. unter einer angelegten Zugspannung die Bezirke, die vorher schon unter Zug standen, nach allen Seiten anwachsen auf Kosten der Druckbezirke. Die mittlere Magnetisierung bleibt im zweiten Fall gleich Null. Falls der Gradient der inneren Spannungen in der Nähe der Übergangsstellen einen glatten Verlauf hat und die Verschiebungen kleiner sind als die Ausdehnung der Bezirke, ist ein reversibler Ablauf der Wandverschiebungen anzunehmen. Da praktisch auch bei kleinsten Feldern schon Remanenz beobachtet wird, muß man folgern, daß die obigen Voraussetzungen nicht erfüllt sind³⁾, daß also schon nach kleinsten

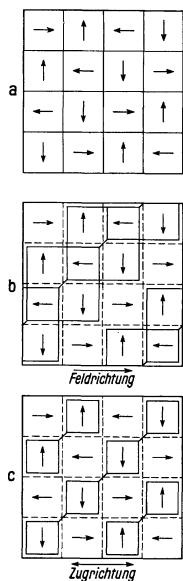


Bild 3. Der Einfluß eines magnetischen Feldes oder einer Zugspannung auf die Verteilung der Magnetisierung in einem Ferromagnetikum.

a ohne Feld und ohne Zug, b mit schwachem Feld ohne Zug, c ohne Feld mit schwachem Zug (Magnetostriktion positiv). (Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung in den einzelnen Bezirken an.)

¹⁾ Siehe z. B. F. Bloch: Z. Physik **74** (1932) S. 333. — R. Becker: Physik. Z. **33** (1932) S. 905.

²⁾ Siehe z. B. F. Bloch a. a. O. — E. Kondorski: Sowj. Phys. **11** (1937) S. 597. — Arbeit von M. Kersten in: „Probleme der technischen Magnetisierungskurve“, herausgegeben von R. Becker: Berlin (1938).

³⁾ Es wäre zwar möglich, daß die magnetische Remanenz bei kleinsten Feldern nur von 180°-Wandverschiebungen herrührt, während die 90°-Wände bei kleinen Feldern reversibel wandern. Für diese Annahme ist jedoch ein stichhaltiger physikalischer Grund nicht vorhanden, da der Remanenzmechanismus bei beiden Wandarten in vieler Beziehung übereinstimmen dürfte. Ein endgültiger Beweis wäre jedoch erst dadurch zu erbringen, daß das Verhalten der Remanenz der Magnetostriktion bei kleinen Feldern untersucht wird.

Auslenkungen kein reversibler Rückgang aller Wände eintritt. Ob diese Remanenz nun daher rührt, daß wenigstens einige Wände nicht völlig in die alte Lage zurückkehren, weil sie z. B. an Gitterstörungen hängen bleiben, oder daher, daß sehr kleine Bezirke von den Wänden völlig überrannt werden und mangels eines passenden Keimes nach dem Abschalten des Feldes nicht mehr entstehen können, ist hier zunächst gleichgültig. Es kommt uns nur darauf an, daß dieses Zurückbleiben nach einer Auslenkung durch ein Magnetfeld oder durch eine äußere Spannung völlig gleichartig auftritt, und diese Gleichartigkeit erscheint physikalisch durchaus begründet.

Die Magnetisierung bei kleinen Feldern folgt nun nach den Beobachtungen von J. W. Rayleigh¹⁾ dem Gesetz

$$\mathfrak{B} = \mu_A \mathfrak{H} + 2\nu \mathfrak{H}^2 \quad (1)$$

(\mathfrak{B} = Induktion, \mathfrak{H} = Feldstärke, μ_A = Anfangspermeabilität). Da nun die mit einer 90°-Wandverschiebung verknüpfte Magnetostraktion bei kleinen Änderungen proportional der Verschiebung ist, werden wir also erstens ansetzen, daß die

durch eine äußere Spannung σ erzeugte magnetostriktive Zusatzdehnung eines Ferromagnetikums λ_m ebenfalls einem quadratischen Gesetz nach Art des Gesetzes von J. W. Rayleigh folgt:

$$\lambda_m = \frac{\sigma}{E'} + \frac{\sigma^2}{E''}. \quad (2)$$

Diese Dehnung λ_m überlagert sich der gewöhnlichen Hookeschen Dehnung λ_0

$$\lambda_0 = \frac{\sigma}{E_0}; \quad (3)$$

E_0 ist dabei der Elastizitätsmodul, der ohne die magnetostriktive Zusatzdehnung, also z. B. bei magnetischer Sättigung gemessen werden würde. Die Gesamtdehnung λ ist also

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_m = \sigma \left(\frac{1}{E_0} + \frac{1}{E'} + \frac{\sigma}{E''} \right). \quad (4)$$

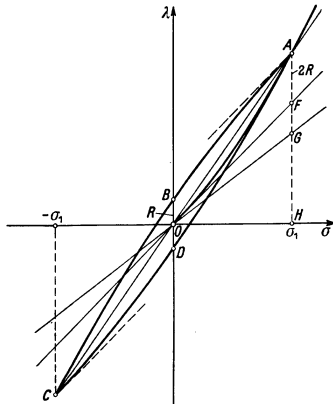


Bild. 4. Spannungs (σ)-Dehnungs (λ)-Schleife eines ferromagnetischen Stoffes bei kleinen Amplituden.

In Bild 4 stellt die stark ausgezogene Kurve OA diese parabolische Dehnungskurve dar. Bei der Spannung σ_1 ist HG die Hookesche Dehnung, GF die lineare (reversible) und $FA = 2R$ die quadratische magnetostriktive Dehnung. Läßt man nun die Spannung zwischen $+\sigma_1$ und $-\sigma_1$ schwanken, so erhält man eine Spannungs-Dehnungskurve $ABCD$. Von dieser Schleife sei bereits die auch ohne Magnetisierung vorhandene Schleifenöffnung, die proportional σ_1 ist, abgezogen, denn diese rein mechanische Schleife überlagert sich wahrscheinlich ohne Störung über die magnetisch bedingte. Nach J. W. Rayleighs Messungen ist nun weiter die reversible Permeabilität auf dem rückgehenden Ast einer kleinen Magnetisierungsschleife gleich der Anfangspermeabilität oder anders ausgedrückt, die Anfangsneigung auf dem rücklaufenden Ast der Schleife ist gleich der Neigung der Neukurve im Null-

¹⁾ J. W. Rayleigh: Philos. Mag. **23** (1887) S. 225.

²⁾ Diese Gleichung gibt die Lage der Spitzen von kleinen Magnetisierungsschleifen (Umkehrkurve) an.

punkt. Wir werden also in genauer Analogie dazu zweitens ansetzen, daß die Neigung des rücklaufenden Astes AB der Dehnungsschleife im Punkte A gleich der Anfangssteigung der Kurve AO , also gleich der Steigung von OF ist. Zur Festlegung der Schleife brauchen wir jetzt noch die dritte Rayleighsche Bedingung, die aussagt, daß die beiden Schleifenäste Parabelbögen sind. Unsere Dehnungsschleife ist also endgültig bestimmt, wenn wir drittens ansetzen, daß die Kurvenzüge ABC und CDA Parabelbögen sein sollen.

Aus diesen 3 Bedingungen ergibt sich, daß die magnetomechanische Remanenz OB der Schleife gleich der Hälfte von FA , also gleich R ist:

$$OB = R = \frac{\sigma^2}{2E''}. \quad (5)$$

Die Remanenz der Schleife steigt also hier mit σ^2 statt wie im Fall rein mechanischer Dämpfung nur mit σ an, so daß man eine amplitudenabhängige Schwingungsdämpfung erhält. Des Verlauf der Elastizitätsmoduls ist durch die Umkehrpunkte bestimmt, er wird daher allein durch die Gl. (4) beschrieben. Bei der Spannungsamplitude Null würde man zunächst den Elastizitätsmodul E_a messen, der sich ergibt aus

$$\frac{1}{E_a} = \left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\sigma \rightarrow 0} = \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E'}. \quad (6)$$

Der Unterschied zwischen E_0 und E_a ist dabei der bereits bekannte ΔE -Effekt. Wir führen in Gl. (4) diesen Wert E_a ein und berechnen dann aus dieser Gleichung den Verlauf des spannungsabhängigen Elastizitätsmoduls E

$$\frac{1}{E} = \frac{\lambda}{\sigma} = \frac{1}{E_a} + \frac{\sigma}{E''}; \quad (7)$$

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_a} \left(1 + \frac{E_a}{E''} \sigma\right).$$

Solange $\frac{E_a \sigma}{E''} \ll 1$ ist¹⁾, gilt

$$E = E_a \left(1 - \frac{E_a}{E''} \sigma\right).$$

Ebenfalls unter Annahme obiger Ungleichung und unter Benutzung der Gl. (6) kann man setzen

$$E = E_a \left(1 - \frac{E_a^2}{E''} \lambda\right). \quad (8)$$

Wir erhalten also auf diese Weise eine lineare Abnahme des Elastizitätsmoduls mit wachsender Spannungs- bzw. wachsender Schwingungsamplitude. Die anschaulichste Form für E erhält man, wenn man schreibt:

$$E = E_a \left(1 - \frac{2R}{\lambda}\right), \quad (9)$$

denn hier sieht man, daß es für die Änderung des Elastizitätsmoduls ankommt auf das Verhältnis der Schleifenbreite zur Schleifenamplitude.

Die Schwingungsdämpfung ergibt sich aus dem Energieverlust ΔU der Volumeneinheit beim Durchlaufen einer Schleife. ΔU ist gleich der umschriebenen Fläche:

$$\Delta U = \frac{2}{3} 2R 2\sigma = \frac{8}{3} R\sigma.$$

¹⁾ Die Bedeutung dieser Ungleichung erkennt man, wenn man die linke Seite mit σ erweitert. Man erhält dann $\frac{E_a}{\sigma} \cdot \frac{\sigma^2}{E''} \ll 1$ oder $\frac{\sigma^2}{E''} \ll \frac{\sigma}{E_a}$. Vergleicht man mit Gl. (5), so sieht man, daß die Ungleichung verlangt: Schleifenbreite klein gegen Schleifenamplitude. Es wird sich später zeigen, daß bei den für die Prüfung der abgeleiteten Beziehungen benutzten Meßergebnissen diese Bedingung erfüllt ist.

Unter denselben Voraussetzungen wie bei Gl. (8) ergibt sich

$$\Delta U = \frac{2}{3} R E_a \lambda. \quad (10)$$

Die in der Mechanik übliche Schreibweise erhalten wir, wenn wir das logarithmische Dämpfungsdekrement $\vartheta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}}$ (A_n und A_{n+1} sind 2 aufeinanderfolgende Amplituden einer freien Schwingung) einführen. Der Energieverlust ΔU der Volumeneinheit zwischen 2 aufeinanderfolgenden Amplituden ist bei einer Schwingung mit der Dämpfung ϑ (falls $\vartheta \ll 1$ ist) und dem Elastizitätsmodul E gleich

$$\Delta U = \vartheta E \lambda^2. \quad (11)$$

Aus (10) und (11) folgt für die magnetomechanische Zusatzdämpfung

$$\vartheta_m = \frac{8}{3} \frac{R}{\lambda} = \frac{4}{3} \frac{E_a^2}{E''} \lambda. \quad (12)$$

Diese äußerst wichtige Gleichung erlaubt uns später aus der gemessenen Dämpfung ϑ die Remanenz R auszurechnen. Wir wollen jedoch die bisherigen Gleichungen noch in eine Form bringen, die ohne weiteres eine experimentelle Prüfung zuläßt. Aus Gl. (8) folgt

$$\frac{dE}{d\lambda} = -\frac{E_a^2}{E''} = -\frac{E_a}{\lambda} \cdot \frac{\lambda E_a^2}{E''} = -\frac{E_a}{\lambda} \cdot \frac{3}{4} \vartheta m,$$

$$\boxed{\frac{1}{E_a} \frac{dE}{d\lambda} = -\frac{3}{4} \frac{\vartheta m}{\lambda}}. \quad (13)$$

Wir haben auf diese Weise 3 Ergebnisse erhalten, die wir noch einmal kurz zusammenfassen wollen:

1. Bei kleinen Amplituden nimmt der Elastizitätsmodul mit wachsender Amplitude linear ab [Gl. (8)]. Diese Beziehung entspricht dem linearen Anstieg der Anfangspermeabilität mit der Feldstärke¹⁾.

2. Die Dämpfung steigt linear mit der Amplitude an [Gl. (12)]. Das entspricht dem Ansteigen der magnetischen Hystereseverluste mit der Feldstärke.

3. Zwischen der Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Amplitude und der Zusatzdämpfung besteht eine Beziehung, die nur einfache, physikalisch meßbare Größen enthält. Diese Gleichung entspricht der aus der Gleichung der Rayleigh-Schleife abgeleiteten Beziehung zwischen dem Anstieg der Permeabilität mit der Feldstärke und der Hysteresedämpfung.

C. Prüfung der abgeleiteten Beziehungen an Hand von Meßergebnissen.

Für die Prüfung der obigen Berechnungen verwenden wir die bereits erwähnten Meßergebnisse von F. Förster und W. Köster. Bild 5 zeigt die in der genannten Arbeit dargestellten Werte des Elastizitätsmoduls, über der Schwingungsamplitude aufgetragen²⁾. Es handelt sich dabei um Eigenschwingungen von Stäben mit einem Durchmesser von etwa 0,8 cm und einer Länge von etwa 20 cm. Man kann aus diesen Angaben ausrechnen, daß einer Amplitude von $100 \cdot 10^{-6}$ mm etwa eine Rand-

¹⁾ Ein Vergleich der Gl. (1) und (2) zeigt, daß der Elastizitätsmodul nicht eine der Permeabilität, sondern dem magnetischen Widerstand entsprechende Größe ist. Daher steht dem Abfall von E ein Anstieg der Permeabilität gegenüber.

²⁾ Das Bild 5 entspricht der Fig. 1 in der Arbeit von F. Förster und W. Köster; nur sind die in letzterer gebrachten Angaben in $\mu\mu$ durch 10^{-8} mm in Übereinstimmung mit den Ausführungen von F. Förster u. W. Köster im Textteil ihrer Arbeit ersetzt worden.

dehnung $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-7}$ entspricht. Die lineare Abnahme des Elastizitätsmoduls mit der Amplitude steht in guter Übereinstimmung mit unserer Rechnung.

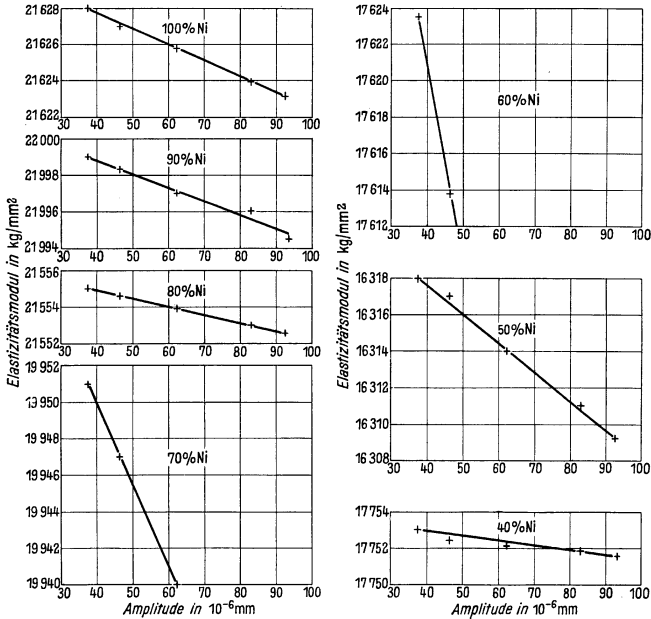


Bild 5. Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls reversibler Eisen-Nickel-Legierungen von der Amplitude.

Bild 6 zeigt die Dämpfung über dem Nickelgehalt der untersuchten Eisen-Nickel-Legierungen mit der Amplitude als Parameter¹⁾. In Bild 7 sind die Dämpfungswerte für 60 und 70 % Ni über der Amplitude dargestellt (siehe die dick ausgezogenen Kurven). Auf der Abszisse wurde gleichzeitig die der Schwingamplitude entsprechende Randdehnung eingetragen). Man erkennt, daß die Meßpunkte besonders bei der 60 %-Legierung sehr genau auf einer Geraden liegen. Ob die Streuung der Meßpunkte bei der 70 %-Legierung systematisch ist, läßt sich an Hand des Bildes nicht entscheiden. Auf eine Darstellung der Meßwerte der anderen Legierungen wurde verzichtet, da sie bei der geringen Aufspaltung nicht beweiskräftig sein würde. Innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit kann man wohl von einer Bestätigung des linearen Dämpfungsanstieges sprechen.

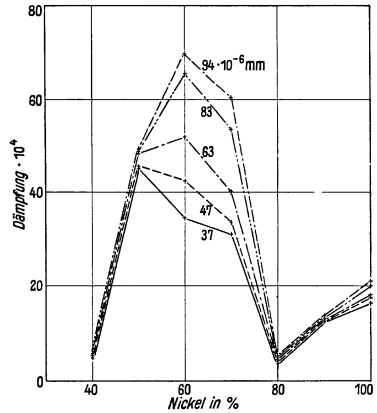


Bild 6. Dämpfung der reversiblen Eisen-Nickel-Legierungen bei verschiedener Amplitude in Abhängigkeit vom Nickelgehalt.

¹⁾ Dieses Bild entspricht der Fig. 3 der genannten Arbeit; vgl. auch die vorhergehende Fußnote.

Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die Geraden nicht durch den Nullpunkt gehen. Sie schneiden auf der Ordinate ein Stück ab, das man als Dämpfung ϑ_0 bei der Amplitude Null bezeichnen muß. ϑ_0 entspricht der rein mechanischen Dämpfung ohne den magnetostriktiven Anteil. Überraschend ist die Tatsache, daß schon bei diesen außerordentlich geringen Dehnungen die magnetomechanische

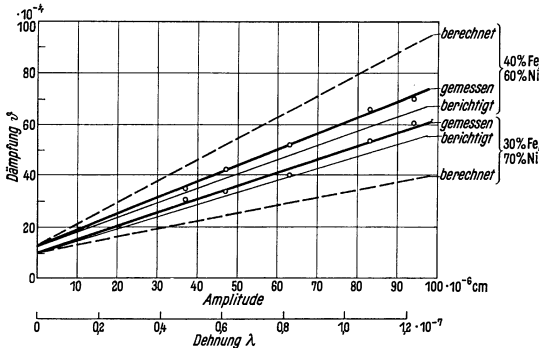


Bild 7. Abhängigkeit der Dämpfung ϑ von der Amplitude.

Dämpfung die rein mechanische stark übertrifft, während die Änderung des Elastizitätsmoduls verhältnismäßig klein ist.

Die schärfste Prüfung unserer Überlegungen besteht in dem Vergleich der Meßergebnisse mit der Gl. (13). Wir berechnen zunächst an Hand des Bildes 5 den Wert $\frac{1}{E_a} \cdot \frac{dE}{d\lambda}$. Den Verlauf dieses

Amplitudenkoeffizienten über dem Ni-Gehalt zeigt

über der Amplitude. Zum genauen Vergleich muß an den gemessenen Dämpfungswerten noch eine Berichtigung angebracht werden, die daher rührt, daß bei einer amplitudenabhängigen Dämpfung die Halbwertsbreitenmethode nicht den richtigen Dämpfungswert liefert. Diese Berichtigung der von F. Förster und W. Köster angegebenen Zahlenwerte, deren Berechnung im Anhang angegeben ist, beträgt etwa $12 \dots 17\%$. Die korrigierten Kurven sind dünn ausgezogen eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen der berechneten und der gemessenen Neigung der Dämpfungskurve ist recht gut. Bei 60% Ni ist die berechnete Steigung 50% größer, bei 70% Ni 30% kleiner als die gemessene.

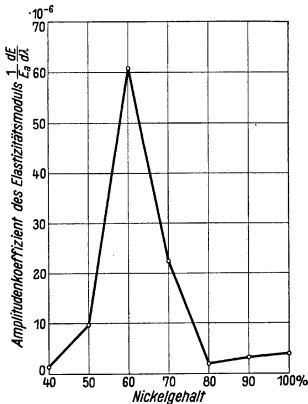


Bild 8. Abhängigkeit des Amplitudenkoeffizienten des Elastizitätsmoduls bei Eisen-Nickel-Legierungen vom Nickelgehalt.

Bild 9 zeigt die aus Bild 6 entnommene berichtigte Differenz der Dämpfung zwischen den Schwingamplituden 94 und $37 \cdot 10^{-6}$ mm und im Vergleich dazu die nach Gl. (13) aus dem Elastizitätsmodulabfall berechneten Werte über dem Nickelgehalt. Die Übereinstimmung zwischen berechneten und

¹⁾ Der Verlauf der Kurve in Bild 8 steht ohne ersichtlichen Grund nicht in Übereinstimmung mit den Werten der Fig. 2 der Arbeit von F. Förster u. W. Köster.

²⁾ Man kann hier statt der wahren Dehnung λ ohne weiteres irgendeine Größe einsetzen, die λ proportional ist, also z. B. die Schwingamplitude an irgendeiner Stelle des Stabes. Man muß dann nur auf der rechten Seite der Gl. (13) ebenfalls diese Meßgröße einsetzen.

gemessenen Werten ist auch bei den kleinen Dämpfungswerten noch verhältnismäßig gut. Im Höchstfall erreicht die Abweichung etwa einen Faktor 2. Es wäre jedoch denkbar, daß sich diese Abweichungen bei ausführlicheren Meßunterlagen noch verringern.

Zur Beurteilung der Genauigkeit darf man nicht vergessen, daß die Beziehung zwischen dem Anstieg der Permeabilität mit der Feldstärke und dem Hystereseverlust, die unserer Gl. (13) entspricht, praktisch nicht in allen Fällen erfüllt ist. Der höchste bis jetzt beobachtete Fehlfaktor beträgt dabei ebenfalls gerade 2. Allerdings liegt er stets in einer Richtung, und zwar so, daß aus dem Anstieg der gleiche oder ein größerer Hystereseverlust berechnet wird, als bei der Messung herauskommt.

D. Die allgemeine Spannungs-Dehnungskurve eines ferromagnetischen Stoffes.

In dem bisher Gesagten ist schon die Aufklärung für die anscheinend vorhandene Unstimmigkeit zwischen dem bei kleinen Amplituden gemessenen Abfall des Elastizitätsmoduls mit wachsender Amplitude und dem an Hand des Bildes 1 abgeleiteten Anstieg enthalten. Der Deutlichkeit halber sollen die Verhältnisse hier jedoch noch einmal vollständig dargestellt werden. Bild 10 gibt eine Darstellung der Spannungs-Dehnungskurve eines ferromagnetischen Stoffes, aber diesmal unter Berücksichtigung der Überlegungen, die zur Aufstellung der Gl. (8) führten. Die Dehnungskurve beginnt, wie in Bild 4 dargestellt, mit der Steigung OF , die sich aus der Hookeschen (entsprechend der Steigung OG) und der reversiblen magnetostriktiven Dehnung zusammensetzt. Diese Anfangssteigung liefert den Elastizitätsmodul E_a [siehe Gl. (6)]. Das überlagerte quadratische Glied verursacht dann den mit wachsender Spannung beschleunigten Anstieg, der zum Abfall des Elastizitätsmoduls führt. Wird die Spannung allmählich so hoch, daß man sich der Sättigung der magnetostriktiven Dehnung nähert, dann muß die Dehnungskurve wieder langsamer ansteigen und schließlich in die Gerade $A'A$ einlaufen. Diese Gerade läuft im Abstand $OA' = \lambda_s$ parallel zu der Geraden OG der Hookeschen Dehnung. Der Elastizitätsmodul muß also wieder wachsen und sich dem Wert E_0 nähern, der größer ist als E_a (siehe Bild 10, die stark gestrichelte Kurve). Während also die Spannungs-Dehnungskurve ähnlich der Magnetisierungskurve verläuft, entspricht der Verlauf des Elastizitätsmoduls mit der

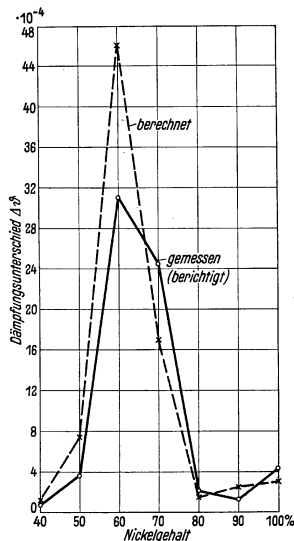


Bild 9. Dämpfungsunterschied $\Delta\delta$ zwischen den Amplituden 37 und $94 \cdot 10^{-6}$ mm bei verschiedenen Eisen-Nickel-Legierungen.

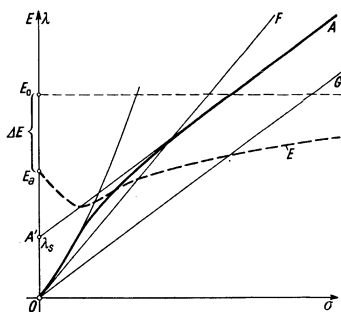


Bild 10. Vollständige Spannungs (σ)-Dehnungs (λ)-Kurve eines ferromagnetischen Stoffes (ohne plastische Dehnung).

Spannung qualitativ dem des magnetischen Widerstandes mit der Feldstärke. Das Wiederansteigen des Elastizitätsmoduls muß in dem Gebiet der „magnetomechanischen Koerzitivkraft“ erfolgen, d. h. etwa bei dem Spannungswert, bei dem nach Durchlaufen einer bis in die magnetostriktive Sättigung ausgesteuerten Spannungs-Dehnungskurve der Durchgang durch die Spannungsachse¹⁾ stattfindet. Dieser Durchgang liegt etwa in dem Gebiet der Eigenspannungen.

Es wäre äußerst aufschlußreich, wenn man eine zahlenmäßige Beziehung zwischen dem Abfall des Elastizitätsmoduls und dem Anstieg der Permeabilität bzw. zwischen der magnetomechanischen Dämpfung und dem magnetischen Hystereseverlust herstellen könnte. Die magnetischen Werte hängen jedoch stark von der Verspannung des Werkstoffes ab, ebenso die magnetomechanischen Eigenschaften. Bei hoher Verspannung fallen auf Grund der durch die Spannung vorgegebenen einachsigen Symmetrie gerade die 90°-Übergänge fast vollkommen aus. Die Remanenz der Magnetostraktion und der ΔE -Effekt nehmen in diesem Fall sehr stark ab, und daher müssen auch die magnetomechanische Zusatzdämpfung und der Abfall des Elastizitätsmoduls gegen Null gehen, wie es von F. Förster und W. Köster beobachtet wurde. Ein Vergleich zwischen magnetischen und magnetomechanischen Messungen erscheint nur aussichtsreich, wenn man in beiden Fällen den Werkstoff gleich behandelt oder am gleichen Stück mißt. Wir wollen daher an dieser Stelle nicht näher darauf eingehen, sondern nur darauf hinweisen, daß es sehr aufschlußreich sein wird, diese Untersuchungen noch mehr auf Werkstoffe mit verschiedenen starken Eigenspannungen auszudehnen, indem z. B. die Abhängigkeit der genannten Größen von der Stärke einer allmählich wachsenden plastischen Verformung gemessen wird.

E. Vergleich mit früheren Messungen der Torsionsremanenz.

Wir wollen nun noch versuchen, die bei kleinen Amplituden ausgeführten Messungen mit den bei größeren Amplituden, allerdings im Fall der Torsion, erzielten Ergebnisse zu vergleichen. Der parabelförmige Anstieg der magnetomechanischen Remanenz mit der Aussteuerung ist sehr schön an der von G. Richter²⁾ an Karbonyleisen gemessenen Kurve zu erkennen³⁾. Ein zahlenmäßiger Vergleich ist möglich mit den Messungen der Torsionsremanenz an Nickel⁴⁾. Diese Kurve ist in Bild 11 noch einmal dargestellt, nur wurde als Abszissen- und Ordinatenmaßstab statt der Verdrehung φ die Verzerrung λ eingesetzt, deren Zusammenhang mit der Verdrehung durch die Gleichung

$$\varphi = 2\lambda \quad (14)$$

gegeben ist. Mittels der Gl. (12) können wir nun die magnetomechanische Remanenz R in Abhängigkeit von der Amplitude aus dem gemessenen Dämpfungsanstieg berechnen. Diese mit R bezeichnete Kurve ist in Bild 11 mit eingetragen. Man sieht, daß zwar die Kurve R unter der gemessenen Kurve φ_R liegt, daß aber die Übereinstimmung zwischen den beiden auf so verschiedenem Wege gewonnenen Kurven doch immerhin so groß ist, daß dadurch eine neue Stütze für die obigen Überlegungen

¹⁾ Siehe die Abb. 8 in der Arbeit von R. Becker u. M. Kornetzki, a. a. O.

²⁾ Siehe in der Abb. 12 der genannten Arbeit den Anfangsteil der Kurve φ_R .

³⁾ Aus den Überlegungen folgt, daß die Remanenz einer kleinen Magnetostraktionsschleife ebenfalls quadratisch mit der Feldstärke wachsen müßte. Darüber liegen noch keine Messungen vor. Bekannt ist jedoch, daß die Neukurve der Magnetostraktion nicht linear, sondern etwa quadratisch beginnt.

⁴⁾ Siehe Abb. 3 der Arbeit von R. Becker u. M. Kornetzki, a. a. O.

geliefert wird¹⁾. Der noch vorhandene Unterschied kann zwei Ursachen haben. Einmal kann die Spannungs-Dehnungskurve im Gebiet der „magnetomechanischen Koerzitivkraft“, also etwa an ihrem Wendepunkt, auf Grund eines starken Anwachsens der Zahl der irreversiblen Vorgänge einen schnelleren Anstieg zeigen, so wie er bei der Magnetisierungskurve und in schwächerem Maße bei der Magnetostriktionskurve beobachtet wird. Diese Annahme scheint jedoch, besonders wenn man die Richterschen Ergebnisse betrachtet, nicht zuzutreffen. Der Grund scheint vielmehr der zu sein, daß das Nickel, an dem die Remanenz der Torsion bestimmt wurde, weicher war (2 h bei 900° gegläht) als das für die Dämpfungsmessungen verwendete (1 h bei 700° gegläht), daß also an verschiedenem Material gemessen wurde, während die Prüfung der Gl. (13) sich auf Messungen von E_a und ϑ an demselben Werkstück bezieht. Für diese Annahme spricht auch der verhältnismäßig hohe Elastizitätsmodul des Nickels von F. Förster und W. Köster, der 21 620 kg/mm² beträgt, während E. Giebe und E. Blechschmidt²⁾ für sehr weiches Nickel einen Elastizitätsmodul von etwa 19000 kg/mm² bestimmt haben. Es wird später versucht werden, ob es außer den schon erwähnten Beziehungen zwischen magnetischen und magnetomechanischen Größen möglich ist, eine zahlenmäßige Erklärung für den Verlauf des Amplitudenkoeffizienten des Elastizitätsmoduls mit dem Nickelgehalt zu geben.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, den Herren M. Kersten und Dr. H. Schulze für anregende Diskussionen zu danken.

F. Anhang.

Die Bestimmung des logarithmischen Dämpfungsdekrementes bei amplitudenabhängiger Dämpfung.

Für die Bestimmung der Schwingungsdämpfung wird entweder das Abkling- oder das Halbwertsbreitenverfahren verwendet. Im ersten Fall wird der zu untersuchende Stab angeschlagen und die Zeit gemessen, während der die Schwingungsweite von irgendeinem Anfangswert auf die Hälfte abgesunken ist. Dieses Verfahren findet besonders bei sehr kleinen Dämpfungen Anwendung. Zur Bestimmung der Halbwertsbreite wird der Stab mit verschiedenen Frequenzen erregt und die Schwingungsweite über der Frequenz aufgetragen. Aus der Breite der Resonanzkurve $\Delta\nu$ an der Stelle, bei der der Amplitude auf die Hälfte der bei der Eigenfrequenz ν_E erreichten Amplitude abgesunken ist, läßt sich das Dämpfungsdekrement berechnen nach der Gleichung

$$\vartheta = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\Delta\nu}{\nu_E}. \tag{15}$$

Da sich die Amplitude beim Durchlaufen der Resonanzkurve dauernd ändert, kann dieses Verfahren ebenso wie die Abklingmethode nur dann richtige Ergebnisse

¹⁾ Bei der Rechnung wurde berücksichtigt, daß es sich in einem Fall um Torsion, im anderen Fall um Biegung handelt. Dabei ergibt sich ein Umrechnungsfaktor $2/\pi^2$.

²⁾ E. Giebe u. E. Blechschmidt: Ann. Physik **11** (1931) S. 905.

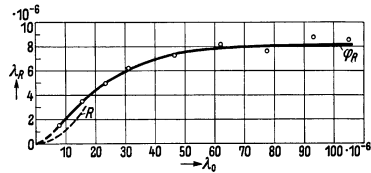


Bild 11. Abhängigkeit der Dehnungsremanz λ_R von der vorhergegangenen Dehnung λ_0 . φ_R aus Torsionsmessungen; R berechnet aus der Dämpfung von Biegungsschwingungen.

liefern, wenn die Dämpfung nicht von der Amplitude abhängt. Andernfalls schwingt der Werkstoff auf jedem Teil der Resonanzkurve mit einer anderen Dämpfung, so daß die Form der Resonanzkurve eine andere ist als sie bei der Berechnung der Gl. (15) zugrunde liegt.

Wir wollen nun, da die Überlegungen andernfalls zu weit führen würden, gleich auf den oben beschriebenen Fall der linear mit der Amplitude ansteigenden Dämpfung eingehen. Wir setzen also

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2 \cdot \lambda \quad (16)$$

(λ sei dabei die bei der betreffenden Spannungs-Dehnungsschleife auftretende Höchstamplitude). Zur Vereinfachung der Rechnung führen wir statt der Dehnung λ eine reduzierte Amplitude a derart ein, daß wir setzen

$$a \vartheta_1 = \lambda \vartheta_2. \quad (17)$$

Dann wird

$$\vartheta = \vartheta_1(1 + a). \quad (18)$$

Angenommen, man hätte die Resonanzkurve des zu untersuchenden Werkstoffs bei verschiedener Aussteuerung bestimmt und aus dieser ohne Berücksichtigung der Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung nach der Gl. (15) ein Dämpfungsdekrement ϑ' in Abhängigkeit von der jeweils bei der Eigenfrequenz ν_E vorhandenen Höchstamplitude λ_E berechnet. Wir fragen nun nach der Beziehung zwischen ϑ und ϑ' , und vor allen Dingen danach, ob auch ϑ' linear mit λ_E anwächst.

Die Dehnungsamplitude eines schwingenden Systems, das mit einer Frequenz erregt wird, die um ν' von der Eigenfrequenz abweicht, ist

$$\lambda = \frac{C}{\sqrt{\nu'^2 + \frac{\vartheta^2 \nu_E^2}{4\pi^2}}}. \quad (19)$$

C ist dabei eine für uns unwichtige Konstante. Wir suchen nun die Verstimmung ν' , die die bei ν_E vorhandene Höchstamplitude λ_E auf die Hälfte herab, den Ausdruck unter der Wurzel also auf den vierfachen Wert bringt. Zu der Höchstamplitude λ_E gehört die reduzierte Amplitude a_E . Die Dämpfung ϑ hat bei der Eigenfrequenz ($\nu' = 0$) den Wert

$$\vartheta = \vartheta_1(1 + a_E)$$

und bei der gesuchten Verstimmung ν' den Wert

$$\vartheta = \vartheta_1(1 + a_E/2).$$

Es gilt also

$$\begin{aligned} \nu'^2 + \frac{\vartheta_1^2(1 + a_E/2)^2}{4\pi^2} &= 4\vartheta_1^2(1 + a_E)^2; \\ \nu'^2 &= \frac{\nu_0^2}{4\pi^2} \vartheta_1^2 [4(1 + a_E)^2 - (1 + a_E/2)^2]. \end{aligned} \quad (20)$$

Der Dämpfungswert ϑ' , den man ohne Berücksichtigung der Amplitudenabhängigkeit erhalten hätte, ergibt sich, wenn man in der Gl. (20) $a_E = 0$ setzt

$$\nu'^2 = \frac{\nu_0^2}{4\pi^2} \cdot \vartheta'^2 \cdot 3. \quad (21)$$

Aus (20) und (21) folgt

$$\begin{aligned} \vartheta'^2 &= \vartheta_1^2 \cdot \frac{1}{3} \left(\frac{1}{4} a_E^2 + 7a_E + 3 \right); \\ \vartheta' &= \vartheta_1 \sqrt{\frac{1}{3} a_E^2 + \frac{7}{3} a_E + 1}. \end{aligned} \tag{22}$$

Man erhält also für ϑ' eine Wurzel aus einer quadratischen Funktion. Bei näherer Betrachtung zeigt sich jedoch, daß die Wurzel fast eine Gerade darstellt. In Bild 12 ist der Verlauf der wahren Dämpfung ϑ und der gemessenen scheinbaren Dämpfung ϑ' über der reduzierten Amplitude a_E aufgetragen. Beide Kurven stimmen bei $a_E = 0$ selbstverständlich überein, die Kurve für ϑ' beginnt aber mit der Steigung $7/6 \approx 1,17$ (gestrichelte Kurve $a_E \rightarrow 0$). Bei hohen Werten von a_E nimmt die Steigung den Betrag $\frac{\sqrt{5}}{2} \approx 1,12$ an.

Man wird, da die Dämpfungsmessungen doch stets verhältnismäßig stark streuen, niemals mit der genauen Formel rechnen, sondern stets mit Näherungen, und zwar empfiehlt sich, wenn a_E etwa $\leq 2 \cdots 3$ ist (d. h. magnetische Zusatzdämpfung ϑ_m weniger als $2 \cdots 3$ mal größer als die mechanische Dämpfung ϑ_0),

$$\vartheta' \approx \vartheta_1 (1 + 1,17a). \quad (a_E \leq 2 \cdots 3) \tag{23}$$

Um aus den gemessenen Dämpfungswerten die wahren Werte zu erhalten, muß man also die Steigung der gemessenen Dämpfungsgeraden und damit die Werte von ϑ_m um etwa 17% verringern.

Bei hohem a_E , (d. h. $\vartheta_m \gg \vartheta_0$), kann man setzen

$$\vartheta' \approx \vartheta_1 (1,04 + 1,12a_E), \quad (a_E \gg 1) \tag{24}$$

d. h. die Steigung der gemessenen Dämpfungsgeraden und damit die Werte von ϑ_m sind um 12% zu verringern, während gleichzeitig von dem extrapolierten Wert von ϑ_0 4% abzuziehen sind. Diese Näherung (24) stimmt derartig genau mit der Gl. (22) überein, daß sie innerhalb der Strichstärke mit der Kurve für ϑ' in Bild 12 zusammenfällt.

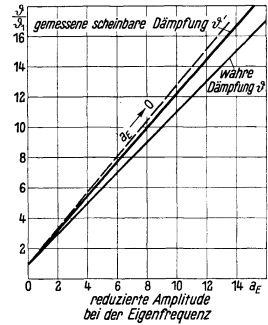


Bild 12. Wahre Dämpfung ϑ und gemessene scheinbare Dämpfung ϑ' in Abhängigkeit von der reduzierten Amplitude.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß sich die Dehnung eines Ferromagnetikums in Abhängigkeit von der Spannung ähnlich verhält wie die Magnetisierung in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke. Auf Grund der von J. W. Rayleigh gefundenen Gesetzmäßigkeiten für die Magnetisierung bei schwachen Feldern wird das Verhalten der Dehnung eines Ferromagnetikums bei kleinen Spannungen beschrieben. Dabei ergeben sich nachstehende Schlußfolgerungen:

1. Der Elastizitätsmodul sinkt bei kleinen Spannungen linear mit wachsender Spannung ab;
2. das logarithmische Dämpfungsdekrement steigt linear mit der Spannung an;
3. es läßt sich eine zahlenmäßige Beziehung zwischen dem Abfall des Elastizitätsmoduls und dem Dämpfungsanstieg angeben.

Die obigen Ergebnisse werden an Hand vorliegender Messungen geprüft und geben befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung.

Die allgemeine Spannungs-Dehnungskurve eines Ferromagnetikums wird besprochen mit dem Ergebnis, daß der bei kleinen Amplituden beobachtete Abfall des Elastizitätsmoduls in der Gegend der „magnetomechanischen Koerzitivkraft“ in einen Anstieg übergehen muß. Der Elastizitätsmodul strebt dann einem Endwert zu, der größer ist als der Anfangswert.

Die aus den Dämpfungsmessungen an Nickel berechnete magnetomechanische Remanenz wird mit den aus Torsionsmessungen direkt ermittelten Werten verglichen. Die dabei gefundene Abweichung wird auf die verschiedene Weichheit des Werkstoffes zurückgeführt.

Bei amplitudenabhängiger Dämpfung ist an den aus der Halbwertsbreitenmethode ermittelten Werten des logarithmischen Dämpfungsdekrementes eine Korrektur anzubringen, um die wahre Dämpfung zu erhalten. Diese Korrektur wird berechnet.

Über den Zusammenhang der Ausscheidungs Vorgänge mit der magnetischen Härte bei Dauermagnetlegierungen der Systeme Eisen-Nickel-Aluminium und Eisen-Nickel-Kupfer.

Von Hellmut Bumm und Horst G. Müller.

Mit 16 Bildern.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes
der Siemens & Halske AG zu Siemensstadt.

Eingegangen am 1. Juli 1938.

A. Einleitung und Aufgabe.

Seit den Untersuchungen von W. Köster¹⁾ an Eisen-Kohlenstoff- und Eisen-Stickstoff-Legierungen ist ein enger Zusammenhang zwischen dem heterogenen Zerfall aushärtbarer Legierungen und der magnetischen Härte nachgewiesen. Diese Tatsache hat zur systematischen Entwicklung einer großen Zahl von Dauermagnetlegierungen geführt. An Eisen-Kobalt-Wolfram- und Eisen-Kobalt-Molybdän-Legierungen mit raumzentriertem Gittertyp konnte mikroskopisch verfolgt werden, wie der Koerzitivkraftsanstieg mit dem Auftreten der heterogenen Phase Hand in Hand ging²⁾. Spätere Untersuchungen an der von T. Mishima³⁾ angegebenen Dauermagnetlegierung des Systems Eisen-Nickel-Aluminium haben jedoch gezeigt⁴⁾, daß hier die Höchstwerte der Koerzitivkraft offenbar bereits vor Beginn der eigentlichen Ausscheidung erreicht sein müssen, weil eine Ausscheidung im Zustand höchster magnetischer Härte weder röntgenographisch noch mikroskopisch nachweisbar war. Das Ansteigen der Koerzitivkraft beim Anlassen abgeschreckter, übersättigter Legierungen wurde daher auf die Ausscheidung vorbereitende Entmischungsvorgänge innerhalb des ternären Mischkristallgitters zurückgeführt.

Eine neue Gruppe von Dauermagnetlegierungen, die im Gegensatz zu den Eisen-Nickel-Aluminium-Dauermagneten mechanisch leicht bearbeitbar sind, gehört dem Dreistoffsystem Eisen-Nickel-Kupfer⁵⁾ an. Die Legierungen liegen in der Umgebung

¹⁾ W. Köster: Arch. Eisenhüttenwes. **2** (1928/29) S. 503 ··· 522; **3** (1929/30), S. 553 ··· 558, S. 637 ··· 658.

²⁾ W. Köster: Arch. Eisenhüttenwes. **6** (1932/33) S. 17.

³⁾ T. Mishima: Engl. Pat. 378478 (1931) — Iron Age **130 II** (1932) S. 346 — Stahl u. Eisen **53** (1933) S. 79.

⁴⁾ R. Glocker, H. Pfister u. P. Wiest: Arch. Eisenhüttenwes. **8** (1934/35) S. 561 ··· 563. — W. G. Burgers u. J. L. Snoek: Physica **2** (1935) S. 1064. — A. J. Bradley u. A. Taylor: in „Magnetism“, London (1938), S. 91. — J. L. Snoek: Göttinger Vorträge 1937, Berlin (1938).

⁵⁾ O. Dahl, J. Pfaffenberger u. N. Schwartz: Metallwirtsch. **14** (1935) S. 665. — H. Neumann: Metallwirtsch. **14** (1935) S. 778. — H. Neumann, A. Büchner u. H. Reinboth: Z. Metallkde. **29** (1937) S. 173.

des Punktes 20% Fe, 20% Ni, 60% Cu. Nach W. Köster und W. Dannöhl¹⁾ sind diese Legierungen ausscheidungsfähig; der Zusammenhang zwischen der Ausbildung der magnetischen Härte und dem Fortgang der Ausscheidung ist jedoch noch nicht geklärt²⁾. Bei der Untersuchung eisen-nickelreicher Legierungen dieses Systems³⁾ (60/40 Fe/Ni + 15% Cu) konnte gezeigt werden, daß der Koerzitivkraftsanstieg erst dann erfolgt, wenn die eigentliche Ausscheidung bereits beendet ist. Die Koerzitivkraftserhöhung liegt hier in dem Gebiet der Koagulation der ausgeschiedenen kupferreichen Phase; als Verzerrungsursache hatte sich die Verschiedenheit der Ausdehnungskoeffizienten der beiden heterogenen Endphasen (Invar + Kupfer) ergeben.

Die nachfolgenden Untersuchungen sollen zeigen, ob bei den Eisen-Nickel-Kupfer-Dauermagnetlegierungen die gleichen Härtungsursachen, wie bei den eisen-nickelreichen Legierungen dieses Systems, maßgebend sind. Eine Untersuchung der Mishima-Legierung des Systems Eisen-Nickel-Aluminium schien deshalb lohnend, weil die bisher gegebene Erklärung ihres magnetisch wertvollen Zustandes, wenn man von einer leichten Verschmierung des K_a -Dubletts der von W. G. Burgers und J. L. Snoek benutzten Co-Strahlung bei Einkristallen absieht⁴⁾, jeglicher experimenteller Grundlage entbehrt.

B. Untersuchungen an Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen.

Die Untersuchungen wurden an 2 Legierungen der Zusammensetzung 58% Fe, 30% Ni, 12% Al bzw. 68% Fe, 20% Ni, 12% Al (Gewichtsgehalt) durchgeführt. Die Legierungen wurden in einer eisernen Kokille vergossen, daraufhin mehrere Stunden bei 700° C angelassen. In einem anderen Falle wurden diese Legierungen 3 h bei 1200° C homogenisiert, in Wasser abgeschreckt und wiederum bei 700° C angelassen. In allen durch die Wärmebehandlungen gegebenen Zuständen wurden die Koerzitivkraft, die Anfangspermeabilität und der elektrische Widerstand gemessen sowie Röntgenaufnahmen angefertigt. Die Messungen der Koerzitivkraft wurden in dem von H. Neumann⁵⁾ entwickelten Koerzimeter vorgenommen⁶⁾. Dabei wurden die Proben mit einem Feld von 9000 Ö magnetisiert, so daß in jedem Falle die wahre Koerzitivkraft H_C der Messung zugänglich war. Die Anfangspermeabilität wurde ballistisch bestimmt, wobei auf eine sorgfältige Entmagnetisierung der Proben besonderer Wert gelegt wurde, während der spezifische elektrische Widerstand durch eine einfache Stromspannungsmessung mit ausreichender Genauigkeit ermittelt wurde. Bei der Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstandes mußte besonders darauf geachtet werden, daß die Proben durch die Abschreckbehandlung keine Querrisse erhalten hatten. Die Röntgenaufnahmen wurden mit Co-Strahlung teils nach der Rückstrahlmethode, teils nach dem Debye-Scherrer-Verfahren ausgeführt. Zur Bestimmung der Gitterkonstanten wurde Aluminiumpulver als Eichsubstanz verwendet.

Die Koerzitivkraft (Bild 1) der Legierung mit 30% Ni beträgt im von 1200° C abgeschreckten Zustand 178 Ö. Bereits nach einer halbstündigen Anlaßbehandlung

¹⁾ W. Köster u. W. Dannöhl: Z. Metallkde. **27** (1925) S. 220.

²⁾ O. Dahl, J. Pfaffenberger u. N. Schwartz: a. a. O.

³⁾ H. Bumm u. H. G. Müller: Wiss. Veröff. Siemens **XVII**, 2 (1938) S. 14.

⁴⁾ W. G. Burgers u. J. L. Snoek: a. a. O.

⁵⁾ H. Neumann: A.T.M. **66** S. 3.

⁶⁾ Für die Durchführung der Koerzitivkraftbestimmungen sind wir den Herren Dr. H. Neumann und K. Warmuth zu Dank verpflichtet.

bei 700° C ist sie auf über 360 Ö angestiegen. Das Koerzitivkraftsmaximum wird mit etwa 380 Ö nach einstündigem Anlassen erreicht. Nach weiterem Anlassen ergibt sich ein allmählicher Abfall, der nach einer Anlaßbehandlung von 70 h zu einer Koerzitivkraft von 120 Ö führt. Die Koerzitivkraftskurve der Legierung mit 20% Ni zeigt grundsätzlich den gleichen Verlauf wie die eben geschilderte¹⁾. Lediglich der Anfangsanstieg ist weniger steil, der Höchstwert wird erst nach 2 h erreicht und beträgt weniger als 160 Ö. Der an den Höchstwert anschließende Koerzitivkraftsabfall ist wiederum flacher als bei der 30%igen Legierung. Die Anfangspermeabilität (Bild 2) dieser Legierungen beträgt im abgeschreckten Zustand bei 30% Ni-Gehalt 9,6, bei 20% Ni-Gehalt 21,6. Mit fortlaufender Anlaßzeit setzt für beide Legierungen ein zunächst steil und bei längeren Anlaßzeiten allmählich erfolgender Permeabilitätsabfall ein, der bei vierstündigem Anlassen zu Mindestwerten von 2,8 bzw. 9,0 führt. Bei sehr langen Anlaßzeiten steigt die Anfangspermeabilität sehr langsam an, so daß nach einer Anlaßbehandlung von 70 h bei 700° C Permeabilitäten von 6,0 bzw. 13,0 gemessen wurden. Bei beiden Legierungen wurde übereinstimmend festgestellt, daß für die Koerzitivkraft und die Anfangspermeabilität die Art des Abkühlens von der Anlaßtemperatur keine wesentliche Rolle spielt.

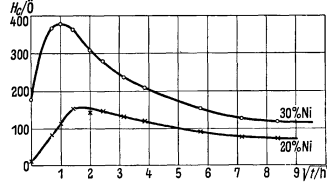


Bild 1. Abhängigkeit der Koerzitivkraft H_c abgeschreckter Fe-Ni-Al-Legierungen von der Anlaßzeit t bei 700° C.

Der spezifische elektrische Widerstand ist lediglich für die Legierung mit 30% Ni im Bild 3 aufgeführt worden. Im abgeschreckten Zustand wurden etwa $1 \Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$ gemessen. Bereits bei kürzesten Anlaßzeiten wird ein steiler Abfall des Widerstandes

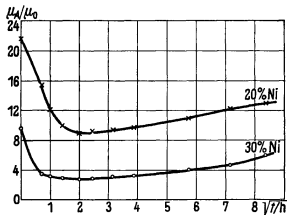


Bild 2. Abhängigkeit der Anfangspermeabilität μ_A/μ_0 abgeschreckter Fe-Ni-Al-Legierungen von der Anlaßzeit t bei 700° C.

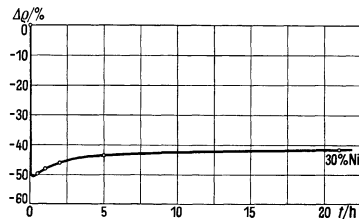


Bild 3. Abhängigkeit der Änderung $\Delta \rho$ des spezifischen elektrischen Widerstandes abgeschreckter Fe-Ni-Al-Legierungen von der Anlaßzeit t bei 700° C.

auf etwa 50% des Ausgangswertes gefunden; mit fortschreitender Anlaßzeit steigt der Widerstand zunächst steil an und strebt schließlich einem Endwert zu. Der spezifische elektrische Widerstand des Gußzustandes betrug etwa $0,52 \Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$ und änderte sich auch bei langen Anlaßbehandlungen bei 700° C nicht merklich. Sämtliche hier angegebenen Widerstandswerte und -änderungen beziehen sich auf Proben, die von der Anlaßtemperatur langsam abgekühlt wurden (etwa 1 grad/min). In Wasser abgeschreckte Magnetstäbe zeigen einen um 20% höheren Widerstand. Über die

¹⁾ Die Wahl des Abszissenmaßstabes bei den Bildern 1 und 2 einerseits sowie 3, 11, 12 und 13 andererseits ist nur durch praktische Gesichtspunkte bei der Wiedergabe der Meßergebnisse bedingt.

Zahlentafel.

Mechanischer Zustand	Glühtemperatur	Magnetischer Zustand			
		jungfräulich	remanent	entmagnetisiert	
				Nach Entmagnetisierung	Nachglühtung
Teilweise rekristallisiert	500° C 2 h in H ₂ , in H ₂ langsam abgekühlt	$\frac{\theta}{T_a} = 35$ $\theta = 10700^\circ \text{K}$		bei 600° C $\frac{\theta}{T_a} = 34,3$ $\theta = 10300^\circ \text{K}$	
				bei 800° C $\frac{\theta}{T_a} = 34,8$ $\theta = 10400^\circ \text{K}$	
Rekristallisiert	1000° C 2 h in H ₂ , in H ₂ langsam abgekühlt	$\frac{\theta}{T_a} = 34,7$ $\theta = 10600^\circ \text{K}$	$\frac{\theta}{T_a} = 38,4$ $\theta = 12000^\circ \text{K}$	bei 450° C $\frac{\theta}{T_a} = 34,7$ $\theta = 10600^\circ \text{K}$	
				1) $\frac{\theta}{T_a} = 32,7$ $\theta = 9850^\circ \text{K}$ 2) $\frac{\theta}{T_a} = 31,6$ $\theta = 9400^\circ \text{K}$	
Gereckt = 1%	Ausgangszustand: 1000° C 2 h in H ₂ , in H ₂ langsam abgekühlt	$\frac{\theta}{T_a} = 33,5$ $\theta = 10000^\circ \text{K}$			

Es sei bemerkt, daß die im Ausgangszustand festgestellte starke Frequenzabhängigkeit der Permeabilität ($\Delta\mu_{\max} = 16\%$) durch diese plastische Verformung ebenfalls stark verkleinert wurde ($\Delta\mu_{\max} = 6,4\%$).

Durch eine weitere Belastung (7,4 kg/mm²) wurde das Band noch einmal gereckt, so daß jetzt die gesamte Längenänderung 2,3% betrug. Für diesen Zustand ergibt sich der in Bild 7 durch die gestrichelte Kurve angegebene Verlauf. Nach dieser plastischen Verformung verschwindet also die frequenzabhängige Nachwirkung vollständig, und die Jordansche Nachwirkung wird gleichzeitig etwas kleiner. Die Permeabilität ist frequenzunabhängig.

Der Einfluß des plastischen Rekens auf die Permeabilität ist aus Bild 8 ersichtlich (μ = Permeabilität, h = Hysteresebeiwert). Die ausgezogenen Kurven (μ , h) geben die nach 0,9% Längenänderung gemessenen Werte, die gestrichelte Kurve die nach 2,3% Längenänderung erhaltenen Meßergebnisse wieder (alle Permeabilitäten wurden mit 1000 Hz gemessen).

Es ist bemerkenswert an diesen Kurven, daß sich der durch plastische Verformung bewirkte Ausfall träger Anteile der Induktion auch in der Permeabilität andeutet. Bekanntlich setzen mechanische Spannungen die Permeabilität herab; beachtenswert ist hier, daß die Differenz zwischen den bei den zwei angegebenen Verformungen gemessenen Permeabilitätskurven in dem Temperaturbereich am größten ist, in dem die frequenzabhängige Nachwirkung auftritt. Es scheint also, daß durch die plastische Verformung Teile des Ferromagnetikums beeinflußt werden, die vorher Beiträge zur Permeabilität geliefert haben (die schraffierte Fläche entspricht diesem Anteil). (Vgl. III, S. 70.)

D. Ergebnisse.

Die Befunde dieser und der voranstehenden Arbeit sind in Bild 9 (S. 65) für alle von uns untersuchten mechanischen und magnetischen Zustände zusammengestellt. In jedem Feld ist die Nachwirkung als Funktion der Meßtemperatur wiedergegeben.

Die Darstellung ist schematisiert; die schwarzen Rechtecke bedeuten, daß nur Jordansche Nachwirkung in diesem Zustand vorhanden ist. Die Glockenkurven rühren von der frequenzabhängigen Nachwirkung her, sie ersetzen die Kurvenschar in den sonstigen Darstellungen (z. B. Bild 3 dieser Arbeit). Es sind übrigens immer die mit 1000 Hz gemessenen Kurven.

Die Permeabilität ist durch die gestrichelten horizontalen Geraden angegeben; es sind die mit 1000 Hz bei etwa 120° C gemessenen Werte. Ist die Permeabilität frequenzabhängig, so ist der frequenzabhängige Anteil an der gesamten Permeabilität durch die schraffierte Fläche angedeutet. Der Höhe der Schraffur entspricht die größte Differenz $\Delta\mu_{\max}$ in Prozent zwischen der bei der niedrigsten und höchsten Frequenz gemessenen Permeabilität.

Für alle Zustände, in denen frequenzabhängige Nachwirkung auftritt, seien noch die Zahlenwerte für die Konstanten in der Beziehung zwischen den Kreisfrequenzen ω , mit denen die Glockenkurven gemessen wurden, und den Temperaturen T_r (in ° K), bei denen die Maxima liegen,

$$\ln \omega = \frac{\Theta}{T_a} - \frac{\Theta}{T_r}$$

angegeben¹⁾. Die Konstanten sind in der Zahlentafel auf S. 66 zusammengestellt; es sind noch einige hinzugekommen, die in den in der folgenden Arbeit (III, S. 68)²⁾ untersuchten Zuständen gemessen wurden.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die stark temperatur- und frequenzabhängige Nachwirkung des Karbonyleisens neben der immer vorhandenen Jordanschen Nachwirkung nur im rekristallisierten Zustand auftritt. Es wurde weiterhin der Einfluß remanenter Magnetisierung und technischer Entmagnetisierung sowie plastischen Reckens auf beide Nachwirkungsarten untersucht.

¹⁾ Vgl. G. Richter: Ann. Physik **29** (1937) S. 633.

²⁾ H. Schulze: Wiss. Veröff. Siemens **XVII**, 2 (1938) S. 68.

Über die magnetische Nachwirkung in schwachen Wechselfeldern.

III. Der Einfluß von Anlaßglühungen auf den entmagnetisierten Zustand von Karbonyleisen.

Von Herbert Schulze.

Mit 4 Bildern.

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes der Siemens & Halske AG zu Siemensstadt.

Eingegangen am 31. Januar 1938.

Einleitung.

Während von den meisten Eigenschaften der ferromagnetischen Stoffe bekannt ist, daß die durch Magnetisierung erzeugten Änderungen durch technische Entmagnetisierung zum größten Teil wieder aufgehoben werden können, haben wir an Karbonyleisen für die frequenzabhängige Nachwirkung einen wesentlichen Unterschied zwischen dem jungfräulichen und dem entmagnetisierten Zustand festgestellt¹⁾. Es wurde deshalb die Frage untersucht, welche Temperatur für eine Anlaßglühung gewählt werden muß, um den ursprünglichen, jungfräulichen Zustand in bezug auf die frequenzabhängige Nachwirkung wieder herzustellen. Dabei war vor allem zu klären, ob die Curie-Temperatur überschritten werden muß. Es konnte festgestellt werden, daß die frequenzabhängige Nachwirkung schon nach einer Glühung bei merklich tieferer Temperatur in der gleichen Größe wie im jungfräulichen Zustand auftritt. Daneben zeigten sich noch einige verwickelte Erscheinungen, die noch zu klären sind.

A. Einfluß von Glühbehandlungen auf den entmagnetisierten Zustand.

a) Teilweise rekristallisiertes Karbonyleisen.

(Ausgangszustand: 2 h bei 500° C in H₂ geglüht.)

Nachdem die im Abschnitt B, β der voranstehenden Arbeit II beschriebenen Messungen im entmagnetisierten Zustand abgeschlossen worden waren, wurde das Band 2 h bei 450° C in H₂ geglüht (in H₂ schnell abgekühlt). Durch diese Glühung wurde die Permeabilität auf die ursprüngliche, im jungfräulichen Zustand gemessene Größe wieder heraufgesetzt, die Nachwirkung wurde jedoch fast nicht beeinflusst. Es war keine frequenzabhängige Nachwirkung und Permeabilität feststellbar, sondern nur Jordansche Nachwirkung vorhanden.

Der Werkstoff wurde darauf bei einer höheren Temperatur geglüht. Die nach einer zweistündigen Glühung bei 600° C in H₂ gemessenen Ergebnisse sind in Bild 1

¹⁾ H. Schulze: Wiss. Veröff. Siemens **XVII**, 2 (1938) S. 55.

ein auf einer ausführlichen röntgenographischen Erforschung dieses ternären Systems begründetes neues Zustandsschaubild veröffentlicht haben (Bild 10). Danach zerfallen langsam abgekühlte Legierungen der von uns untersuchten Zusammensetzung (52 At.-% Fe; 25,5 At.-% Ni; 22,5 At.-% Al; d. i. 30 % Ni) in 2 raumzentrierte Phasen mit etwa 33 At.-% Fe, 33 At.-% Ni, 33 At.-% Al und 94 At.-% Fe, 3 At.-% Ni, 3 At.-% Al. Wir haben Schmelzen dieser Legierungen hergestellt; ihre Gitterkonstanten ergaben sich zu 2,8811 bzw. 2,8643 Å. Vergleicht man diese Werte mit den aus Bild 6 ermittelten Gitterkonstanten, so zeigt sich, daß die aluminiumreiche Phase nach 1/2stündigem Anlassen bei 700 ° C dieser Zusammensetzung (33/33/33/ Fe/Ni/Al in At.-%) sehr nahekommt. Die eisenreiche Phase dagegen weicht von der erschmolzenen Legierung 93/3/3 Fe/Ni/Al in At.-% noch erheblich ab. Erst nach 70stündigem Anlassen bei 700 ° C wurde diese Phase mit genau übereinstimmender Gitterkonstante gefunden. Durch unsere Versuche ist somit eindeutig dargelegt, daß der magnetisch wertvolle Zustand mit höchster Koerzitivkraft offenbar dann erreicht ist, wenn bei Beginn des heterogenen Zerfalls röntgenographisch 2 raumzentrierte Phasen nachweisbar sind. Die hierbei auftretende eisenreiche Phase ist jedoch noch nicht die Endphase, sie reichert sich im weiteren Verlauf der Ausscheidung mit Eisen an. Da jedoch nach unseren Untersuchungen an verformten Legierungen das Köstersche Schaubild gültig ist, scheint dem System nach A. J. Bradley und A. Taylor metastabiler Charakter zuzukommen. Weitere metallkundliche Untersuchungen werden sicher bald eine Klärung dieser interessanten Verhältnisse bringen.

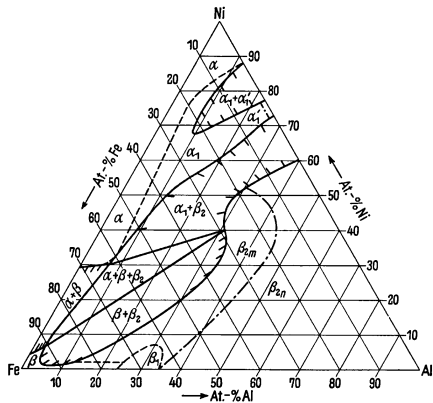


Bild 10. Das System Fe-Ni-Al nach A. J. Bradley und A. Taylor.

Wie kann man nun den in Bild 1 gefundenen zeitlichen Verlauf der Koerzitivkraft beim Anlassen erklären? Nach M. Kersten¹⁾ besitzt die Koerzitivkraft eines ferromagnetischen Werkstoffes dann einen Höchstwert, wenn die Wellenlänge der Spannungsschwankungen übereinstimmt mit der Dicke der Blochschen Wände der Weisschen Bezirke. Darüber hinaus ist die Koerzitivkraft verhältnismäßig der Magnetostraktion und dem Betrage der Spannungen und entgegengesetzt verhältnismäßig der Sättigungsmagnetisierung. Die Dicke der Blochschen Wände wiederum wächst mit der Austauschenergie und wird kleiner, je größer die Magnetostraktion, die Verspannung und die Kristallenergie des Werkstoffes sind. Da sich innerhalb der geprüften Anlaßzeiten die Sättigungsmagnetisierung und die Magnetostraktion der Proben nicht wesentlich ändern, gibt die in Bild 2 dargestellte Permeabilitätskurve den umgekehrten Verlauf der in dem Werkstück wirksamen Verspannungen wieder. Mit beginnender Anlaßzeit nimmt zwar der Betrag der Spannungen erheblich zu, das Spannungsmaximum wird jedoch erst bei einer Anlaßzeit erreicht, bei der die Koerzitivkraft schon wieder merklich abgesunken ist. Daraus ist zu schließen, daß

¹⁾ M. Kersten: Göttinger Vorträge 1937, Berlin (1938).

das Erreichen einer maximalen Koerzitivkraft bei den Fe-Ni-Al-Legierungen an feinste Verteilung der ausgeschiedenen Phasen gebunden ist. Die bei längeren Anlaßzeiten stets erfolgende Koagulation und mengenmäßige Zunahme der heterogenen Phasen bewirkt daher trotz der erhaltenen Vermehrung des Betrages der Eigenspannungen eine Abnahme der Koerzitivkraft. Die Ursache der Verspannungen dürfte einmal in einer Verschiedenheit der Gitterkonstanten, zum anderen in dem Unterschied der thermischen Ausdehnungskoeffizienten dieser beiden Phasen¹⁾ und der Grundphase zu finden sein. Die Zunahme der Verspannung mit wachsender Anlaßzeit ergibt sich zwanglos aus der fortschreitenden Vermehrung der heterogenen Bestandteile des Gitters sowie aus der Verschiebung der eisenreichen Phase zu kleineren Gitterkonstanten.

Die gefundene Abhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes vom Anlassen kann aus der Überlagerung zweier Erscheinungen erklärt werden. Der außerordentlich starke und plötzlich erfolgende Abfall bei kürzesten Anlaßzeiten deutet auf eine Verbesserung der bereits im abgeschreckten Zustand der Proben vorhandenen regelmäßigen Atomverteilung. Mit beginnender Ausscheidung müßte zwar der Widerstand weiter abfallen; da jedoch die eisenreiche Phase ungeordnet gebildet wird und die Beeinflussung des elektrischen Widerstandes durch die Überstruktur größenordnungsmäßig die des heterogenen Zerfalls übertrifft, muß hier der Widerstand mit fortlaufender Ausscheidung der ungeordneten Phase langsam ansteigen.

C. Untersuchungen an Eisen-Nickel-Kupfer-Legierungen.

Die untersuchte Legierung enthält 20% Fe, 20% Ni, 60% Cu. Zur Homogenisierung wurde sie sehr langsam auf 1100° C erhitzt, um ein Schmelzen der heterogen vorhandenen kupferreichen Bestandteile zu verhindern. Weiterhin wurde sie über 10 h bei dieser Temperatur ausgeglüht und dann in Wasser abgeschreckt. In diesem rekristallisierten, unverformten, übersättigten Zustand wurden die Proben über verschiedene Zeiten bei 600° C und 700° C angelassen. Die dabei erhaltenen Änderungen

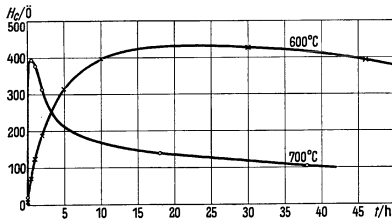


Bild 11. Abhängigkeit der Koerzitivkraft H_c der abgeschreckten Legierung 20% Fe, 20% Ni, 60% Cu von der Anlaßzeit t bei 600 bzw. 700° C.

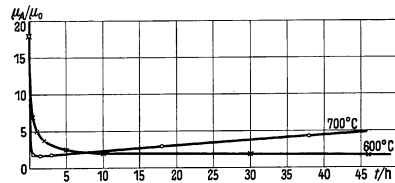


Bild 12. Abhängigkeit der Anfangspermeabilität μ_A/μ_0 der abgeschreckten Legierung 20% Fe, 20% Ni, 60% Cu von der Anlaßzeit t bei 600 bzw. 700° C.

der Koerzitivkraft, der Anfangspermeabilität und des spezifischen elektrischen Widerstandes sind aus den Bildern 11 ··· 13 zu entnehmen. Die Koerzitivkraft (Bild 11) der bei 600° C angelassenen Legierung steigt mit zunehmender Anlaßzeit zunächst verhältnismäßig steil und bei weiterer Anlaßbehandlung nur noch allmählich auf

¹⁾ Der Ausdehnungskoeffizient der Al-reichen Phase ergab sich zu $16 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$, der der eisenreichen zu $12,5 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$. Die dilatometrische Bestimmung dieser Ausdehnungskoeffizienten verdanken wir Herrn H. Sprung.

Mißt man unmittelbar darauf bei 120°C , so erhält man einen etwa 15% tiefer liegenden Wert als vorher. Wird etwa nach einem Tag bei 100°C gemessen, so ist die Permeabilität noch weiter abgesunken, bleibt aber dann stabil, so daß auch bei Messungen bei 150° und 180°C keine Änderungen feststellbar sind. So liegt schließlich die bei 20°C gemessene Permeabilität auf der Kurve, die durch die bei 100° , 150° und 183°C gemessenen Werte festgelegt ist. Besonders bemerkenswert ist aber, daß diese vier dem stabilen Endzustand entsprechenden Werte nahezu auf der Kurve liegen, die für gewisse Anteile der Induktion früher extrapoliert wurde (in Bild 3 strichpunktiert eingezeichnet, vgl. auch I, Bild 14).

Wir erhalten also hier einen Zustand, in dem der früher vermutete normale Verlauf der Permeabilität wirklich vorliegt. Damit wird auch die in I (S. 51), im Zusammenhang mit der Temperaturabhängigkeit der Permeabilität geäußerte Vermutung gestützt, daß im rekristallisierten Karbonyleisen, von einer bestimmten tiefen Temperatur an, zunächst gewisse trägheitsfreie Anteile der Induktion zusätzlich zur Permeabilität beitragen. Bei Temperaturen, bei denen die frequenzabhängige Nachwirkung auftritt, liefern dann diese Anteile außerdem einen weiteren, mit Trägheit behafteten Beitrag zur Permeabilität, welcher die Permeabilität für die einzelnen Frequenzen in verschiedenem Maße erhöht. Verschwindet aber durch die bei 160°C auftretende Labilität die frequenzabhängige Nachwirkung, so tragen offenbar diese zusätzlichen Anteile der Induktion nicht mehr zur Permeabilität bei.

Durch diese Ergebnisse wird nahegelegt, zu untersuchen, ob durch eine Glühung über der Curie-Temperatur der ursprüngliche, stabile Zustand wieder hergestellt werden kann.

β) Kurzzeitige Glühung oberhalb der Curie-Temperatur. Um möglichst übersichtliche Bedingungen zu haben, wurde für diese Untersuchung ein neuer Bandkern aus dem gleichen Band hergestellt, das für die Messungen in I verwendet wurde. Im jungfräulichen, remanenten und entmagnetisierten Zustand angestellte Messungen ergaben nahezu die gleichen Ergebnisse wie am ersten Teil des Bandes. Damit war sichergestellt, daß der zweite Kern dem ersten weitgehend entsprach.

Es sei hier noch bemerkt, daß kein Alterungseffekt in bezug auf Nachwirkung an dem rekristallisierten, jungfräulichen Karbonyleisen gefunden wurde¹⁾. Selbst eine langsame Alterung hätte festgestellt werden müssen, da zwischen den Messungen am ersten und zweiten Teil des Bandes etwa $\frac{3}{4}$ Jahr lag.

Wir haben diese neue Probe genommen, um den Einfluß einer Glühung bei 800°C (5 min in H_2 , in H_2 schnell abgekühlt) für sich allein festzustellen. In Bild 4 sind die gemessenen Nachwirkungswerte, Permeabilitäten und Hysteresebeiwerte in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. Die zeitliche Aufeinanderfolge der Messungen ist durch Pfeile und aus der Bezifferung zu erkennen.

Nachwirkung. Nach dieser Glühung wurden größere Nachwirkungswerte gemessen als im jungfräulichen Zustand (bei 60 Hz früher = 650‰ , jetzt = 800‰). Von 140°C an stellen wir aber auch nach dieser Glühung fest, daß der Zustand nicht stabil ist. Dies zeigt sich insbesondere daran, daß die Maxima für die höheren Frequenzen rasch niedriger werden; bei etwa 200°C erhält man fast die gleiche Nachwirkung für alle Frequenzen. Mißt man dann bei Zimmertemperatur, bei tiefen

¹⁾ G. Richter: Ann. Physik **27** (1937) S. 621, gibt an, daß er an seiner Probe Alterung bemerkte. Wir vermuten, daß durch die größere Aussteuerung (remanente Magnetisierung) die Nachwirkung herabgesetzt wurde.

Temperaturen und schließlich (nach etwa 3 Monaten) bei $+110^{\circ}\text{C}$, so erhält man den durch die gestrichelte Kurve (n) angegebenen Verlauf. Es zeigt sich also, daß die frequenzabhängige Nachwirkung im Bereich hoher Temperaturen fast vollständig verschwindet, und der Untergrund der Jordanschen Nachwirkung in einem größeren Temperaturbereich merklich höher liegt, bei tieferen Temperaturen dagegen absinkt.

Permeabilität und Hysterese. Daß sich in dem Ferromagnetikum ein Vorgang vollzieht, der auch die Permeabilität und den Hysteresebeiwert beeinflusst, zeigt sich an den, ebenfalls in Bild 4 angegebenen Meßwerten für die Permeabilität μ und den Hysteresebeiwert. Erstaunlicherweise war hier die Permeabilität bei 20°C niedriger, bei -190°C aber etwas höher als im ursprünglichen Zustand. Von Zimmertemperatur an steigen beide Größen an; überschreitet man aber etwa 150°C , so fallen beide stark ab. Die anschließend bei Zimmertemperatur, tiefen Temperaturen und

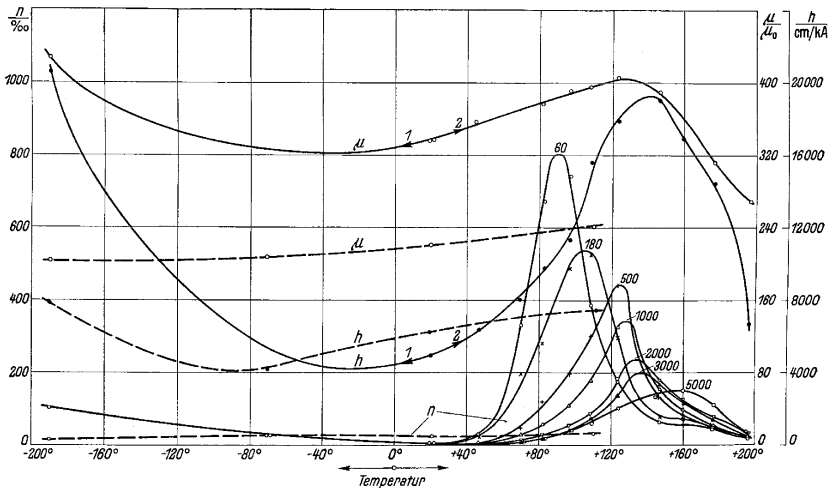


Bild 4. Nachwirkung (n), Permeabilität (μ) und Hysterese (h) des vollständig rekristallisierten Karbonyleisens nach Glühung bei 800° (5 min in H_2) als Funktion der Meßtemperatur. (Die Ziffern bezeichnen die zeitliche Aufeinanderfolge der Messungen. Der gestrichelte Verlauf wurde gemessen, nachdem 200°C überschritten wurden.)

$+110^{\circ}\text{C}$ gemessenen Werte (gestrichelte Kurven) liegen wesentlich tiefer. Der bei 150°C einsetzende Vorgang ist also auch von starkem Einfluß auf die reversible Permeabilität und den Hysteresebeiwert.

Durch die kurzzeitige Glühung über der Curie-Temperatur wird demnach der Einfluß remanenter Magnetisierung und technischer Entmagnetisierung nur vorübergehend aufgehoben, denn der neue Zustand ist — wie der durch Glühung bei 450°C erzeugte — ebenfalls instabil.

Diese eigenartige Erscheinung muß noch genauer untersucht werden. Es ist zu klären, ob eine längere Glühung bei einer Temperatur über der Curie-Temperatur wieder einen stabilen Zustand liefert, oder ob ein Zusammenhang mit der α - γ -Umwandlung von Fe vorhanden ist.

Anlaßzeiten um ein geringes abnimmt. Aus der Widerstandskurve ist zu entnehmen, daß die Ausscheidung bei 600° C und 700° C trotz der mit wachsender Temperatur zunehmenden Löslichkeit mengenmäßig übereinstimmt. Der Gleichgewichtszustand wird bei diesen rekristallisierten Legierungen bei 600° C in erlebbaren Anlaßzeiten nicht erreicht, so daß damit die Übereinstimmung der Koerzitivkraftswerte im Maximum bei 600° C und 700° C zu verstehen ist. Das ist auch augenscheinlich aus dem Röntgenbild (Bild 15) abzulesen, nach dem die eisen-nickelreiche Phase der bei 600° C angelassenen Legierung noch 15% Cu enthält, also merklich mehr als dem Gleichgewichtszustand bei 600° C zukommt (etwa 5% Cu). Diese Trägheit des Ablaufs der Ausscheidung wurde von uns schon früher im System Eisen-Nickel-Kupfer festgestellt; man kann sie durch eine über 50%ige Kaltverformung überwinden¹⁾. Die von H. Neumann und Mitarbeitern²⁾ erhaltene Koerzitivkraftserhöhung durch Kaltwalzen ihrer Dauermagnetlegierungen dürfte durch die auf die gleiche Art erzielte Beschleunigung des heterogenen Zerfalls und die damit verbundene Vermehrung der heterogenen Bestandteile zu erklären sein.

Abschließend kann somit festgestellt werden, daß für die beiden hier untersuchten Dauermagnetsysteme Eisen-Nickel-Kupfer und Eisen-Nickel-Aluminium der heterogene Zerfall die Bildung einer hohen Koerzitivkraft ursächlich bedingt. Ein wesentlicher Unterschied muß jedoch darin gesehen werden, daß die Höchstwerte der Koerzitivkraft für die beiden Legierungstypen bei völlig verschiedenen Stadien des Ausscheidungsvorganges erreicht werden. Bei den Eisen-Nickel-Kupfer-Legierungen wird der kritische Spannungszustand erst dann erhalten, wenn nach beendeter Ausscheidung die Koagulation der Endphasen bis zu einer bestimmten kritischen Teilchengröße fortgeschritten ist, die etwa mit der von W. Köster³⁾ bei den Eisen-Kobalt-Wolfram- und Eisen-Kobalt-Molybdän-Dauermagnetlegierungen beobachteten mikroskopisch eben gerade sichtbaren Größe übereinstimmt. Dagegen ist der heterogene Zerfall bei den Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen im magnetisch wertvollen Zustand nur so weit verlaufen, daß zwar die Bildung von 2 neuen Phasen röntgenographisch nachweisbar ist, die Zusammensetzung dieser Phasen jedoch noch nicht dem Gleichgewichtszustand entspricht.

Zusammenfassung.

Durch Untersuchungen der zeitlichen Änderung der Koerzitivkraft, der Anfangspermeabilität, des elektrischen Widerstandes und des Röntgenbildes abgeschreckter Dauermagnetlegierungen der Systeme Fe-Ni-Al und Fe-Ni-Cu beim Anlassen wird der Zusammenhang der magnetischen Härte mit den Aushärtungsvorgängen bei diesen Legierungen verfolgt. Bei den Fe-Ni-Al-Legierungen konnte erstmalig gezeigt werden, daß im magnetisch wertvollen Zustand ein heterogener Zerfall in 2 raumzentrierte Phasen röntgenographisch nachweisbar ist. Bei den Fe-Ni-Cu-Legierungen wird das Koerzitivkraftsmaximum erst dann erreicht, wenn die Ausscheidung bereits beendet ist. Das Koerzitivkraftsmaximum entspricht einem bestimmten Koagulationsgrade der heterogenen Phase.

¹⁾ H. Bumm u. H. G. Müller: a. a. O.

²⁾ H. Neumann, A. Büchner u. H. Reinboth: a. a. O.

³⁾ W. Köster: Stahl u. Eisen 53 (1933) S. 849/56.

Namenverzeichnis.

- Adams, L. H. 383, 394.
 Akulov, N. 194.
 Albers-Schönberg, E. 18, 62, 89.
 Allen, E. T. 60ff., 76, 89.
 Andersen, O. 61, 79, 89.
 Anderson, S. H. 253, 257, 270, 272.
 Andresen, E. G. 344, 362.
 Arkadiew, W. 152.
 Arkel, A. E. van 19.
 Arnold, E. 224.
 Auerbach, F. 395.
 Auwers, O. v. 126, 136, 186 ··· 205.
- Baldinger, E. 321, 334, 337, 340.
 Bartels, H. 327, 340.
 Barton, H. A. 300.
 Basart, J. M. 434.
 Bayley, P. L. 18.
 Becker, G. 198, 200, 205.
 —, R. 134, 159, 163f., 170, 185, 194, 203, 410ff., 413, 420.
 Bedford, F. 57.
 Beischer, O. 106.
 Bernauer, F. 66.
 Biermanns, J. 214, 250.
 Bittel, H. 164.
 Bitter, F. 410.
 Blechschmidt, E. 421.
 Bloch, F. 163f., 194, 413, 431.
 Boeke, H. E. 60, 89.
 Böning, P. 18f.
 Börnstein, R. 269.
 Bormann, E. 19.
 Boroditsky, N. 18.
 Borries, B. v. 99 ··· 106, 107 ··· 111.
 Bouwers, A. 321, 336ff., 339f.
 Bowden, F. P. 400.
 Bowen, N. L. 61, 73, 76, 89.
 Bradley, A. J. 204, 425, 428, 430f.
 Bragg, W. H. 327.
 —, W. L. 134.
 Brake, E. 19.
 Brentano, J. C. M. 65, 89.
 Brunn, A. v. 224.
 Büchner, A. 126, 425, 435.
 Büssem, W. 18, 59 ··· 89.
 Bullendorf, C. 47.
 Bumm, H. 126 ··· 150, 172, 425 ··· 435.
- Bunting, E. N. 62, 89.
 Burgers, W. G. 425f., 428, 434.
 Burstyn, W. 252f.
 Busch, H. 224.
- Chevenard, P. 127.
 Clausing, P. 335, 340.
 Clement, J. K. 60f., 76, 89.
 Cockcroft, J. D. 321, 335, 340.
 Colver-Glauert, E. 205.
 Compton, K. T. 362.
 Cour, J. L. la 224.
 Curtis, H. L. 19.
 Czerny, M. 10.
- Dahl, O. 126f., 147f., 321, 340, 425f., 429.
 Dannatt, C. 157.
 Dannöhl, W. 113 ··· 125, 126ff., 135, 426, 434.
 D'Ans, J. 48.
 Debye, P. I, 12, 16ff., 19, 21, 23, 34, 37.
 Dehlinger, U. 127, 134, 146, 202, 429.
 Deutschmann, W. 156.
 Dieckmann, Th. 205.
 Doelter, C. 73, 89.
 Döpel, R. 341, 350, 361f.
 Doherty, R. E. 224.
 Dorfman, J. 191, 194.
 Dräger, E. 39.
 Driest, E. 106.
 Druyvesteyn, M. J. 252, 285ff., 289.
 Dunton, A. R. 19.
- Ebelmen 73, 89.
 Eddy, W. N. 39.
 Edler, H. 39.
 Edwards, R. S. 397f.
 Eibner, A. 48.
 Eilender, W. 127.
 Eitel, W. 60, 89.
 Ellwood, E. 151.
 Embirikos, N. 164.
 Engel, A. v. 252, 274, 278, 283, 295, 366.
 Epstein, P. S. 292.
 Erdmann, E. 57.
 Erk, S. 90.
- Ernst, E. 385, 394.
 Espe, W. 370, 373.
 Evers, F. 48f., 51, 58.
 Ewell, R. H. 62, 89.
 Ewing, J. A. 203.
- Fender, W. 320.
 Fiedler, W. 299, 320.
 Fink, H. P. 251 ··· 276.
 Fleischmann, L. 224.
 Förster, F. 412, 416, 418, 420f.
 Forrer, R. 186, 191, 193f., 196, 203ff.
 Fouqué, E. 73, 89.
 Fraenkel & Landau 54f.
 Friederich, E. 188, 205.
 Fry, A. 127.
 —, T. 292.
 Fuchs, O. 36f.
- Gans, R. 166, 292.
 Gaulrapp, K. 253f., 257, 260, 262f.
 Gehrcke, E. 342, 362.
 Geiger, H. 145, 148.
 Geller, R. F. 62, 89.
 Gemant, A. 19.
 Gentner, R. 58.
 Gerlach, W. 205.
 Gerthsen, Chr. 327, 340.
 Giebe, E. 421.
 Gier, J. de 351, 362.
 Giesen, F. 146.
 Glander, F. 429.
 Glocker, R. 425, 428.
 Gmelin, L. 133.
 Göler, F.-K. Frhr. v. 148.
 Goldmann, F. 327, 340.
 Goldschmidt, R. 152, 168, 174.
 —, V. M. 199.
 Goldstein, E. 330, 340.
 Gossner, B. 74, 89.
 Gottwald, A. 127.
 Graf, L. 429.
 Greenfield, E. W. 19.
 Greig, J. W. 79, 89.
 Gröber, H. 90, 382ff., 386f., 389f., 394.
 Groth, P. 89.
 Grün, A. 58.
 Grüss, H. 392, 394.

- Grüss, J. 57.
 Gùldenpfennig, F. 254.
 Gùnttherschulze, A. 252.
 Guenther, W. 135.
- Haberlandt, H.** 89.
Hafstad, L. R. 321, 340.
Hailer, C. 321 ··· 340, 342f., 354, 360ff.
Handreck, H. 18.
Hansen, M. 113, 115.
Haraldsen, H. 61f., 64, 66f., 74, 87ff.
Hardy, W. B. 400, 404.
Harnwell, G. B. 300.
Have, R. von 48 ··· 58.
Hayden, J. L. R. 39f.
Heberling, R. 396f.
Heisenberg, W. 186ff., 196, 199f., 205, 410.
Heldt, W. 284ff., 287.
Helmholtz, H. v. 22.
Heraeus-Vacuumschmelze 153.
Hermann, P. C. 152, 161.
Herrmann, K. 65, 89.
Hertz, G. 339, 361.
Herzog, R. O. 19.
Hess, H. 224.
Heusler, F. 197, 205.
 —, O. 197ff., 200, 205.
Heyn, F. A. 321, 336ff., 339f.
Hilpert, S. 205.
Hirschert, R. 285ff.
Hitchcock, C. S. 19.
Holde, D. 56, 58.
Holm, R. 252, 254, 275, 400 ··· 404, 405 ··· 409.
Honda, K. 195, 205.
Hort, W. 395.
Huber, P. 321, 334, 337, 340.
- I. G. Farben-Industrie** 53.
Ito, T. 74, 89.
Ives, H. E. 253, 257, 272.
- Jackson, W.** 19.
Jäkel, E. 63, 73, 89.
Jakob, M. 91.
Jakoby, H. 316.
Jander, W. 68f., 89.
Jay, A. H. 204.
Jenkins, W. A. 300.
Joos, G. 327, 340.
Jordan, H. 151, 155.
- Kändler, H.** 376.
Kautsch, F. 37.
Keller, F. 18.
Kenworthy, R. L. 300.
Kersten, M. 127, 136, 144, 147, 170, 410, 413, 421, 425f., 431.
Kichin, D. W. 19.
Kienzle, R. 301.
- Kilian, T. J.** 283.
Kindler, H. 151.
Kingdon, K. H. 301, 363, 365f., 368, 372, 379.
KirchgeBner, L. 316.
Kirschstein, B. 401, 403.
Kleis, J. D. 195, 205.
Knoll, M. 106, 370, 373.
Knorr, C. A. 39.
Köhler, A. 89.
Körner, H. 408.
Köster, W. 117, 126ff., 135, 412, 416, 418, 420f., 430f., 434f.
Kohlrausch, F. 368.
Kollath, R. 279.
Kondorski, E. 413.
Koos, A. 225 ··· 234.
Koppelmann, F. 44.
Kornetzki, M. 170, 410 ··· 424.
Kraefft, W. 44.
Krause, F. 106f.
 —, O. 62f., 73, 80, 89.
Krauss, F. 252f.
Kretschmar, W. 253, 257, 270, 272.
Kudar, H. 19.
Küchler, R. 238, 245, 250.
Kühlewein, H. 186, 194, 204.
Kulenkampff, H. 327, 340.
Kunsman, C. H. 300.
Kuntke, A. A. 321, 336ff., 339f.
Kussmann, A. 135, 187f., 198, 203, 205, 434.
- Langevin, P.** 193, 199, 283.
Langmuir, I. 286, 292, 301.
Lamar, E. S. 321, 340f., 362.
Landolt, H. 269.
Larsen, E. S. 61, 89.
Laue, M. v. 40.
Leben, L. 400.
Lederer, E. L. 50.
Leroux, A. 62, 89.
Lévy, M. 73, 89.
Leybold, E. 323, 333, 336, 343.
Leyerer, F. 224.
Lichtenberger, F. 195, 205.
Lieneweg, F. 381 ··· 394.
Littleton, J. T. 18.
Lowry, H. H. 18f.
Luhr, O. 321, 340f., 362.
Lukanow, H. 323, 340, 354, 359, 362.
Luthi, R. 37.
- Mc Keehan, L. W.** 195, 205.
Mackie, J. H. 287.
Mac Pherson, A. T. 19.
Maier-Leibnitz, H. 281f., 289.
Malishew, V. 18.
Marian, V. 189f., 205.
Martin, G. 23.
 —, L. C. 106.
- Marton, L.** 106f.
Masing, G. 117, 135, 266.
Mass, O. 397f.
Masumoto, H. 195, 205.
Matthias, A. 44.
Mayr, O. 250.
Merck, E. 54.
Merwin, H. E. 89.
Messkin, W. S. 205.
Meyer, H. 327, 340.
Mierdel, G. 277 ··· 290.
Millikan, R. A. 274, 396.
Mishima, T. 425f.
Mitra, P. K. 300.
Modell, D. I. 74, 89.
Morgan, S. O. 19.
Morrey, G. W. 18.
Müller, A. W. 395 ··· 399.
 —, F. H. 19, 20 ··· 37.
 —, H. G. 126 ··· 150, 425 ··· 435.
 —, H. O. 106.
 —, J. 204, 372.
Müller-Hillebrand, D. 46.
Murphy, E. J. 18f.
Mussngug, F. 74, 89.
- Nagai, S.** 63f., 71, 89.
Nagel, W. 48 ··· 58.
Néel, L. 193, 198, 205.
Neuhaus, H. 46.
Neumann, E. A. 151.
 —, H. 126, 136, 425f., 435.
Nikuradse, A. 37.
Nottingham, W. B. 270, 274.
- Ochsenfeld, R.** 200, 205.
O'Kane, B. I. 19.
Oliphant, M. L. E. 321, 330, 337, 340.
Ollendorff, F. 371.
Orbán, G. 322, 337f., 340.
Ostwald, W. 340.
- Parnum, D. H.** 106.
Pask, J. A. 62, 89.
Pawlek, F. 127.
Persson, E. 197, 205.
Peters, J. 49, 52.
Pfaffenberger, J. 126f., 147f., 425f.
Pfister, H. 425, 428.
Pirani, M. 89.
Plato, G. 302.
Pohlhausen, K. 371.
Posnjak, E. 61, 73, 89.
Potter, H. H. 197, 205.
Pouillet, C. S. M. 204, 372.
Preisach, F. 151f., 168, 203.
Prinz, H. 235 ··· 250.
Pulfrich, M. 62, 89.
- Ramsauer, C.** 279, 289.
Rankin, G. A. 89.

- Rayleigh, J. W. Lord 228, 410, 414, 416, 423.
 Rebhan, J. 39, 44.
 Reichenheim, O. 342, 362.
 Reinboth, H. 126, 425, 435.
 Retschinsky, R. 341, 362.
 Reusch, H. J. 69.
 Rhenania-Ossag 55.
 Richardson, O. W. 300.
 Richarz, F. 197, 205.
 Richter, G. 151f., 159f., 169f., 176, 179, 183, 411, 420f.
 Richter, R. 224.
 Rieche, H. 19.
 Riecke, R. 18.
 Rietz, K. 56.
 Rothe, H. 302.
 —, R. 371.
 Ridenberg, R. 224, 236, 250.
 Rutherford, E. Lord 321, 330, 337, 340.
 Ruska, E. 99 ··· 106, 107 ··· 111.
 —, H. 106, 107 ··· 111.
- Sachs, G. 148.
 Sack, H. 37.
 Sadron, Ch. 191, 205.
 Samson, E. W. 362.
 Schäfer, K. 429.
 Schairer, J. F. 76, 89.
 Scharnow, B. 135, 188, 198, 203, 205, 434.
 Scheel, K. 89, 145, 148.
 Scheil, E. 115.
 Schering, H. 18f.
 Schering-Kahlbaum 53f., 66.
 Schmidt, G. C. 300.
 —, R. 48f., 51, 58.
 Schönfeld, H. 58.
 Schottky, W. 10, 274, 277, 291, 299, 301f., 320, 430.
 Schuchmann, H. 106.
 Schütze, H. 19.
 —, W. 323, 338ff., 341 ··· 362.
 Schulze, A. 187, 205.
 —, H. 151 ··· 170, 171 ··· 179, 180 ··· 185, 421.
 Schupp, P. O. 1 ··· 19.
 Schusterius, C. 18, 59 ··· 89.
 Schwartz, N. 126, 425f.
 Schweidler, E. v. 18f.
- Schwenkhagen, H. 235f., 247, 250.
 Scott, A. H. 19.
 Seeliger, R. 275, 285ff.
 Seemann, H. 322, 337f., 340.
 —, H. J. 429.
 Seifert, H. 66.
 Sharp, B. A. 19.
 Shirakawa, Y. 195, 205.
 Siebeck, R. 111.
 Signer, R. 19.
 Sillars, R. W. 18.
 Skanavi, I. 18.
 Smekal, A. 145, 148.
 Smith, L. P. 300.
 Smythe, C. P. 19.
 Snoek, J. L. 19, 425f., 428, 430.
 Sommer, G. 253, 259f., 263, 275.
 Soyck, W. 18.
 Spenke, E. 291 ··· 299, 300 ··· 320, 407.
 Spindler & Hoyer 345.
 Sprung, H. 127, 432.
 Staub, H. 321, 334, 337, 340.
 Steenbeck, M. 38, 274, 278, 283, 289, 295, 299, 320, 363 ··· 380.
 Steinmetz, C. 40.
 Störmer, R. 90 ··· 98.
 Stokes, G. 23.
 Stoner, E. C. 193, 196, 205.
 Stoops, W. N. 19.
 Strigel, R. 38 ··· 48.
 Stuart, H. A. 31.
 Stuckardt, K. 18, 59f., 77 ··· 84.
 Suklovskaya, S. 19.
 Sutherland, B. P. 395, 397f.
 Svensson, B. 187, 205.
 Swinne, R. 198f., 205.
- Take, E. 198, 205.
 Tanis, H. E. 363, 365f., 368, 372, 379.
 Taylor, A. 204, 425, 428, 430f.
 Thilo, E. 62f., 74, 76, 87ff.
 Thoma, A. 151.
 Thomson, J. J. 300, 342, 362.
 Timascheff, A. v. 207 ··· 224.
 Tizard, H. T. 287.
 Tomlinson, G. A. 400.
 Tonn, W. 117.
- Torok, J. J. 47.
 Townsend, J. S. 284f., 287ff., 322.
 Trautz, M. 395ff., 398.
 Tuve, M. A. 321, 340.
- Ungewiss, A. 18.
- Valentiner, S. 198, 200, 205.
 Vleck, J. H. van 194.
 Vogel, R. 117, 127.
 Vogt, E. 189, 205.
- Wagner, K. W. 1, 8f., 11, 162, 227.
 Wahl, W. 73, 89.
 Walton, E. T. S. 321, 335, 340.
 Warmuth, K. 426.
 Warren, B. E. 74, 89.
 Wassermann, G. 127.
 Weber, E. 224.
 Wedel, R. 379.
 Wedmore, E. 40.
 Wehrli, M. 252.
 Weiss, P. 187, 189f., 195, 203, 205, 410, 431.
 Weyl, W. 82, 89.
 Whelpton, R. V. 106.
 White, W. P. 61, 89.
 Wiedmann, G. 104.
 Wien, W. 321, 341f., 362.
 Wiest, P. 425, 428.
 Williams, E. J. 134.
 —, I. W. 19.
 Williamson, E. D. 383, 394.
 Wilson, H. 62, 89.
 Wirk, A. 154.
 Wittke, H. 151.
 Wöhr, F. 40.
 Wolman, W. 156.
 Wright, F. E. 60f., 76, 89.
 Wüstling, E. 376.
 Wührer, J. 68f., 89.
- Yager, W. A. 18.
- Zambonini, F. 74ff., 89.
 Zeeman, P. 351, 362.
 Ziegler, W. 19.
 Zinn, W. H. 321, 340.

Sachverzeichnis.

- Ableitungsverluste, dielektrische 2f., 9.
 Abreibbogen bei Kontakten 252, 257, 266, 274ff.
 Adhäsion und Reibung 400f.
 Aluminium-Eisen-Nickel-Legierungen 426ff., 429ff., 432, 435.
 — -Mangan-Kupfer- — 197ff., 200f.
 Amphibol 60ff., 73.
 Anfangspermeabilität von Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen 427.
 — — — — -Kupfer- — 129ff., 132ff., 135, 137ff., 140, 142ff., 145ff., 149f., 432ff.
 Anoden von Röntgenblitzlichtröhren, Wärmebilanz 369ff., 372f., 380.
 Anodenmetall und Kontaktbogenzündung 265f., 275.
 Antiferromagnetismus 186, 193, 200.
 Anzeigeverzögerung von Thermometern 381ff., 384ff., 387, 391ff., 394.
 Argon, Elektronentemperatur der positiven Säule in — 285ff., 288f.
 —, Energieübertragung durch Elektronenstoß in — 280ff., 283ff.
 —, Feldstärke der positiven Säule in — 285ff., 288f.
 —, Fortschreitungs geschwindigkeit von Elektronen in — 286.
 Atomumwandlungen, Ionenquelle für — 321, 341, 360f.
 Aufbau der Heuslerschen Legierungen 197ff., 200f.
 Aufbauzeit des Entladeverzugs in Öl 40ff., 43, 45ff.
 Ausbeute an positiven Ionen bei Kanalstrahlentladungen 325f., 330f., 334ff., 337f., 360f.
 Ausgleichsvorgänge beim Einschalten einer Tiefnutwicklung 225, 234.
 — — — — bei gekoppelten Stromkreisen 230ff., 233f.
 — — unmittelbaren Einschalten einer Tiefnutwicklung 226ff., 229.
 Aushärtungsbandkernwerkstoff 128, 147ff., 150.
 Ausscheidungsvorgänge bei Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen 428ff., 431f.
 — — — — -Kupfer- — 127, 129, 134ff., 142, 144f., 149, 433ff.
 Bakterien, übermikroskopische Aufnahmen 105, 107ff., 110f.
 Bandkernwerkstoff 126ff., 147ff., 150.
 Barkhausen-Bezirke 152.
 — -Sprünge 203.
 Berührungsfläche eines Bürstenkontaktes, Bestimmung 405ff., 408f.
 —, Reibungskraft je — 400, 402ff.
 Besselsche Funktion 384.
 Binäre Legierungen, Curietemperatur 187ff., 190ff.
 Bindung, magnetische 186.
 Blei, Kontaktbogen zwischen — 259, 261, 263f., 269ff.
 Bohrsches Magneton 191.
 Boltzmann-Faktor 26.
 — -Konstante 13, 25, 32, 277, 303.
 Boltzmannsche Verteilung 13, 25.
 Brentano-Aufnahme 66ff., 69, 71f., 74, 76, 84ff., 87.
 — -Verfahren 65f., 68f.
 Brownsche Bewegung 23.
 Buchholz-Relais 248.
 Bürstenkontakt, Bestimmung der Berührungsfläche 405ff., 408f.
 Calan 10.
 Calit 10, 86.
 Christobalit 61f., 66, 77ff., 80f., 83f.
 Chrom-Kupfer-Molybdän-Eisen-Legierung 124f.
 Coolidge-Rohr 369f.
 Coulombsches Gesetz 404.
 Curie-Temperatur 180ff., 183ff., 186ff., 189ff., 192, 196, 198f., 201f., 204, 410.
 — -Weissches Gesetz 188, 193.
 Dämpfung und Elastizitätsmodul bei ferromagnetischen Stoffen 412, 416ff., 419, 421, 423f.
 Dämpfungskoeffizient bei amplitudenabhängiger Dämpfung 421ff.
 Dauermagnetlegierungen 113, 425f., 434f.
 Debye-Scherrer-Aufnahme 62, 64f., 68ff., 74, 81, 84ff., 87ff., 429.
 — — -Verfahren 61, 64f., 68, 71, 426.
 Debyesche Rotationskopplung von Dipolen 34.
 — Theorie der dielektrischen Verluste 12ff., 15ff., 18.
 — — Molekularpolarisation 20.
 Dielektrische Polarisation in ungleichförmigem Felde 20 ··· 37.
 — Verluste, Ableitungsverluste 2f., 9.
 — —, Begriff 2.
 — — bei Dipolmolekeln 12ff., 15ff., 18f.
 — —, Debyesche Theorie 1, 12ff., 15ff., 18.
 — —, Frequenzabhängigkeit 1, 3ff., 6ff., 10ff., 13ff., 16ff., 19.
 — —, Inhomogenitäteneinfluß 8f., 11f., 16ff.
 — —, Ionen einfluß 10, 18f.
 — —, Physik 1 ··· 19.
 — —, Temperatureinfluß 1, 9f., 13ff., 16.

- Gase, innere Reibung und Temperatur bei —n 395 ff., 398 f.
- Gaußsche Verteilung 39 f.
- Gefügebilder von Eisen-Kupfer-Molybdän-Legierungen 123 ff.
- Gefügeuntersuchungen — — -Nickel-Kupfer- — 142 f., 145.
- Geschichtete Werkstoffe, Wärmeausgleich 90 ff., 93 ff., 96 ff.
- Glasphase bei Steatitmassen 77 ff., 80 ff., 83.
- Gleichförmiges Feld und Dielektrizitätskonstante 20 ff., 36.
- — — Entladeverzug in Öl 38, 40 f., 45.
- Gleichstromselbsterregung einer Nebenschlußerregmaschine 208 f.
- Gleich- und Wechselstromselbsterregung — — 212 ff.
- Glühkathode beim Kanalstrahlrohr 323, 325 f.
- Glühkathodenionenemission und Schroteffekt 300 bis 320.
- Götze-Strichfokus 374.
- Gold, Kontaktbogen zwischen — 261, 263, 269 ff., 272.
- Graphit gegen Kupfer, Reibung und Verformung 41 f.
- Grenzcharakteristik von Kontaktbögen 253, 257 ff., 260 ff., 263, 265, 267 ff., 270, 272.
- Grenzkurve — — 252, 257 ff., 260 ff., 263, 265 ff., 268 f., 273.
- Helium**, Elektronentemperatur der positiven Säule in — 284, 286 ff., 289.
- , Energieübertragung durch Elektronenstoß in — 279 ff., 282 ff., 285.
- , Feldstärke der positiven Säule in — 284, 286 ff.
- , Fortschreitungs geschwindigkeit von Elektronen in — 285.
- , Kanalstrahl, Massenspektrogramm 349 ff., 352.
- Heuslersche Legierungen 186, 197, 199 ff., 202 ff.
- Holzöl, katalytische Oxydation 50, 52, 58.
- Hookesche Dehnung 414, 419.
- Hornblende, monokline 60 ff., 73.
- Hysterese, magnetische 155 f., 167 ff., 174 ff., 177 f., 184 f., 203.
- Inhomogenitäten des Feldes und Dielektrizitätskonstante** 20 ff., 25 ff., 28 ff., 31 ff., 35 ff.
- im Dielektrikum und dielektrische Verluste 8 f., 11 f., 16 f.
- innere Reibung und Temperatur von Gasen 395 ff., 398 f.
- Ionen und dielektrische Verluste 10, 18 f.
- Ionenausbeute bei Kanalstrahlentladungen 325 f., 330 f., 334 ff., 337 f., 360 f.
- Ionenemission der Glühkathode und Schroteffekt 300 ··· 320.
- Ionenquelle für Atomumwandlungen 321, 341, 360 f.
- Ionenstrahlkonzentrierung beim Kanalstrahlrohr 330 ff.
- Ionisationsspannung von Kontaktmetall und Kontaktbogen 269 ff., 274, 276.
- Jordansche Nachwirkung** 151 f., 155 f., 167 ff., 170, 172 ff., 175 ff., 178 f., 182, 184.
- Jordanscher Verlust 155 f., 161, 167, 169, 175.
- Kaltverformte Eisen-Nickel-Kupfer-Legierungen** 137 ff., 140 ff., 143 ff., 146 f., 149 f.
- Kalzium, Kontaktbogen zwischen — 269.
- Kanalstrahlentladungen 322, 324 f., 327 ff., 330 ff., 334 ff., 337 f.
- , Ionenausbeute 325, 330 f., 334 ff., 337 f.
- , Massenspektrogramm von Ionen 338 f., 349 ff., 352 ff., 355 ff., 358 ff.
- Kanalstrahlrohr mit Glühkathode 323, 325 f.
- — Ionenstrahlkonzentrierung 330 ff., 333 ff., 336, 343.
- — verschiedener Bauart 322, 328 f.
- Karboyleisen, entmagnetisiert 166 ff., 169, 174 ff., 177 ff., 180 ff., 183 ff.
- , erholtes 172, 174, 177, 179.
- , gewalztes 171 f., 177.
- , Kontaktbogen zwischen — 267, 269.
- , magnetisch jungfräulich 157 ff., 160 ff., 163, 167 ff., 172 ff., 175 ff., 178 f.
- , plastisch gerecktes 176 ff., 179.
- , rekristallisiertes 152 f., 157 ff., 160 ff., 163 f., 165 ff., 168 ff., 177 ff., 181 ff., 184 f.
- , teilweise rekristallisiertes 172 ff., 175, 177 ff., 180 f.
- , vormagnetisiert 163 ff., 167 ff., 174 ff., 177 ff.
- Katalysatoren zur Öloxydation 49 ff., 52 ff., 55 ff., 58.
- Katalytische Oxydation fetter Öle 49 ff., 52 f., 55 f., 58.
- — trocknender Öle 48 f.
- — von Mineralölen 49 ff., 55 ff., 58.
- Kathodenionenrauschen, Theorie 302 ff., 305 ff., 310 ff., 313 ff., 316 ff., 319 f.
- Kerr-Effekt 22, 33 ff.
- Kieselgel 49, 51, 53, 55.
- Kirchhoffsche Gleichung 214 f.
- Klemmenkurzschlüsse von Öltransformatoren 235 bis 250.
- Klinoenstatit 60 ff., 64, 66 ff., 69 ff., 72 ff., 75 ff., 78 ff., 81 ff., 84, 88 f.
- Kobaltoxydkatalysator für Öloxydation 50 f., 54 f.
- Koerzitivkraft von Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen 426 ff., 431 f.
- — — -Kupfer- — 129 ff., 132 f., 135 f., 140 ff., 143 ff., 146 f., 149 f., 432 ff., 435.
- — Heuslerschen Legierungen 203 f.
- Kolloide, übermikroskopische Aufnahmen 103 ff., 106.
- Kontakt, Berührungsflächenbestimmung 405 ff., 408 f.
- Kontaktbogen, Entstehung 251 ff., 273 ff., 276.
- , Grenzcharakteristik 253, 257 ff., 260 ff., 263, 265, 267 ff., 270, 272.
- , Grenzkurve 252, 257 ff., 260 ff., 263, 265 ff., 268 f., 273.
- , Mindestbrennspannung 258 ff., 261 ff., 267 ff., 270 ff., 273 ff., 276.
- , Mindestbrennstromstärke 258 ff., 261 ff., 267 ff., 270, 272 f., 276.
- , Schaltkreisberechnung 272 f.
- , Untersuchungsanordnung 254 ff.
- , Zündung und Anodenmetall 265 f., 275.
- und Ionisationsspannung des Metalls 269 ff., 274, 276.

- Kontaktbogen und Siedetemperatur des Metalls 270f., 274, 276.
 — — Verdampfungswärme — — 270f., 273f., 276.
 — — zwischen einem reinen Metall 259ff., 262ff.
 — — Schweißelektroden 268f.
 — — verunreinigtem Eisen 266ff.
 — — zwei reinen Metallen 264ff.
- Kritische Temperatur und innere Reibung von Gasen 395ff., 398.
- Kupfer, Kontaktbogen zwischen — 259, 270f.
 —, Reibung und Verformung bei — 401ff.
- Kupferausdehnung von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 245f., 250.
- Kupfer-Eisen, Zustandsschaubild 113f.
 — — -Molybdän-Chrom-Legierung 124f.
 — — — -Legierungen, Erstarrung 119ff., 122f.
 — — — —, Gefügebilder 123ff.
 — — — —, Zustandsschaubild 113ff., 116ff., 119ff.
 — — -Nickel- —, Ausscheidung und magnetische Härte 432f., 435.
 — — — —, kaltverformte 137ff., 140ff., 143ff. 146f., 149f.
 — — — —, rekristallisierte 128ff., 131ff., 134ff., 149.
 — — — —, Zustandsschaubild 126f.
 — -Mangan-Legierungen 198.
- Kupferoxydkatalysator zur Öloxydation 49ff., 52ff., 55ff., 58.
- Kupfertemperatur von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 241ff., 249f.
- Kupfferrit 60.
- Kurzschlußstrom von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 236ff., 249.
- Längsfeldstärke in Edgassäulen 278, 283ff., 286ff., 289f.
- Legierungen, Curie-Temperaturen binärer — 187ff., 190ff., 193.
 —, Eisen-Kupfer-Molybdän- — 113 ··· 125.
 —, — -Molybdän-Kupfer-Chrom- — 124f.
 —, — -Nickel- — 412, 416ff., 419.
 —, — — -Kupfer- — 126 ··· 150.
 —, Heuslersche 186, 197, 199ff., 202ff.
- Leinöl, katalytische Oxydation 50, 53, 58.
- Lichtmikroskop 100, 102, 107.
 —, Aufnahmen 103, 110.
- Lindemann-Elektrometer 345.
- Linolensäure, katalytische Oxydation 57f.
- Linolensäure, — — 57f.
- Loschmidtsche Zahl 13, 194.
- Magnesiummetasilikat, Phasengleichgewichte 60ff., 64, 66ff., 69ff., 73ff., 76f. 79.
 —, Zerfall 64f., 70ff., 73, 77, 81ff.
- Magnetische Bindung 186.
 — — Nachwirkung bei Karbonyleisen 151 ··· 185.
 — — — — und Frequenz 159ff., 162f., 164ff., 169f., 173ff., 175f., 179.
 — — — — Temperatur 157ff., 163ff., 166, 169f., 171ff., 174ff., 177, 179.
 — — — —, Bestimmung 153ff., 156f.
- Magnetisches Elektronenmikroskop 99ff., 102f., 106.
 — — Moment von Eisen-Legierungen 192.
 — — — — Kupfer-Mangan- — 198.
 — — — — Nickel-Legierungen 189ff.
- Magnetisierungskurve und Selbstregung einer Nebenschlußerregmaschine 207ff., 210ff., 213f.
- magnetoelastische Dehnung 410ff., 413ff., 419f., 424.
- Magnetostriktion 195, 413f., 419ff., 431.
- Mangan-Kupfer-Legierung 198.
- Massenspektrographische Aufnahme von Helium-Kanalstrahlen 349ff., 352f.
 — — — Wasserstoff- — 338f., 353ff., 356ff., 359ff.
- Massenspektrometer 342ff., 345f.
- Maxwellsche Brücke 153f.
 — — Theorie 21, 37.
 — — Verteilung 13, 277, 279, 282ff., 287ff., 290, 292, 294, 296, 306f., 310f., 313f., 316f.
- McLeod-Manometer 323, 333.
- Mikroskop, optisches 100, 102, 107.
 —, —, Aufnahmen 103, 110.
- Mindestbrennspannung von Kontaktbögen 252, 258ff., 261ff., 267ff., 270ff., 273ff., 276.
- Mindestbrennstromstärke — — 258ff., 261ff., 267ff. 270, 272f., 276.
- Mineralöl, katalytische Oxydation 49ff., 55f., 58.
- Molybdän-Eisen, Zustandsschaubild 113f.
 — — — -Kupfer-Chrom-Legierung 124f.
 — — — — -Legierungen, Erstarrung 119ff., 122f.
 — — — —, Gefügebilder 123ff.
 — — — —, Zustandsschaubild 113ff., 116ff., 119ff.
- Nachvergrößerung elektronenoptischer Aufnahmen 102ff., 105f., 110.
- Nachwirkung, magnetische, und Frequenz 159ff., 162f., 164ff., 169f., 173, 175f., 179, 181f., 184.
 —, —, — Temperatur 157ff., 163ff., 166, 169f., 172ff., 175ff., 179, 181f., 184f.
- Nebenschluß-Erregmaschine, Gleichstromselbsterregung 208f.
 — — —, Gleich- und Wechselstromselbsterregung 212ff.
 — — —, Wechselstromselbsterregung 209ff., 212.
- Negative Ionenemission der Glühkathode und Schrotteffekt 305f., 308f., 310f., 312ff., 315f., 320.
- Neon, Elektronentemperatur der positiven Säule in — 285ff., 288.
 —, Energieübertragung durch Elektronenstoß in — 280ff., 283ff.
 —, Feldstärke der positiven Säule in — 285ff., 288.
 —, Fortschrittgsgeschwindigkeit von Elektronen in — 286.
- Nickel, Kontaktbogen zwischen — 262f., 269ff.
 —, Reibung und Verformung bei — 402f.
 — -Eisen-Aluminium-Legierungen, Ausscheidung u. magnetische Härte 432ff., 435.
 — — — -Kupfer- —, — — — — 432ff., 435.
 — — — —, kaltverformte 137ff., 140ff., 143ff., 146f., 149f.

- Nickel-Eisen-Kupfer-Legierungen, rekristallisierte 128ff., 131ff., 134ff., 149.
 — — — — —, Zustandsschaubild 126f.
 — — — — —, Legierungen, Elastizitätsmodul und Dämpfung 412, 416ff., 419.
 — — — — —, Legierungen, Curie-Temperatur 188ff., 191.
 — — — — —, magnetisches Moment 189ff.
 Nickeloxydkatalysator zur Öloxydation 50f., 54f.
- Öl**, Bestimmung des elektrischen Durchbruches 38ff.
 —, Entladeverzögerung in — und Schlagweite 42ff.
 —, Mechanismus des Stoßdurchschlages 44f.
 —, Stoßfestigkeit von — und Schlagweite 45ff.
 —, Verteilungskurve des Entladeverzögerungs 40ff.
 Ölausdehnung von Transformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 246f., 250.
 Öle, katalytische Oxydation 49ff., 52f., 55f., 58.
 —, Oxydation trocknender — 48f.
 Öltemperatur von Transformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 243ff., 249f.
 Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 235f., 249f.
 — — — — —, Kupferausdehnung 245f.
 — — — — —, Kurzschlußstrom 236ff.
 — — — — —, Ölausdehnung 246f.
 — — — — —, Ölverdrängung 247, 250.
 — — — — —, Schutz 248, 250.
 — — — — —, Temperatur bei konstantem Wärmestrom 238f.
 — — — — —, in Kupfer 241ff., 249f.
 — — — — —, — — Öl 243ff., 249f.
 — — — — —, thermische Zeitkonstante 238, 240f., 249f.
 — — — — —, Wärmebilanz 247ff.
 — — — — —, Wärmewiderstand 239f.
 Ölverdrängung von Transformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 247, 250.
 Olivenöl, katalytische Oxydation 50, 53, 58.
 Ommeteisen 263, 266ff., 269, 373.
 Oxydation, katalytische, fetter Öle 49ff., 52f., 55f., 58.
 —, —, von Fettsäuren 49f., 56ff.
 —, —, — Mineralölen 49ff., 55f., 58.
 Oxydator 48ff., 51f., 55ff., 58.
- Pauli-Prinzip** 190.
 Periodische Temperaturänderungen 382ff., 385ff.
 Permeabilität, magnetische 153, 161ff., 165ff., 168, 173f., 176ff., 180, 182, 184ff.
 Pflanzenöle, katalytische Oxydation 52f.
 Platin, Kontaktbogen zwischen — 262, 264, 269ff.
 Platinkatalysator für Öloxydation 50f., 54f.
 Poissonsche Formel 405.
 Polare Flüssigkeit 12ff., 17, 21, 23, 31ff., 35.
 — Molekeln 12, 15f., 18, 23, 31ff., 34, 37.
 Polarisation, dielektrische, in ungleichförmigem Felde 20 ··· 37.
 Positive Ionenemission der Glühkathode und Schrotteffekt 306f., 309f., 311f., 316ff., 319f.
 Protoenstatit 62, 64, 67ff., 70ff., 77, 79, 81ff., 84, 87f.
- Quadrupolmolekeln 21, 23ff., 26, 30f., 35ff.
 Quecksilberdampfentladungsrohr für Röntgenblitze 364f., 368f., 372ff., 379.
Ramsauer-Effekt 278, 282, 284.
 Rauschanteil der Rückelektronen am Schrotteffekt 294ff., 297ff.
 — — — — —, Transelektronen — — 293f., 298f.
 Reduzierte Temperatur und reduzierte innere Reibung 395ff., 398f.
 Reibung, innere, und Temperatur von Gasen 395ff., 398f.
 Reibungskraft je Berührungsfläche 400, 402ff.
 Reibungs- und Verformungsarbeit 400ff.
 Rekristallisierte Eisen-Nickel-Kupfer-Legierungen 128ff., 131ff., 134ff., 149.
 Relaxation polarer Molekeln 13ff., 17, 33.
 Remanenz, magnetische 164f., 167ff., 174ff., 177ff., 194, 413f.
 Röntgenlichtblitze, Anodenwärmebilanz 369ff., 372ff., 380.
 —, Aufnahmen 375ff., 378ff.
 —, Dauer 363f., 367, 369, 376f., 379.
 —, Entladungsrohr 363ff., 373f., 379.
 —, Entladungsvorgang 365ff., 368f., 379.
 —, Schaltung 364f., 377.
 Röntgenographische Untersuchungen 64ff., 67ff., 70ff., 74, 76, 81ff., 84ff., 87ff., 104, 428ff., 433ff.
 Rohmann-Haut 259.
 Rückelektronen im Schrotteffekt bei Gegenspannungen 294ff., 297ff.
 Rückionen — — 305ff., 308ff., 311, 313f.
- Sauerstoffaufnahme von Ölen 48ff., 52f., 55ff., 58.
 Schaltkreisberechnung bei elektrischen Kontakten 272f.
 Schaltung für Röntgenblitzlichtaufnahmen 364f., 377.
 Schlagweitenabhängigkeit des Entladeverzögerung in Öl in ungleichförmigem Felde 38 ··· 47.
 Schrotteffekt, Frequenzabhängigkeit bei Gegenspannungen 291ff., 294ff., 297ff.
 — bei Ionenemission der Glühkathode 300 ··· 320.
 — — negativer Kathodenionenemission 305f., 308f., 310f., 312ff., 315f., 320.
 — — positiver — 306f., 309f., 311f., 316ff., 319f.
 Schweißelektroden, Kontaktbogen zwischen — 268f.
 Schwingungsanfachung von Synchronmaschinen 207, 223.
 — — — — — durch Erregermaschinenlabilität 214ff., 217ff., 220ff., 223.
 Siedetemperatur des Kontaktmetalls und Kontaktbogen 270f., 274, 276.
 Silber, Kontaktbogen zwischen — 260, 264, 269ff.
 Silberoxydkatalysator zur Öloxydation 51, 55f.
 Silicagel 49, 51, 53, 55.
 Sojaöl 50, 53, 58.
 Spannungs-Dehnungs-Kurve eines Ferromagnetikums 410ff., 413ff., 419f., 424.
 Speckstein 60, 62f., 68, 70, 73, 84.
 Steatit, Mineral 59.
 Steatitmase, Glasphase 77 ··· 83.

- Steatitmasse, kristalline Phase 60 ··· 77.
 Stereomagnetismus 186, 188, 191 ff., 197, 199 f., 204.
 Stokesches Gesetz 23, 33.
 Stoßdurchschlag von Öl, Bestimmung 38 ff.
 — — —, Mechanismus 44 f.
 Stofffestigkeit, dielektrische, von Öl, und Schlagweite 45 ff.
 Streuzzeit, statistische, des Entladeverzugs in Öl 40 ff., 43 f., 47.
 Stromstärke bei Kanalstrahlentladungen 325 ff., 329, 331, 334 ff., 337 f.
 Synchronmaschine, Schwingungsanfachung 207, 223.
 —, — durch Erregermaschinenlabilität 214 ff., 217 ff., 220 f., 223.
 —, — — —, Abhilfmaßnahmen 222.
 —, — — —, Beispiel 221 f.

 Talk 60 ff., 63 f., 66, 68 f., 72 f., 77 ff., 82, 84, 86.
 Tammann-Ofen 115.
 Tantal, Kontaktbogen zwischen — 261, 269 ff.
 Temperatur, kritische, und innere Reibung von Gasen 395 f., 398 f.
 — und dielektrische Verluste 1, 9 f., 13 ff., 16.
 — — innere Reibung von Gasen 395 ff., 398 f.
 Temperaturänderungen, periodische 382 ff., 385 ff.
 —, zeitlich lineare 382, 387 ff., 390 ff., 393 f.
 Temperaturverlauf bei zeitproportionaler Umgebungstemperaturänderung 387 ff., 390 f.
 — in Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 238 f., 241 ff., 244 f., 249 f.
 Temperaturverteilung bei geschichteten Werkstoffen 91 f., 94 ff., 97 f.
 Thermische Zeitkonstante von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 238, 240 f., 249 f.
 Thermisches Verhalten — — — — 235 ··· 250.
 Thermometer, Anzeigeverzögerung bei periodischen Temperaturänderungen 383 ff., 386 f.
 —, — — zeitlich linearen Temperaturänderungen 391 ff., 394.
 Tiefnutwicklung, Ausgleichsvorgänge beim Einschalten 225, 234.
 —, — — — bei gekoppelten Stromkreisen 230 ff., 233 f.
 —, — — unmittelbaren Einschalten 226 ff., 229.
 Torsionsremanenz 420 f.
 Translektronen im Schroteffekt bei Gegenspannungen 293 f., 298 f.
 Transionen — — 305 ff., 308 ff., 311, 315.

 Ü bermikroskop, Aufnahmen von Bakterien 105, 107 ff., 110 f.
 —, — Kolloiden 103 ff.
 —, Beschreibung 99 ff., 102 f., 106.
 Ungleichförmiges Feld und Dielektrizitätskonstante 20 f., 23 ff., 26 ff., 29 ff., 32 f., 35 ff.
 — — — Entladeverzug in Öl 41 ff., 44 ff., 47.
 Uranylfluoreszenz zum Glasnachweis 82 f.
- Van der Waalssche Kräfte 36.
 Verdampfungswärme des Kontaktmetalls und Kontaktbogen 270 f., 273 f., 276.
 Verformungs- und Reibungsarbeit 400 ff.
 Verluste, dielektrische 1 ··· 19.
 —, —, bei Dipolmolekeln 12 ff., 15 ff., 18 f.
 —, —, Debyesche Theorie 1, 12 ff., 15 ff., 18.
 —, —, Frequenzabhängigkeit 1, 3 ff., 6 ff., 10 ff., 13 ff., 16 ff., 19.
 —, —, Inhomogenitäteneinfluß 8 f., 11 f., 16 ff.
 —, —, Ioneneinfluß 10, 18 f.
 —, —, Temperatureinfluß 1, 9 f., 13 ff., 16.
 —, —, Wagnersche Theorie 8 ff., 11 f., 15 ff., 18 f.
 —, —, Zweischichtenkondensator 2, 4 ff., 7 f., 11.
 Verteilungskurve des Entladeverzugs in Öl 40 ff.

 Wärmeausgleich im Dreischichtenkörper 96 ff.
 — in geschichteten Werkstoffen 90 ff., 93 ff., 96, 98.
 Wärmebehandlung Heuslerscher Legierungen 201 ff.
 Wärmebilanz der Anode bei Röntgenblitzrohren 369 ff., 372 f., 380.
 — von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 247 ff., 250.
 Wärmewiderstand — — — — 239 f.
 Wagnersche Hilfsbrücke 154.
 — Theorie der dielektrischen Verluste 1, 8 ff., 11 f., 15 ff., 18 f.
 Wasserstoffkanalstrahlentladung 322, 324 f., 327 ff., 330 ff., 334 ff., 337 f.
 —, Massenspektrum 338 f., 347, 353 ff., 356 ff., 359 ff.
 Wechselstromselbsterregung einer Nebenschlußerregermaschine 209 ff., 212.
 Wechselstromverluste, dielektrische 2, 9 f.
 Weissches Magneton 190 ff., 198.
 Widerstand, elektrischer, von Eisen-Nickel-Aluminium-Legierungen 427, 432.
 —, — — — — -Kupfer — 128 ff., 131 ff., 134 ff., 140 ff., 143 f., 146 f., 149 f., 433 f.
 Wolfram, Kontaktbogen zwischen — 262, 269 ff., 272.
 Wollaston-Draht 28 f.

 Zeitkonstante, thermische, von Öltransformatoren bei Klemmenkurzschlüssen 238, 240 f., 249 f.
 Zeitproportionale Temperaturveränderungen 387 ff., 390 ff., 393 f.
 Zink, Kontaktbogen zwischen — 260, 269 ff.
 Zinn-Mangan-Kupfer-Legierungen 200 f.
 Zündschaltung für Geschoßaufnahmen 376 ff.
 Zustandsschaubild von Eisen-Kupfer-Molybdän-Legierungen 113 ff., 116 ff., 119.
 — — — -Nickel-Aluminium — 430 f.
 — — — — -Kupfer — 126 f.
 Zweischichtenkondensator und dielektrische Verluste 2, 4 ff., 7 f., 11.