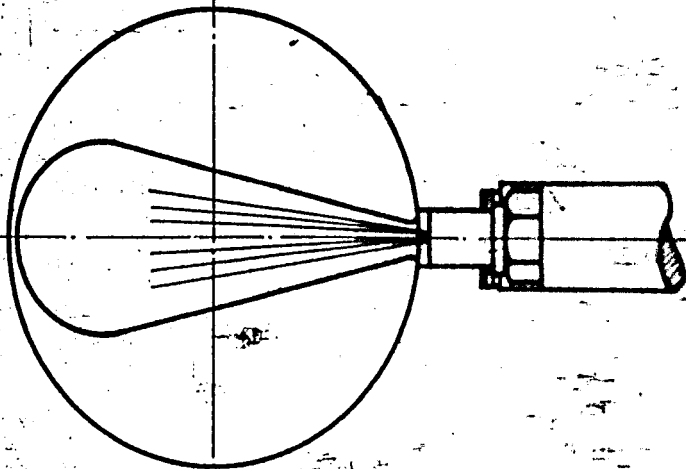
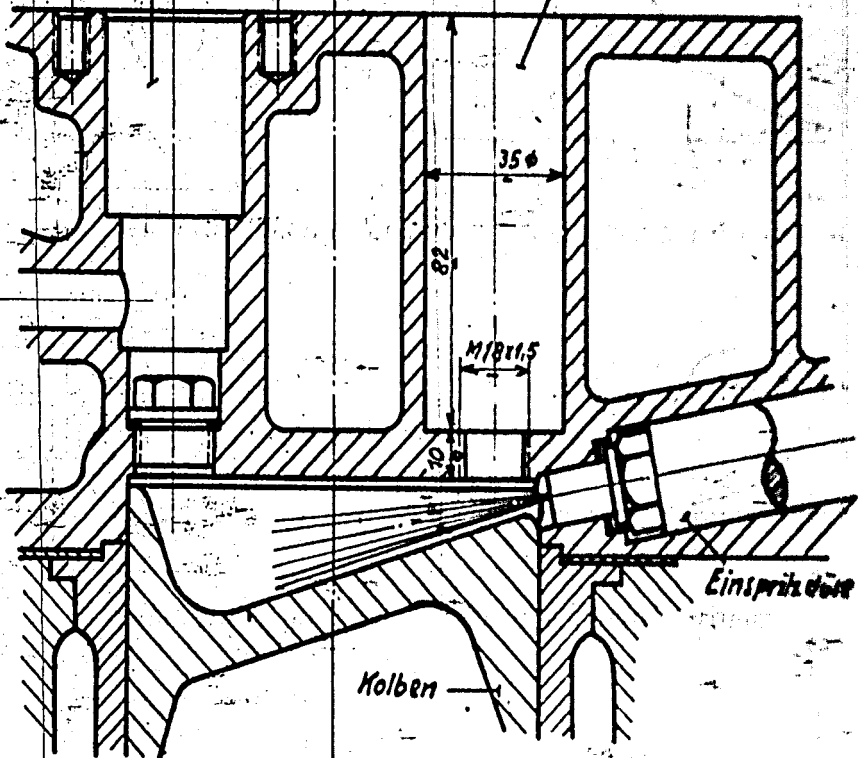


Zylinderkopf

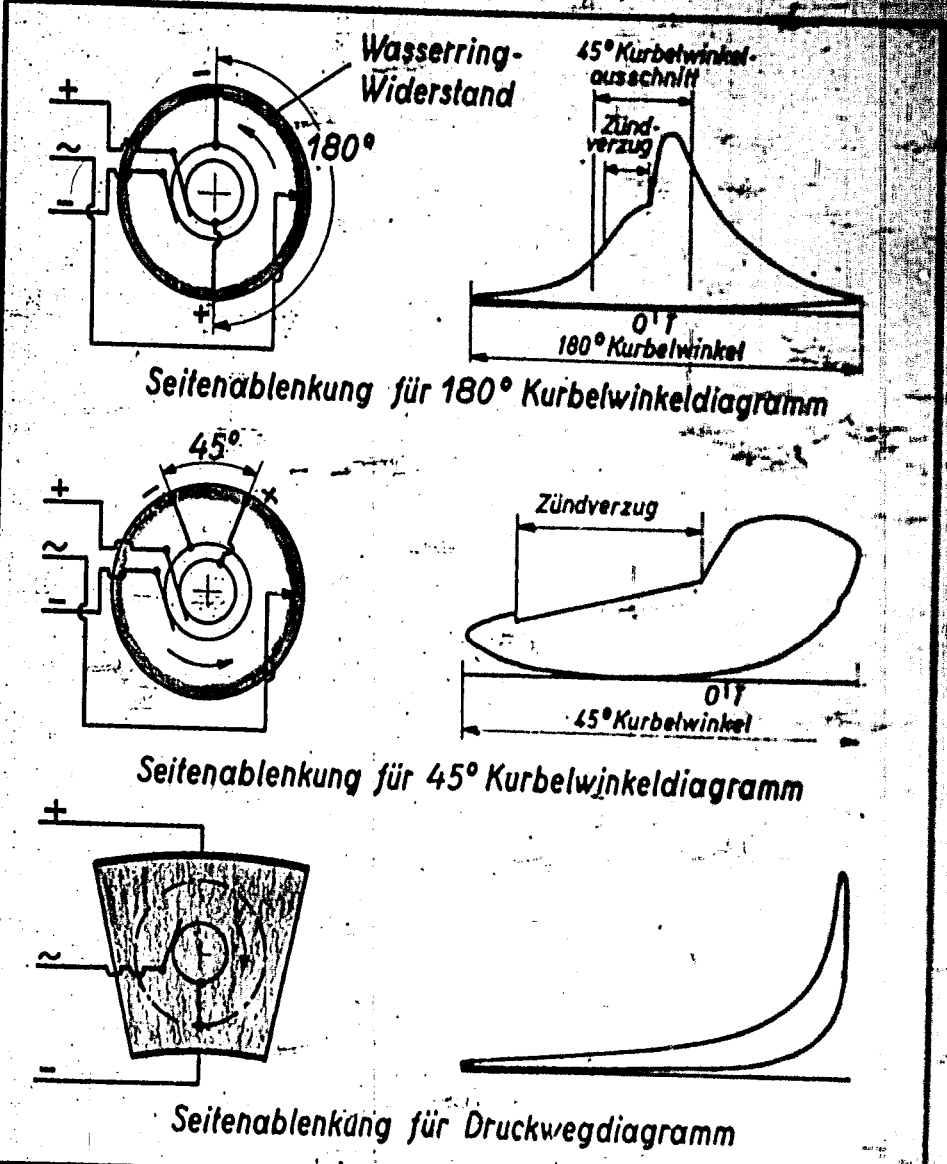
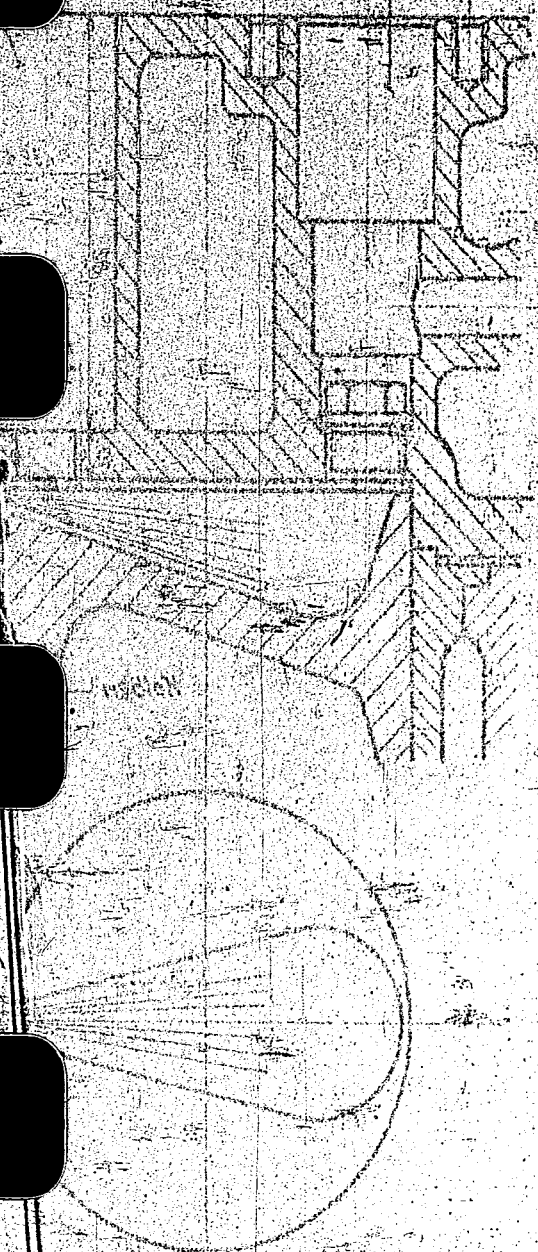
Bohrung für Vorkammer
(normal verblindet)

Bohrung für Quarzdose



Zylinderkopf

Bohrung für Vorkammer
(normal verbunden)

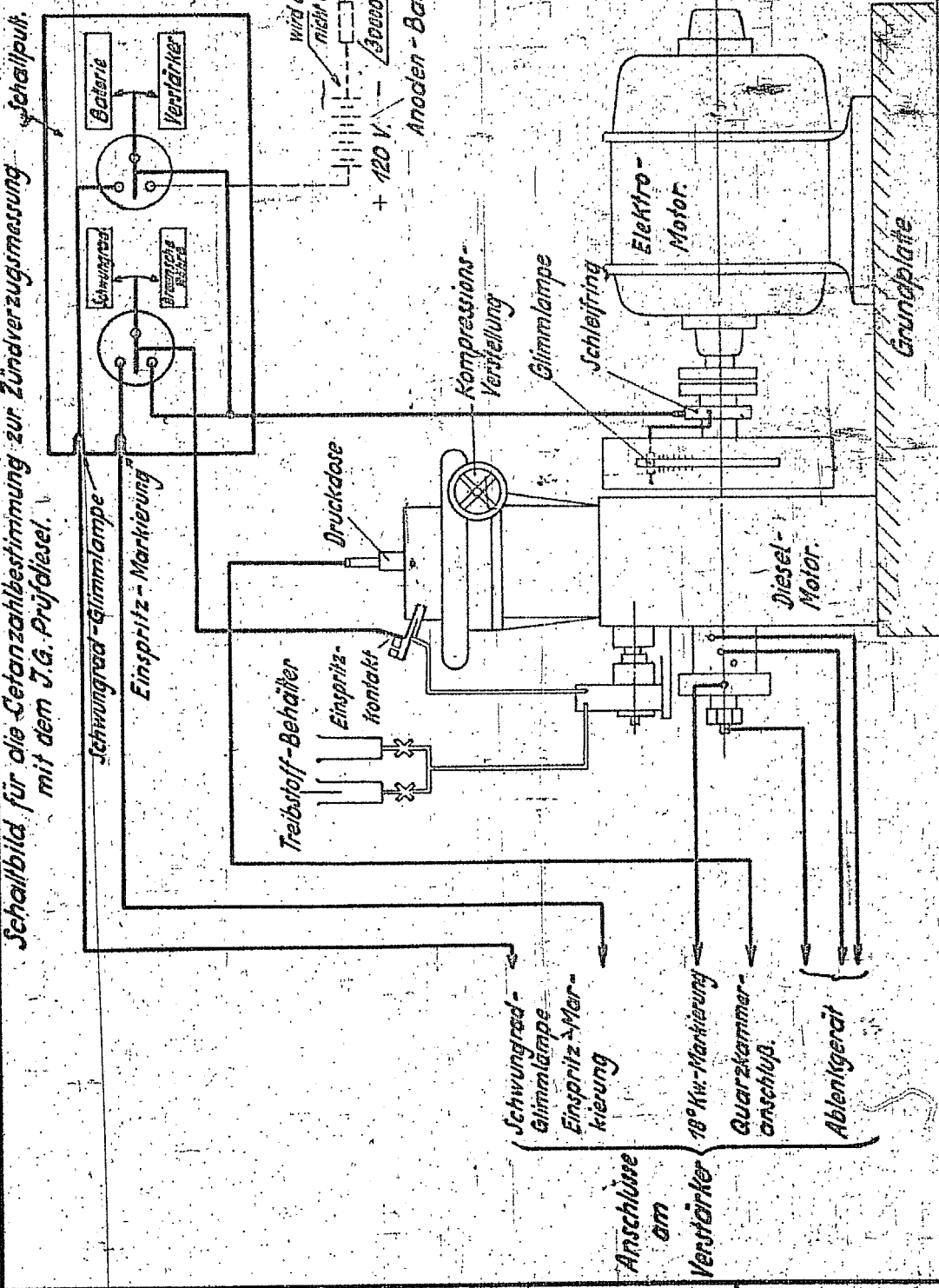


IG Ludwigshafen a. Rh. 1938	Ablenkgeräte für Kolbenweg- u. Kurbelwinkeldiagramme	Techn. Prüfstand Oppau 646
--	---	----------------------------------

53

Techn. Prüfstand
Oppau.

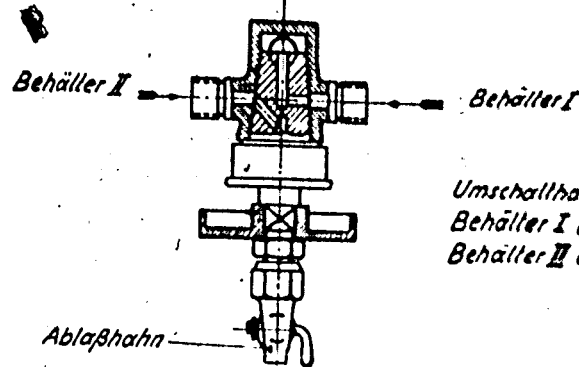
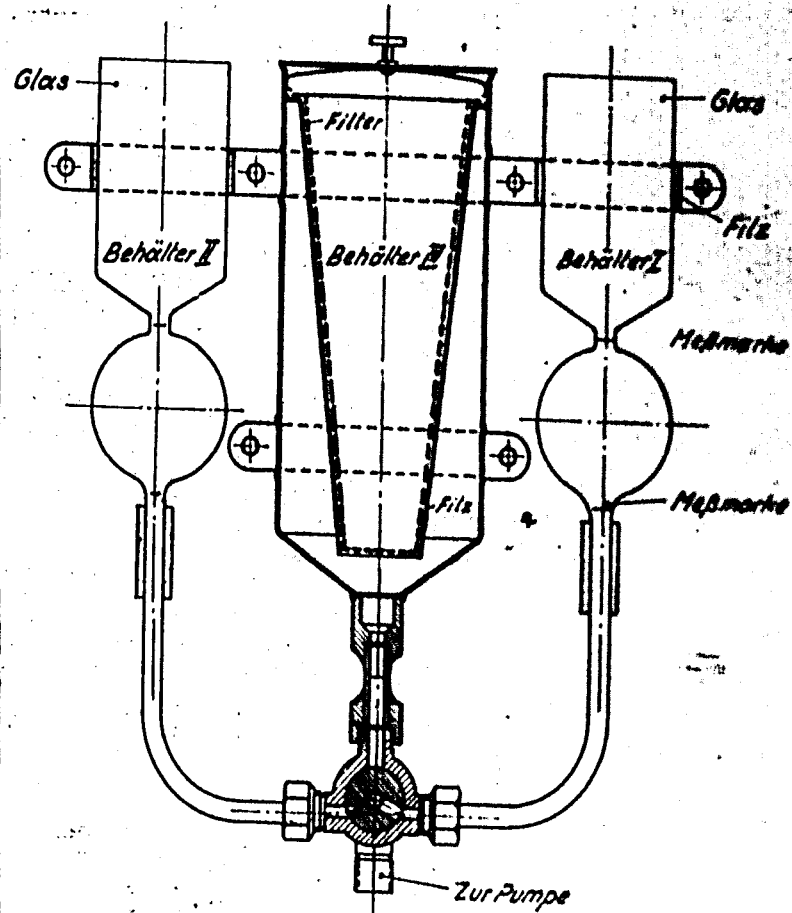
Schallbild für die Cetanzahlbestimmung zur Zündverzugsmessung mit dem J.G. Prüfäsel.



Techn. Prüfstand
Oppau.

Blatt 1
816

Schaltung der Treibstoffbehälter.



Umschaltkahn steht für
Behälter I auf „Betrieb“
Behälter II auf „Entleeren“

TPr S 185

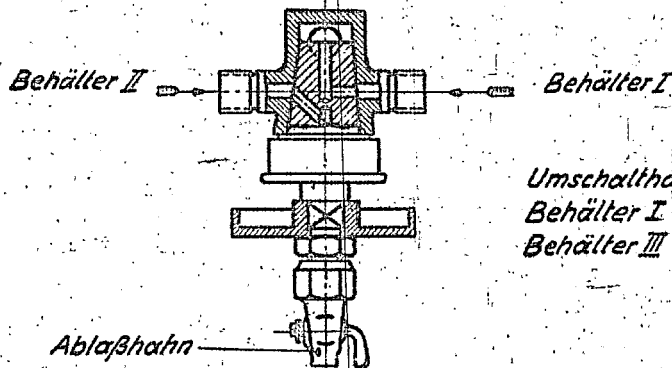
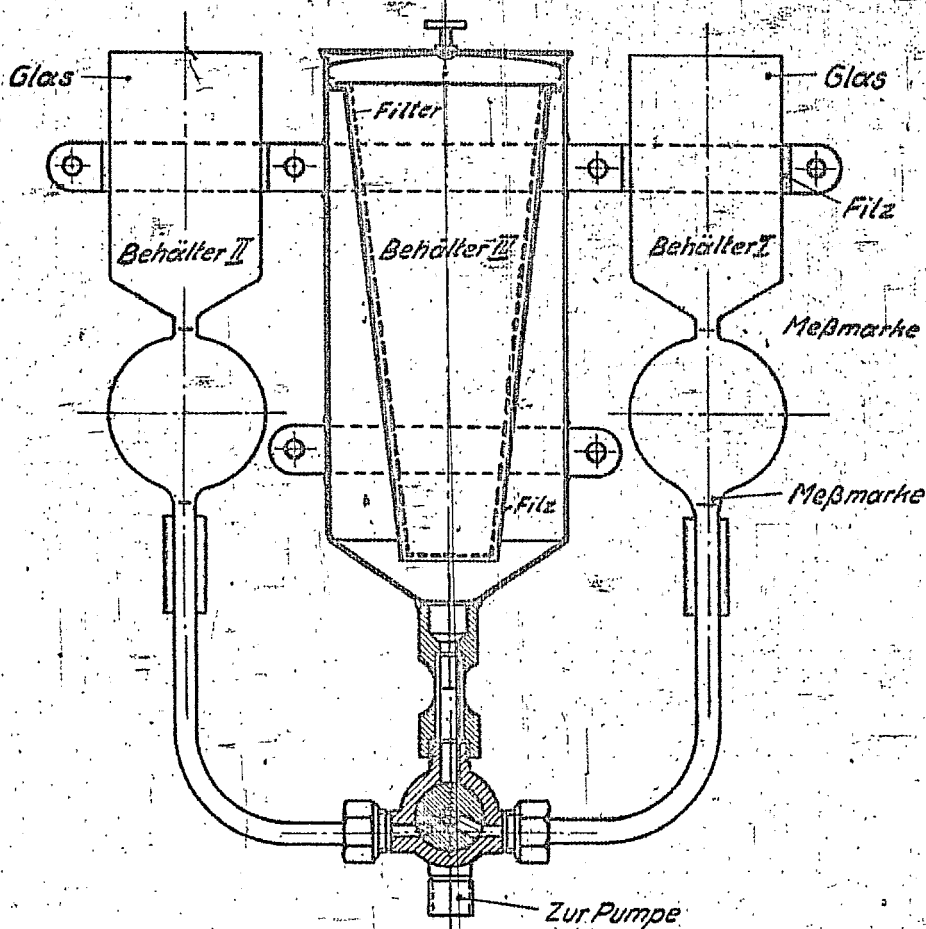
I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft
20. 8. 38 Ludwigshafen a. Rhein.

J. G. Prüfdiesel-Betriebsvorschrift.

N 2252-45

DIN-Format A 4 (210x297)

Schaltung der Treibstoffbehälter.

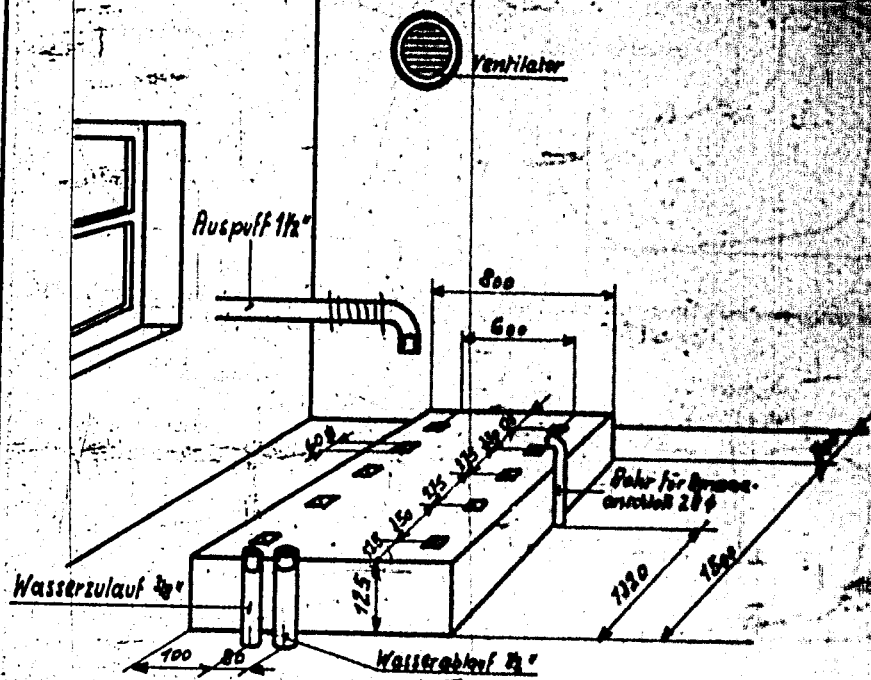


Umschalthehn steht für
Behälter I auf „Betrieb“
Behälter III auf „Entleeren“

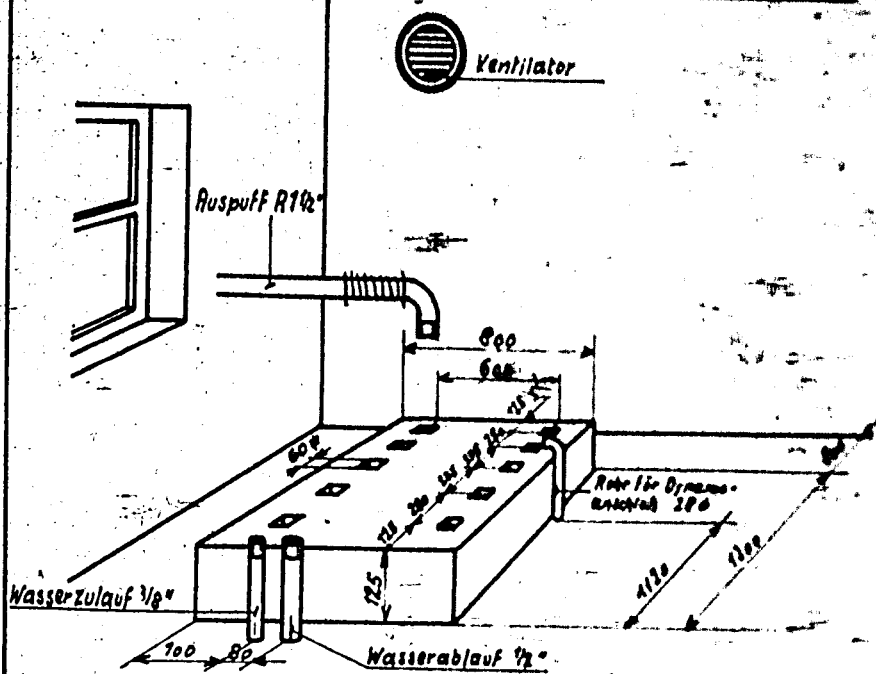
TPr-S 185

Techn. Prüfstand
Opbau

Fundament für Gleichstromanlage



Fundament für Drehstromanlage



I.G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft
25.9.40 Ludwigshafen a. Rhein. 1/2

J.G. Prühdiesel Betriebsvorschrift

TPrS 804

DIN-Formel A 4 (210 x 297)

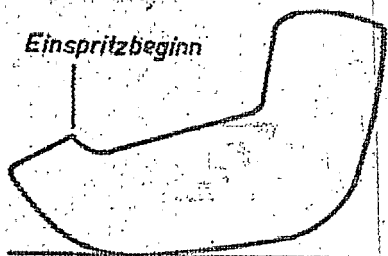


Abb.1 Druckverlauf mit Einspritzmarke

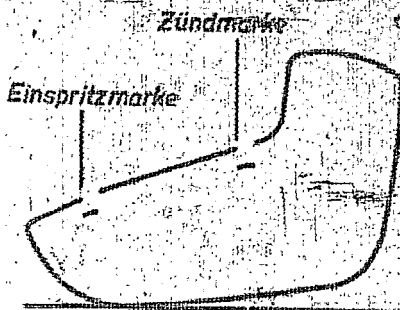


Abb.2 Diagramm mit Zündverzugs-
(18° Kw)

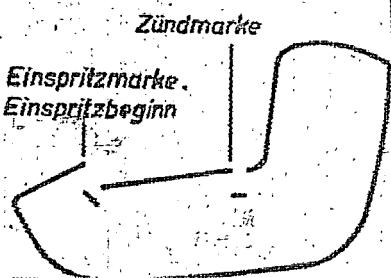
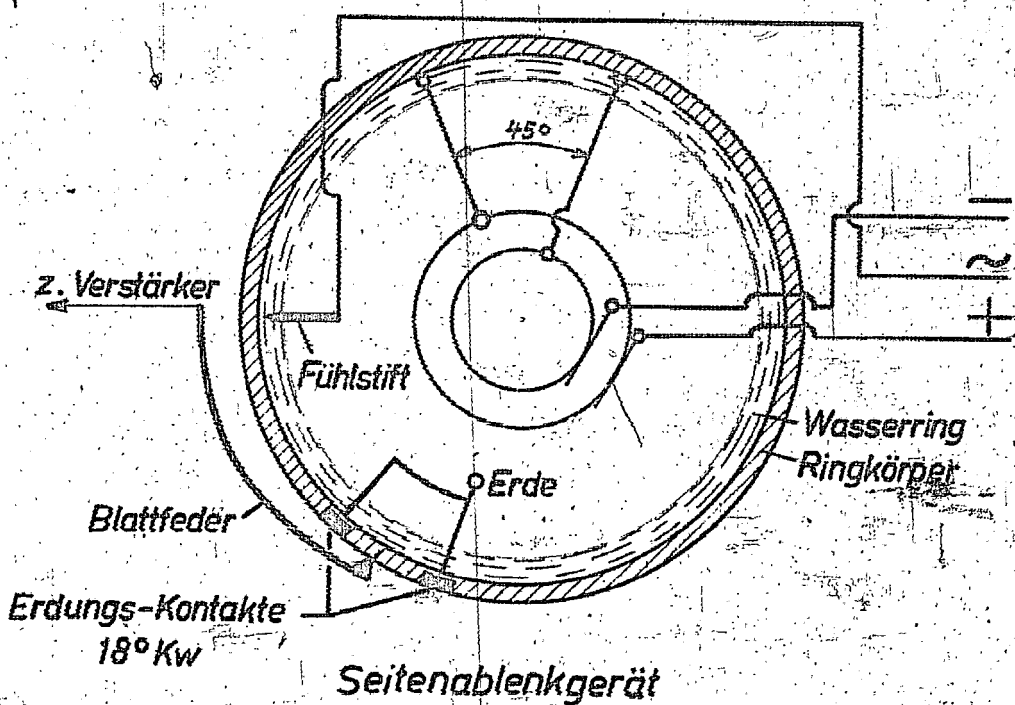


Abb.3 Einspritzbeginn auf 1. Zündverzugs-
marke eingestellt. Zündbeginn zu spät.



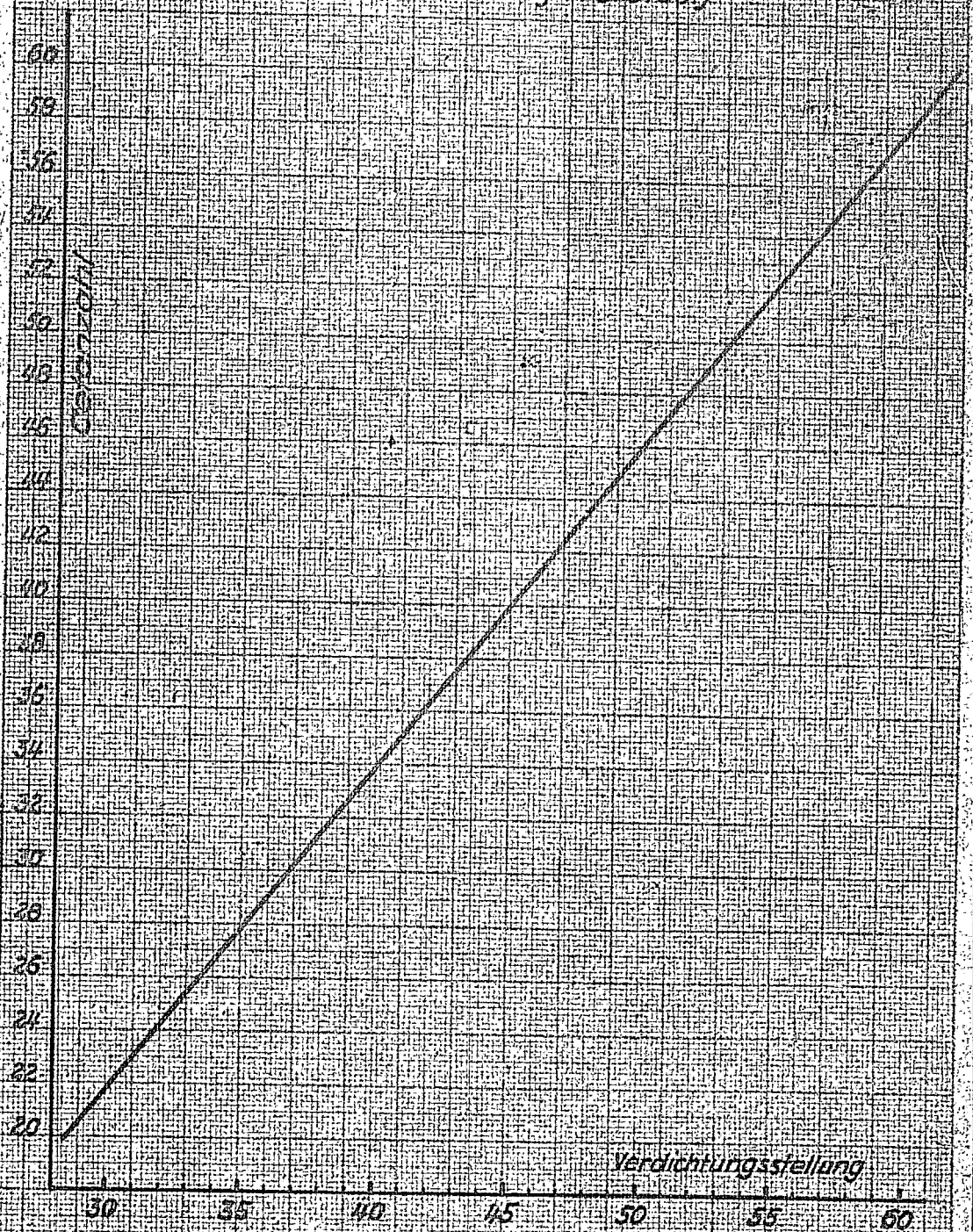
Abb.4 Einspritz- und Zündbeginn auf die
18° Kw Marke eingestellt



Techn. Prüfstand
Oppau

Blatt 9
872

Eichlinie des I.G.-Prüfdiesels (Untersuchung v. 3.8.38.)



Techn. Prüfstand
Oppau

Untersuchungsprotokoll

Treibstoffprüfung am J. G. -Prüfdiesel	Indikator 2... Druckdose 2... Umdr./min 900. Einspr. Beginn 20° Zeit für 50cm 100. Nüchtemp. 2. 100.							Drehmoment in Nm bei 1000 Umdr./min	
	Uhr- zeit	Dreh- zeit	Verbr. l/min	Cetan- zahl	Alkanen- druck	Speiten- druck	Druck- anstieg g/100	Druck- anstieg g/100	Druck- anstieg g/100
Treibstoff	Std.	mm	SAI.	Ca.Z	mm	g/100	mm	g/100	g/100
Angefahren mit Gasöl D 384	7 ⁴⁰								
20 Vol. % Cetan + 80 Vol. % α - Meth. - Naphth.	9 ⁰⁰	120	28,5	20	38	50	56	72	21 9
60 Vol. % Cetan + 40 Vol. % α - Meth. - Naphth.	9 ¹⁵	120	61,6	60	23	30	33	42	38 5
Probe 1	9 ³⁰	119	48,4	44	27	35	38	49	37 5,5
Probe 2	9 ⁴⁵	119	37,6	31	31	40	45	58	33 6,2
Probe 3	10 ⁰⁰	119	28,1	19,5	39	50	58	74	21 9
Probe 4	10 ¹⁵	120	43,5	38	28	36	40	52	34 6,7
40 Vol. % Cetan + 60 Vol. % α - Meth. - Naphth.	10 ³⁰	120	45,0	40	27	35	39	50	35 5,8
Probe 5	10 ⁴⁵	120	47,2	43,5	27	35	39	50	37 5,5
Probe 6	11 ⁰⁰	119	34,3	27	34	45	49	63	31 6,6
Probe 7	11 ¹⁵	120	38,4	32	30	38	43	58	33 6,2
Probe 8	11 ³⁰	120	61,2	59,8	29	31	34	44	39 6,9
20 Vol. % Cetan + 80 Vol. % α - Meth. - Naphth.	11 ⁴⁵	121	28,4	20	39	50	57	73	21 9
Mittagspause mit Gasöl weitergefahren									
20 Vol. % Cetan + 80 Vol. % α - Meth. - Naphth.	12 ⁴⁵	119	28,4	20	38	50	56	72	21 9
Probe 9	13 ⁰⁰	119	33,2	25,5	34	45	50	65	31 6,6
Probe 10	13 ¹⁵	119	42,6	37	28	36	40	52	35 5,8
Probe 11	13 ³⁰	120	54,2	51	25	32	35	46	39 5
Probe 12	13 ⁴⁵	120	49,6	45,5	27	36	39	50	37 5,5
60 Vol. % Cetan + 40 Vol. % α - Meth. - Naphth.	14 ⁰⁰	120	61,5	60	23	30	33	42	39 5
Probe 13	14 ¹⁵	119	51,8	48	26	33	36	47	37 5,4
Probe 14	14 ³⁰	120	31,5	23,5	37	48	55	70	29 7,3
Probe 15	14 ⁴⁵	120	49,4	45	27	35	37	48	37 5,5
20 Vol. % Cetan + 80 Vol. % α - Meth. - Naphth.	15 ⁰⁰	120	28,5	20	40	51	58	75	21 9
abgestellt	15 ³⁰								

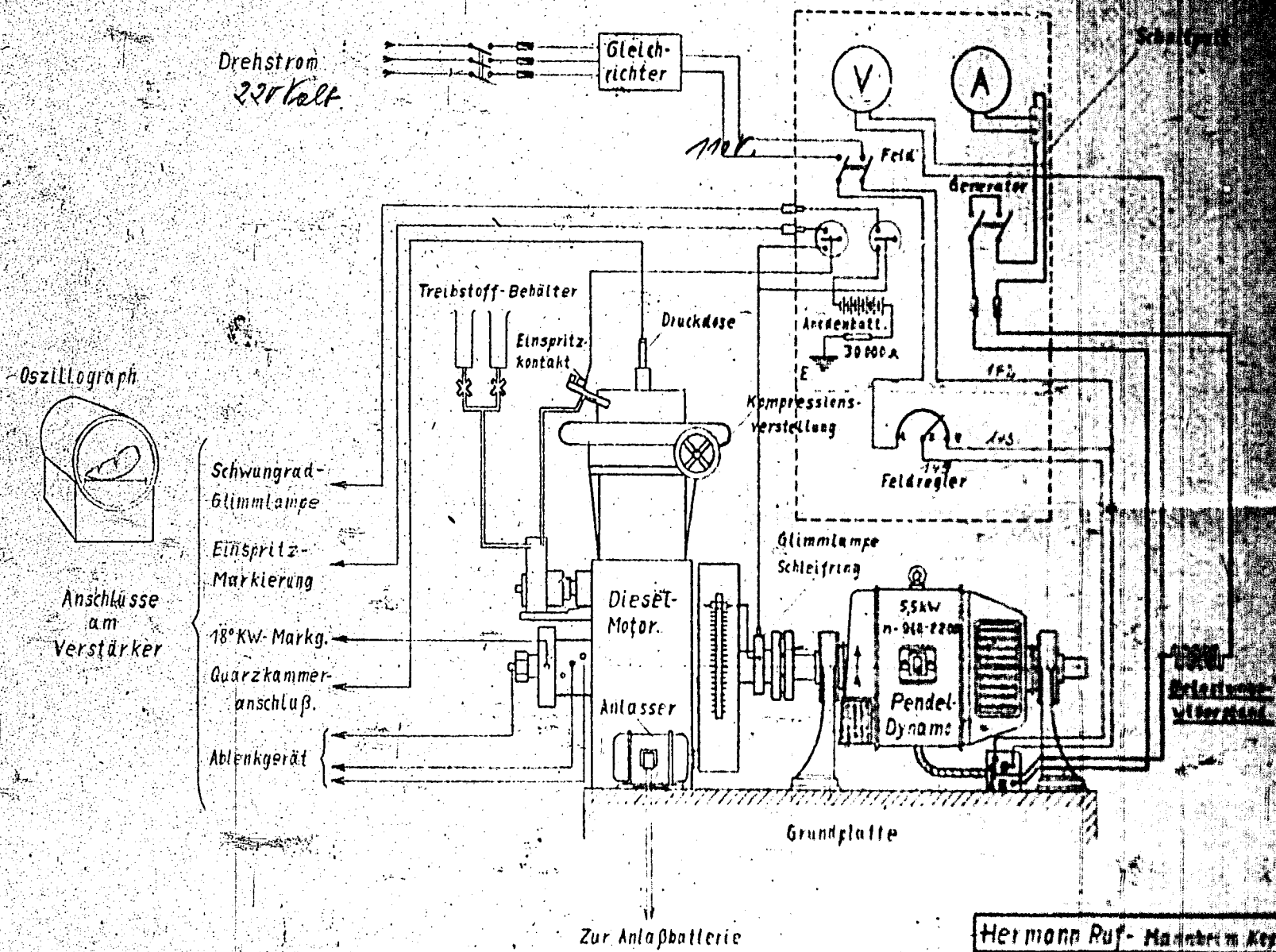
TP 15 193

I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft.
Ludwigshafen am Rhein
Tag 21. 8. 38. Name *Flücker*

Modell

J. G. -Prüfdiesel - Betriebsvorschrift
Untersuchungsprotokoll nach DIN 51

N2257-16



Hermann Ruf - Maschinenbau

Zeichn.	Datum	Name	Zustimmung	Prüfung
17 95 39	17. 11. 39	Ruf		
17 95 39	17. 11. 39	Ruf		

Schaltschema für Profidieselmotor
mit Pendel-Dynamo 5,5 kW
bzl. Drehstrom-Anschluß

Von Verfasser eingereicht am 27. 11. 1943
A. Moerder VDE, Berlin

Bonderdruck aus
„Archiv für Elektrotechnik“, 37. Band, 12. Heft, 1943, S. 571—587
Verlag der ETZ-Verlag G.m.b.H., Berlin-Charlottenburg. Im Buchhandel durch Springer-Verlag, Berlin u. a.
Nachdruck verboten. — Printed in Germany

Linckh
ILW 824

Gleichstrommotorsteuerung mittels Schwingrelais nach Grau

Von
C. Moerder VDE, Berlin
(Eingegangen am 6. 7. 1943)

DK 641.318.32 : 641.319.323.2 - 324.2

Obersicht. Der folgende Aufsatz bespricht eine Schwingrelaissteuerung für kleine Gleichstrommotoren, mit der sich gleichmäßiger Lauf bis fast zum Stillstand und ein Drehzahlbereich bis nahezu $t:100$ erzielen läßt. Wegen ihres einfachen Aufbaues ist sie vorzüglich für Fernsteuerungen geeignet. Im ersten Hauptabschnitt werden Schaltung und Wirkungsweise, sodann Aufbau und Charakteristiken des verwendeten Relais angegeben und die Gleichungen für den Verlauf des Relais- und Motorstromes angesetzt. Der zweite Hauptabschnitt führt ausgehend von der Schwingungsgleichung des Relaisankers die Berechnung der Stößervorgänge bis zur zahlenmäßigen Auswertung an einem Beispiel durch. Der dritte Abschnitt bringt, durch Oszillogramme erläutert, die Ergebnisse praktischer Messungen bei Laständerung, beim Anlaufen und bei Drehzahlverstellung. Im Schlußabschnitt wird in Ergänzung des Vorhergehenden, die Auswirkung der Vernachlässigungen in der Rechnung abgeschätzt und der Einfluß der verschiedenen Relaiskonstanten auf das Arbeiten der Steuerung untersucht.

A. Grundlagen

Die im folgenden behandelte Motorsteuerung eignet sich vorzüglich für kleine, schwachbelastete Gleichstrommotoren mit geringem Ankerwiderstand von etwa 0,5 bis 1 kW Dauerleistung. Sie ermöglicht eine stetige Regelung der Drehzahl von aller-kleinsten Werten, etwa $\frac{1}{100}$ der Nenndrehzahl bis nahe heran an die Nenndrehzahl des Motors, wobei ein gutes Anzugsmoment im ganzen Bereich gewährleistet ist. Die Drehzahl wird mit einfachen Mitteln eingestellt. Außer einem im Hauptkreis einzubauenden Stufenwiderstand wird nur noch ein feinstufiger Regelwiderstand für schwache Ströme, ein Schwingrelais und bei wechselnder Drehrichtung noch ein Umkehrschalter für die Ankerleitungen benötigt. Die Anordnung kann somit leicht auch als Fernsteuerung für von kleinen Gleichstrommotoren angetriebene Apparate ausgeführt werden. Der Motor ist konstant fremderregt. Die Schaltung hat die Eigenschaft, daß bei Änderung der mechanischen Last des Motors auch bei kleinen Geschwindigkeiten sofort eine entsprechende Änderung des Motorstromes erfolgen kann; zur Einleitung dieses Regelvorganges ist nur ein ganz geringfügiges, in den meisten Fällen vernachlässigbares Nachgeben der Drehzahl notwendig, so daß also praktisch unabhängig vom Belastungsmoment stets einer Reglerstellung ein und dieselbe Drehzahl entspricht. Durch diese Eigenschaft ist ein ruhiger Lauf bei Drehzahlen nahe dem Stillstand, bei denen das Reibungsmoment stark zu wechseln pflegt, überhaupt erst möglich. Bei fast allen anderen Geschwindigkeitssteuerungen, z. B. der Drehzahlregelung mittels einer Spannungsteilerschaltung, oder auch der Leonardsteuerung besteht bei kleinsten Drehzahlen keine Möglichkeit einer selbsttätigen Strom-anpassung an die Last, da hier die Motorgegenspannung gegenüber dem Spannungsabfall an den Widerständen des Ankerkreises unbedeutend wird. Der Motor zieht daher bei tiefen Drehzahlen nur unsicher durch und läuft ruckweise und ungleichmäßig, so daß nur ein wesentlich kleinerer Drehzahlbereich ausgeregelt werden kann. Bei Leonardsteuerung gilt das zuletzt Gesagte nur dann nicht, wenn man relativ sehr große Umformersätze mit kleinem Ankerwiderstand anwendet.

Die Schaltung der Schwingrelaissteuerung, deren Grundgedanke erstmals von Grau¹⁾ angegeben wurde, zeigt Bild 1. Hierin ist M der Gleichstrommotor, dessen Zuleitung durch den Kontakt des Schwingrelais GR (Graurelais) in raschem Wechsel

¹⁾ DRP. 345267 Kl. 21c/69/03. 18. XI. 1910 (19. XII. 1921). SSW.
Archiv f. Elektrotechnik. 37. Band 12. Heft

825

unterbrochen und wieder geschlossen wird. Wegen des pulsierenden Ankerfeldes muß der Motor geblätternes Eisen besitzen; im übrigen hat derselbe normalen Aufbau; (Wendepole oder verschiebbare Bürsten). Günstig ist niedriger Ankerwiderstand ($< 10 \Omega$) und geringe Ankerinduktivität.

Parallel zum Kontakt des Graurelais, der bei unerregtem Relais durch eine Feder geschlossen wird, liegt ein Funkenlöschkondensator C und, wenn die Unterbrechung nicht vollkommen sein soll, ein großer Widerstand W_a (Arbeitswiderstand).

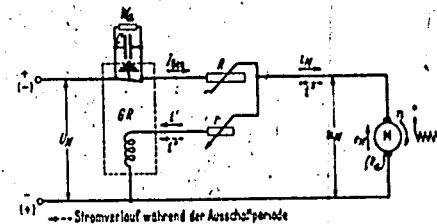


Bild 1. Schaltung der Schwingrelaissteuerung nach Grau. Regelwiderstand r , das Haupt-

organ zur Drehzahlregelung, verstellt die Ansprechspannung des Relais. Vor dem Motor liegt der erwähnte in Stufen schaltbare Vorwiderstand R , der den über den Kontakt fließenden Maximalstrom begrenzt. Die Erregerspule des Relais liegt über einen Regelwiderstand r unmittelbar an den Klemmen des Motors M , also an der Motorklemmenspannung. Der

Regelwiderstand r , das Haupt-

organ zur Drehzahlregelung, verstellt die Ansprechspannung des Relais. Die Arbeitsweise der Steuerung ist etwa die folgende: Wird der Netzschalter geschlossen und r auf den Wert r_1 , R auf den Wert R_1 gebracht, so erhält der Motor Dauerstrom, läuft an und sucht eine hohe Drehzahl zu erreichen. Das Relais bleibt geschlossen, und der Dauerstrom besteht solange, bis die eingestellte Ansprechspannung u_1 des Relais an den Motorklemmen erreicht ist, d. h. bis der Motor, dessen Klemmenspannung u_M etwa proportional der Drehzahl n steigt, eine durch den Regelwiderstand $r = r_1$ bestimmte Drehzahl n_1 (die „Soll-drehzahl“) angenommen hat. Bei Überschreitung von n_1 bzw. u_1 spricht das Relais GR an und unterbricht die Stromzufuhr. [Wir nehmen im folgenden W_a (Bild 1) als sehr groß an]. Die Erregerspule des Relais wird nach der Kontaktöffnung von dem nunmehr als Generator laufenden Motor rückgespeist; jedoch ist die Rückspeisespannung u_M kleiner als die Ansprechspannung u_1 des Relais. Das Relais fällt also wieder zu und bewirkt erneute Stromzufuhr und erneute Öffnung des Kontaktes. Dieser Vorgang wiederholt sich von nun ab in rascher Folge. Die Schwingungen des Relais GR bewirken eine Schwächung des Motorstromes derart, daß der Motor ziemlich genau bei der Soll-drehzahl n_1 in ein stabiles Drehzahlgleichgewicht gelangt. Der hierbei sich abspielende Regelungsvorgang wird in den nächsten Abschnitten unter vereinfachenden Annahmen im einzelnen beschrieben und nachgerechnet.

Da die Ansprechspannung des Relais GR mit dem Regelwiderstand r proportional ansteigt (in r ist der relativ kleine Eigenwiderstand der Spule einbezogen), so tritt das Drehzahlgleichgewicht bei einer um so größeren Drehzahl ein, je größer r gemacht wird. Durch Verändern von r hat man es daher in der Hand, jede gewünschte Drehzahl innerhalb des Regelbereiches einzustellen. Es gilt fast genau n proportional r .

Beim Vergrößern von r während des Betriebes findet jedesmal erneut der oben beschriebene Anlaufvorgang statt; bei Verkleinerung wird die Rückspeisespannung größer als die neue Ansprechspannung des Relais; dieses öffnet also dauernd und unterbricht die Zuleitung bis zum entsprechenden Absinken der Drehzahl und der Motorrückspeisespannung unter den jetzt geltenden Wert der Ansprechspannung. Das Absinken der Drehzahl erfolgt sehr rasch, da der Relaiskreis als Ankerkurzschluß wirkt und bremsende Wirkung hat, namentlich wenn r auf sehr kleine Werte zurückgestellt wird.

Als Schwingrelais wurde ein Weicheisenrelais Typ $GR 1$ nach Bild 2 mit Silberkontakten von etwa 6 mm Durchmesser (später ein neues U-förmiges Weicheisenrelais mit veränderter Polschuhform, Ankerlänge usw. und dadurch verbesserten

Eigenschaften) verwendet. Die für die Anzugskraft wirksamen Kanten des Relais- eisens und Ankers befinden sich in der Ruhelage etwa 1 mm voneinander entfernt ohne Überlappen des Relais- und Ankereisens. Um Grundlagen für die Rechnung zu gewinnen, wurden Messungen des am Relaisanker wirksamen Drehmoments abhängig von der Ankerstellung bei verschiedenen Erregerströmen des Relais durchgeführt. Zu diesem Zwecke wurde die Relaisfeder durch eine Gewichtsbelastung ersetzt. Die Ausgangsstellung, bei der das Drehmoment bestimmt werden sollte wurde durch einen Anschlag festgelegt. Ermittelt wurde jenes Gewicht p (auf die volle Ankerlänge L reduziert), bei dem der betreffende Erregerstrom gerade noch einen Ausschlag des Relaisankers hervorzurufen vermochte. Dies wurde für verschiedene Stellungen und Ströme durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Bild 3 und 4. Wie ersichtlich, steigt bei konstantem Erregerstrom zunächst das Anzugsmoment $d = p \cdot L$ mit dem Ausschlag linear an, durchläuft ein Maximum und sinkt dann bei starker Überlappung vom Anker und Eisen wegen der fallenden Maximalinduktion im Luftspalt (bekanntlich geht die Induktion mit dem Quadrat in die Formel

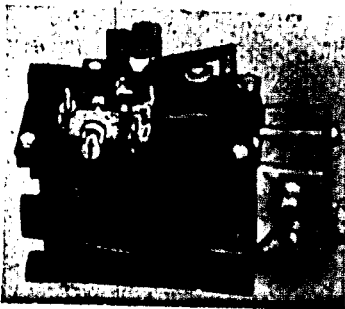


Bild 2. Schwingrelais Typ GR 1.

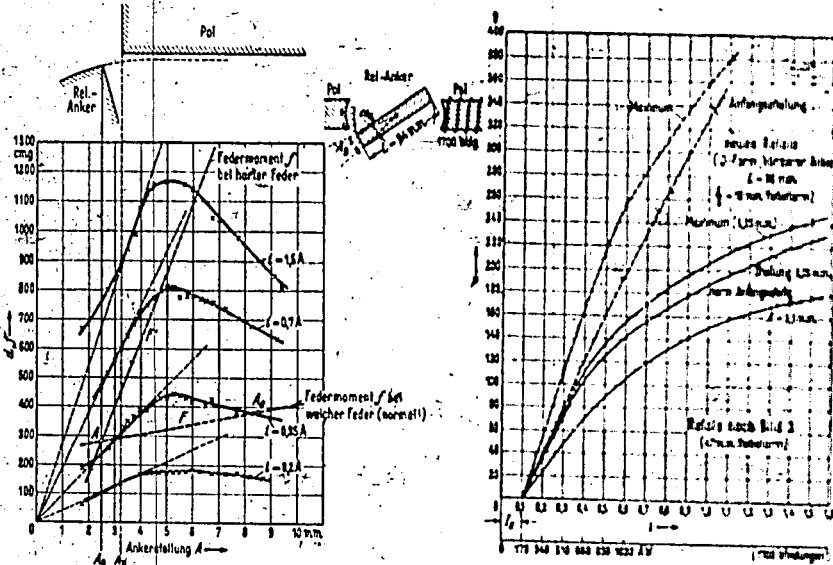


Bild 3. Anzugsmoment des Relais nach Bild 2 bei verschiedener Ankerstellung A und verschiedenen Erregerströmen i .

Bild 4. Anzugsmoment zweier Schwingrelais in verschiedenen Ankerstellungen abhängig vom Erregerstrom i .

der Anzugskraft eines Magneten ein) wieder angenähert linear ab. Rechnet man einen konstanten Anteil l , des Erregerstromes für Streuung ab, so ist unterhalb

ETVA FILM

827

des Sättigungsgebietes bei einer Erregung kleiner als 1190 AW die Steilheit des Anstiegs dem Erregerstrom proportional. Die Kurven des Moments (Bild 3) sinken innerhalb des untersuchten Bereiches nie ganz auf den Wert Null. Trotzdem kann mit großer Annäherung angenommen werden, daß das Anzugsmoment im unteren Bereich proportional mit dem Ausschlag bis zu einer fiktiven Nulllage 0 absinkt, von der aus wir die Ausschläge des Relaisankers zählen wollen. Die betriebmäßige Ruhelage des Ankers liegt dann bei A_0 .

Je nach der Härte der rückführenden Feder, d. h. Steilheit der Federkennlinie, kann der Ausschlag des Relais bei allmählicher Steigerung des Erregerstromes „sprunghaft“ oder „schleichend“ erfolgen. Letzteres ist der Fall, wenn die Federkennlinie F steiler als die Momentenkennlinie ist. Verläuft erstere z. B., wie F' in Bild 3 (gestrichelt gezeichnet), d. h. ist die Vorspannung 245 cmg für der Ruhelage $A = 2,5$ mm, der Anstieg 258 cmg/mm (Hebelarm des Federgriffs 47 mm), so spricht das Relais bei $i = 0,35$ A an und der Ausschlag wächst langsam mit dem Strom von 2,5 mm bei $i = 0,35$ A auf 4,75 mm bei 0,7 A an. Ist jedoch die Federkennlinie F flacher als der Momentanstieg, z. B. entsprechend der gestrichelten Linie F (tatsächlich beim Relais GR 1-eingestellt), d. h. ist die Vorspannung 280 cmg bei $A = 2,5$ mm, der Anstieg 16,5 cmg/mm, so klappert der Anker bei etwa 0,38 A von $A = 2,5$ mm auf $A_0 = 2,5$ mm plötzlich über und steigert A dann erst langsam mit wachsendem Strom über A_0 hinaus. Das Zurückkippen erfolgt bei fallendem Strom an anderer Stelle, wenn die Federcharakteristik nur eben noch die Momentencharakteristik tangiert, schätzungsweise für 0,25 A bei Stellung 5 mm.

In der zu besprechenden Steuerschaltung liegt der zuletzt besprochene Fall sprunghaften Ansprechens des Relais vor. Jedoch erreicht der Anker des Relais im Gleichgewichtszustand der Motordrehzahl nie eine Ruhelage im fallenden Ast der Momentencharakteristik; denn kurz nach dem Ansprechen, und zwar nach einem Ausschlag von schätzungsweise 0,2 mm, reißt der Funke am Relaiskontakt ab und der Anker des GR fällt nach Durchlaufen eines Maximums wieder in die Ruhelage zurück.

Da außer bei sehr kleinen Motordrehzahlen das Schwingen des Ankers nur im Bereich des steigenden Astes der Momentencharakteristik erfolgt, kommen wir in der Rechnung mit folgendem einfachen Ansatz für das Anzugsmoment d des Relaisankers [in cmg] aus, in dem $i_e = i - I_s$ den wirksamen Erregerstrom, bestehend aus dem gemessenen Erregerstrom i der Relaispule abzüglich des Streuung und die Verluste deckenden, konstant annehmbaren Anteils I_s [in A], $\alpha = \frac{2A}{L}$ den Ausschlagwinkel des Relaisankers und K die von den magnetischen Verhältnissen abhängige Konstante [in cmg/A²] darstellt¹⁾:

$$d = K i_e \cdot \alpha \quad (1)$$

Da in der Ruhelage bereits $\alpha = \alpha_0 = \frac{2A_0}{L}$ ist, so hat der tatsächlich vom Anker durchlaufene Ausschlagwinkel die Größe $\alpha - \alpha_0$. Das Moment der Feder besteht sich zusammen aus dem Vorspannungsmoment C_0 in Stellung 0 [in cmg] (tatsächliche Vorspannung in der A_0 -Stellung aber: $f_0 = C_0 + C \alpha_0$) und dem der Federdehnung C [cmg/Grad] entsprechenden Anteil $C \cdot \alpha$, also

$$f = C \alpha + C_0 \quad (2)$$

Hiermit sind die wesentlichen Relaisdaten festgestellt. Als nächstes ist der Verlauf des Erregerstromes i zu ermitteln.

Verlauf des Erregerstromes i im Relais: Vernachlässigt werde zunächst der Einfluß der Induktivität des Motorankers und der Relaispule, sowie der rasche

¹⁾ Große Buchstaben bedeuten im folgenden Konstante oder Mittelwerte, kleine Buchstaben veränderliche Größen oder Augenblickswerte.

elektrische Schwingungsvorgang beim Funkenlöschen am Relaiskontakt und dem parallel liegenden Kondensator.

Bezeichnet u_M die Motorklemmenspannung, r den Widerstand des Relaiskreises, e_M die mit der Drehzahl proportional wachsende EMK des Motors, i_M den Motorstrom, R_a den Ankerwiderstand des Motors, so ergibt sich für den Erregerstrom $i = i'$ in der Zeit der Speisung, also bei geschlossenem Kontakt des Relais:

$$i' = \frac{u_M}{r} = \frac{e_M + i_M \cdot R_a}{r} \quad (3)$$

Im Drehzahlgleichgewicht sind praktisch, da n kaum schwankt, sämtliche Größen konstant, es ist also auch i' konstant:

$$i' = \text{konstant} \quad (i' < I'_0; I'_0 = \text{Ansprechstrom des Relais}) \quad (3a)$$

In der Zeit der Rückspeisung (off. Kontakt) gilt für den Erregerstrom $i = i''$

$$i'' = \frac{e_M}{r + R_a} \quad (4)$$

Auch i'' ist im Drehzahlgleichgewicht ungefähr konstant und kleiner als i' :

$$i'' = \text{konstant} \quad (i'' < I''_0; I''_0 = \text{Abfallstrom des Relais}) \quad (4a)$$

Der Erregerstrom springt also beim Arbeiten des Relais dauernd zwischen i' und i'' und wir erhalten einen stufenförmigen Verlauf für i im Drehzahlgleichgewicht.

Verlauf des Motorstromes i_M und der Motor-EMK e_M . Wenn mit U_N die Netzspannung, mit R der Vorwiderstand im Ankerkreis bezeichnet wird (s. Bild 1), so berechnet sich der Motorstrom in der Kontaktschlußzeit zu:

$$i_M = \frac{U_N}{R} - i' \left(1 + \frac{r}{R}\right) \quad (5)$$

Aus Gl. (3) und (5) erhält man für die Motor EMK:

$$e_M = i' r \left(1 + \frac{R_a}{R}\right) - R_a \left(\frac{U_N}{R} - i'\right) \quad (5a)$$

Bei Ausscheidung von i' ergibt sich ferner:

$$i_M = \frac{(U_N - e_M) r - e_M R}{r R_a + r R + R_a R} \quad (5b)$$

In der Öffnungszeit ist der Motorstrom gleich dem negativen Rückspeisestrom $-i''$. Der Motorstrom springt also ebenfalls, und zwar zwischen den Werten i_M und $-i''$. Sein Mittelwert I_M bestimmt sich bei Vernachlässigung des viel kleineren i'' aus der Größe von i_M und dem Verhältnis der Einschaltedauer t_1 zur Kontaktpause t_2 am Graurelais:

$$I_M = i_M \frac{t_1}{t_1 + t_2} - \left(-i'' \frac{t_2}{t_1 + t_2}\right) \quad (5c)$$

I_M ist der für den Motorantrieb wirksame Strom und muß entsprechend der steigenden Charakteristik des Motors mit der Drehzahl wachsen. Da der Augenblickswert i_M jedoch bei konstantem R mit steigender Drehzahl infolge der wachsenden Gegen-EMK e_M des Motors fällt, muß das Graurelais bei Einstellung höherer Drehzahlen mittels des Regelwiderstandes r selbsttätig eine Veränderung der Schaltzeiten im Sinne eines zunehmenden $\frac{t_1}{t_1 + t_2}$ herbeiführen. Das hat auch zu geschehen bei konstanter Drehzahl (konstantem r) und Vergrößerung des vom Motor abgenommenen Lastmoments, was ebenfalls eine Vergrößerung von I_M verlangt (andere Kennlinien für andere Last).

Möglicher Rechnungsgang. Eine Auswertung obiger Gleichungen ist erst möglich, wenn der Zusammenhang zwischen i' , e_M und γ ermittelt wurde. Hiernächst dient das folgende Ansatzverfahren mit schrittweiser Verbesserung. Auszugehen ist von r und i' ; aus Gl. (5a) bzw. (4) bzw. (5) ergibt sich dann e_M . Mit i' und i'' lassen sich streng die Schaltzeiten t_1 und t_2 des Relais berechnen, aus denen man nach Gl. (3c) den mittleren Motorstrom I_M erhält. Dieser muß mit dem aus der Kennlinie $I_M = f(n)$ bzw. $I_M = f(e_M)$ für die betreffende Last bekannten Wert übereinstimmen, widrigenfalls die Rechnung mit anderem i' zu wiederholen ist. Damit ist dann auch der Zusammenhang zwischen r und n gefunden.

Hiermit sind alle Grundlagen für die Berechnung gewonnen. Wir ermitteln zunächst durch Ansatz der Schwingungsgleichungen für den Relaisanker die Schaltzeiten t_1 und t_2 abhängig von i' und i'' . Da je nach dem Belastungsgrad gleichen Widerständen im Stromkreis verschiedene Werte von i' und i'' zugeordnet sein können (n bzw. e_M ändert sich ein wenig mit der Last, siehe Gl. (4) und (5a)), führen wir zunächst i' und i'' als unabhängige Parameter in die Rechnung ein und erhalten so für alle i' und i'' gültige Tafeln.

B. Durchführung der Berechnung

1. Berechnung des maximalen Ausschlags und der Schaltzeiten

Die Differentialgleichung der Relaisbewegung mit t als Zeit, α als Ausschlagswinkel, θ als Trägheitsmoment, i_e als wirksamem Erregerstrom ($i_e = i - I$, siehe Bild 4) und sonstigen Bezeichnungen nach Gl. (1) bis (5) lautet:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \left(\frac{C}{\theta} - \frac{K \cdot L}{\theta} \right) \alpha + \frac{C}{\theta} \alpha = 0. \quad (6)$$

Die Reibung wurde übersichtshalber vernachlässigt. Prellwirkung und Kontaktfederung werden als nicht wesentlich vorhanden angenommen, so daß die Anfangsgeschwindigkeit des Kontaktes bei jeder Schaltperiode als 0 angesetzt werden kann.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß der Funke sehr regelmäßig nach Zurückklappen eines bestimmten Kontaktweges entsprechend $A_1 - A_2$ abreißt. Wir nehmen daher A_1 bzw. $\alpha_1 = \frac{2A_1}{L}$ als konstant an. Für α kleiner als α_1 (= geschlossener Kontakt) ist in Gl. (6) einzusetzen (eingestrichen bezeichnete Größen!):

$$i_e = i'_e = i' - I, \quad (7)$$

(vgl. Gl. (1) und (3); Anfangsbedingung: $t = 0$; $\alpha_0 = \frac{2A_1}{L}$; $\frac{d\alpha_0}{dt} = 0$).

Für α größer als α_1 (= off. Kont. 1 zweigestr. Größen!) ist in Gl. (6) einzusetzen:

$$i_e = i''_e = i'' - I, \quad (8)$$

vgl. Gl. (4); Anfangsbedingung bei neu begonnener Zeitabzählung: $t = 0$; $\alpha_1 = \frac{2A_1}{L}$.

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = \omega_1.$$

Hierbei entspricht $t = 0$ des zweiten Astes der Zeit $t = t_1$ des ersten Astes, bei dem $\alpha = \alpha_1$ wurde; ω_1 ist die Winkelgeschwindigkeit $\frac{d\alpha_1}{dt}$ zur Zeit t_1 des ersten Astes, der ja ohne Knick in den zweiten Ast übergehen muß; t_1 bezeichnet, wie schon erwähnt, die Einschaltdauer des Kontaktes.

Die „charakteristische Wurzel“ β der Gl. (6), hier die „Zeitkonstante der Ankerbewegung“,

$$\beta = \sqrt{\frac{K \cdot L}{\theta} - \frac{C}{\theta}} = \sqrt{\frac{C}{\theta}} \quad (9)$$

ist entsprechend den früheren Ausführungen sowohl für α kleiner α_1 , als auch α größer α_1 (bei $i'' \leq 0,1$ A) stets reell (siehe Bild 3), da die Steilheit des magnetischen Moments $d = f(A)$ auch bei $i = 0,1$ A noch größer, als die Steilheit des Federmoments $f = f(A)$ ist. Als Abkürzung für die „resultierende Steilheit“ $K i_0 - C$ wurde in Gl. (9) c' gesetzt. Wir haben es mit einem uneigentlichen Schwingungsvorgang zu tun: Der Ausschlag sucht exponentiell in Ast 1 nach $+\infty$, in Ast 2 nach $-\infty$ zu kippen, wird aber im ersten Fall durch Abschaltung des Stromes i_0 , im zweiten Fall durch den Kontaktanschlag bei A_0 aufgefangen (Bild 5). Die Zeit t_0 zwischen Funkenabriß und Rückkehr nach A_0 ist die „Kontaktpause“.

Wir erhalten für Ast 1:

$$\alpha = \frac{\alpha_0 - C_0}{\Theta} \cos \beta' t + \frac{C_0}{\Theta} \quad (10)$$

Setzen wir als Abkürzung wieder analog

Gl. (9):

$$\left. \begin{aligned} c' &= K i_0'' - C \\ \beta' &= \sqrt{\frac{c'}{\Theta}} \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

und

so wird

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{\Theta c'} [(\alpha_1 c' - C_0)^2 - (\alpha_0 c' - C_0)^2]} = \sqrt{\frac{1}{\Theta c'} [m_1'^2 - m_0'^2]} \quad (11)$$

Mit $m_1' = \alpha_1 c' - C_0$ und $m_0' = \alpha_0 c' - C_0$ ergibt sich:

$$\cos \beta' t_0 = \frac{\alpha_1 - \frac{C_0}{c'}}{\alpha_0 - \frac{C_0}{c'}} = \frac{m_1'}{m_0'} \quad (12)$$

Die Abkürzungen m_1' und m_0' in Gl. (12) stellen die beim Strom i_0'' (in der Einschaltzeit) und dem Ausschlag α_1 bzw. α_0 wirksamen Gesamtmomente aus Feder- vortension, -dehnung und magnetischer Kraft dar.

Ein Ansprechen des Relais erfolgt erst für $m_0' > 0$, entsprechend einem Strom $i_0'' = I_0$, die Ansprechspannung des Relais ist also gleich $u_0 = I_0 \cdot r$.

Wir erhalten für Ast 2:

$$\alpha = \frac{m_1''}{c''} \cos \beta'' t + \sqrt{\frac{m_1'^2 - m_0'^2}{c''^2}} \sin \beta'' t + \frac{C_0}{c''} \quad (13)$$

Wir setzen wieder analog Gl. (9) als Abkürzung:

$$c'' = K i_0'' - C \quad (\text{Steilheitsfaktor des Moments} = \text{Moment pro Ausschlag 1});$$

$$\left. \begin{aligned} m_1'' &= \alpha_1 c'' - C_0 \\ m_0'' &= \alpha_0 c'' - C_0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{Gesamtmomente in der Ausschaltzeit mit Relaisstrom } i_0'' \text{ bei Ausschlag } \alpha_1 \text{ bzw. } \alpha_0);$$

$$\beta'' = \sqrt{\frac{c''}{\Theta}} \quad (\text{Zeitkonstante; reelle Größe});$$

ferner

$$\frac{m_1''}{c''^2} = D^2 \quad \text{und} \quad \frac{m_1'^2 - m_0'^2}{c''^2} = EF.$$

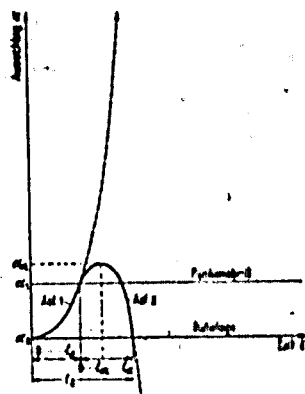


Bild 5. Berechnete Bewegung des Relaisankers während einer Schaltperiode.

Gl. (13) lautet dann vereinfacht:

$$\alpha = \frac{C_0}{c'} (+) \sqrt{\frac{m_1'^2}{c'^2} - \frac{(m_1'^2 - m_0'^2)}{c'^2}} \cos(\beta'' t + \varphi) \quad (14)$$

$$= \frac{C_0}{c'} (+) \sqrt{D^2 - EF} \cos(\beta'' t - \varphi);$$

hierin ist:

$$\tan \varphi = (+) \frac{\sqrt{EF}}{D}. \quad (14a)$$

Die physikalischen Verhältnisse schreiben das Minuszeichen vor der Wurzel in Gl. (14) vor; m_1' und m_0' sind stets negativ, daher auch D ; also ist $\varphi > 0$.

Das Maximum der Kurve Gl. (13) liegt beim Minimum des negativen Gliedes, d. h.:

$$\cos(\beta'' t_m - \varphi) = 1; \text{ daraus: } t = t_m + \frac{\pi}{\beta''}; \quad (15)$$

es ist also der Maximalausschlag α_m :

$$\alpha_m = \frac{C_0}{c'} - \sqrt{D^2 - EF} \quad (16)$$

oder eingesetzt:

$$\alpha_m = \frac{C_0}{c'} - \sqrt{\frac{m_1'^2}{c'^2} - \frac{m_1'^2 - m_0'^2}{c'^2}} \quad (16a)$$

Die untere Gültigkeitsgrenze der Formel (16) liegt bei $m_0' = 0$, da das Relais mit m_0' kleiner Null ja nicht anspricht. Die obere Grenze ist $D^2 - EF = 0$, entsprechend einem maximalen Strom i_{max} , der je nach Größe von i_0' verschieden ist.

Wird EF größer als D^2 , so besagt dies, daß α_m so groß wird, daß hier die magnetische Anzugskraft des Stromes i_0' die rückführende Kraft der Feder übersteigt. Da außerdem die Magnetkraft mit dem Ausschlag stärker zunimmt als die Federkraft, kippt der Anker theoretisch bis auf $\alpha = \infty$. Die Abnahme der Magnetkraft bei sehr großem α nach Bild 2 macht zwar praktisch den Ausschlag zu einem endlichen, aber das Relais bleibt weit offen, und fällt erst bei starkem Rückgang der Motordrehzahl und des Relaisstromes wieder ab. Im Gleichgewichtszustand der Drehzahl wird diese Stellung normalerweise nicht erreicht. Dies könnte nur dann der Fall sein, wenn der Luftspalt des Relais mit dem Ausschlag zu stark abnehmen würde, was durch entsprechende Formgebung zu vermeiden ist.

Die Zeit der Kontaktpause t_0 bestimmt sich aus der Bedingung, daß α wieder zu α_0 werden muß. Hieraus ergibt sich:

$$\cos(\beta'' t_0 - \varphi) = \frac{C_0 i_0' - \alpha_0}{\sqrt{D^2 - EF}} \quad (17)$$

Für $D^2 = EF$ wird t_0 unendlich, eine Rückkehr von α nach α_0 findet nicht mehr statt.

Aus obigen Gleichungen ist ersichtlich, daß 1. der Maximalausschlag α_m mit i_0' zunimmt (c' , m_0' , m_1' und damit EF wachsen mit i_0' bei konstantem i_0' , d. h. bei konstantem c'' , m_0'' , m_1'' und D), 2. mit steigendem i_0' die Einschaltdauer t_0 wesentlich kleiner wird (m_0' wächst mit i_0' stärker als m_1' , sodaß $\cos \beta'' t_0$ fällt; β'' steigt mit i_0') und 3. die Ausschaltdauer t_0 mit i_0' zunimmt ($\tan \varphi$ und damit φ wächst, $\cos(\beta'' t_0 - \varphi)$ nimmt zu; β'' ist konstant). Dies erklärt sich wie folgt: Bei wachsendem i_0' wird der Relaisanker stärker beschleunigt, durchläuft also rascher die Strecke $A_0 - A_1$ bis zum Funkenabritt und benötigt infolge des durch die größte Beschleunigung verursachten weiteren Ausschlagens auch längere Zeit zum Zurückfallen. Die Schaltzahl pro Sekunde nimmt ab. Bei konstanter Motorstromamplitude i_M fällt nach Gl. (3c) also der mittlere Motorstrom I_M stark mit wachsendem i_0' , bzw. mit wachsendem

Erregerstrom i' der Relaisspule. Auf diesem Zusammenhang zwischen i' und I_M der, wie das folgende Beispiel zeigt, auch zwischen i'' und I_M besteht, beruht das ganze Arbeiten der Steuerung.

2. Auswertung der Kurven 6 und 7 für ein Beispiel.
Einfluß von i''

Bild 6 zeigt den Maximalausschlagsweg des Relaisankers $a_m = l/(i'')^2$ bzw. $a_m = l/(i')^2$ bei jeweils konstantem i'' für ein Relais mit folgenden Daten (ungefähr dem Relais GR.I entsprechend):

- $C = 773 \text{ cmg}$
- $C_0 = 282 \text{ cmg}$
- $K = 19420 \text{ cmg/Amp. Grad}$
- $I_0 = 0,1 \text{ A}$
- $A_0 = 0,25 \text{ cm bei Radius } 4,7 \text{ cm,}$
- $A_1 = 0,27 \text{ cm bei Radius } 4,7 \text{ cm,}$
- $\theta = 0,216 \text{ cmgs}^2;$
- $i'' = i'_0 + I_0 \text{ (Gl. (8))};$
- $I_0 = 0,41 \text{ A.}$
- $\alpha_0 = 0,0532;$
- $\alpha_1 = 0,0576;$

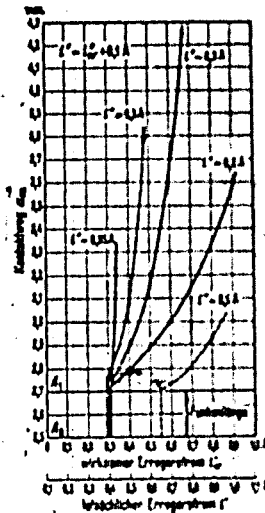


Bild 6.

Maximalausschlag des Relaisankers bei verschiedenem Erregerstrom i' in der Kontaktschlußzeit bzw. i'' in der Kontaktsöffnungszeit, für ein Beispiel berechnet (s. auch Legende von Bild 8).

Eingetragen sind Kurven für verschiedene i'' , auch für abweichende Werte von C und C_0 (siehe weiter unten).

Bild 7 und 8 zeigen die Schaltzeiten abhängig von i' und i'' für das gleiche Relais wie Bild 6. Die Größenordnung derselben liegt etwa bei $1/100$ Sekunde, was 50 bis 100 Schaltungen/s entspricht.

Aus den Kurven ist der Einfluß von i'' erkennbar; namentlich in der Nähe des Wertes I_0 (obere Grenze von $i'' = I_0$) bedeutet Vergrößerung von i'' starkes Anwachsen des Maximalausschlages (i'' schwächt die rückführende Kraft der Feder, während der Ausschaltzeit) und starke Vergrößerung der Kontaktpause t_0 (zum Zurückfallen des Relaisankers wird entsprechend längere Zeit benötigt). Durch die dadurch bewirkte Herabsetzung der Schaltzahl sinkt der mittlere Motorstrom I_M erheblich. Der Rückstrom i'' ist nach Gl. (4) bei konstantem r direkt proportional der Motordrehzahl. Der Einfluß von i'' ist also fast genau derselbe wie der von i' . Da aber bereits viel kleinere Drehzahländerungen zu einer merklichen Einwirkung auf I_M genügen, treten alle für i' abgeleiteten Wirkungen durch die Mitwirkung des Stromes i'' wesentlich verstärkt ein.

Wichtig in diesem Zusammenhang ist auch, daß jede Steigerung von I_M durch Vergrößerung der relativen Kontaktdauer $t_0/(t_0 + t_1)$ nach Bild 6 und 7 eine Abnahme des Maximalausschlages a_m bedingt. Übersteigt a_m den Wert α_1 zu geringfügig, so wird der Funkenabriß unsicher und das Relais arbeitet nicht mehr störungsfrei. Man darf also nicht ganz an die untere Grenze von i'' herangehen.

3. Ermittlung der Drehzahlkennlinie für das gegebene Beispiel

Mit den in Bild 7 und 8 berechneten Kurven wurden nun an Hand des bei Aufstellung der Gl. (6) angegebenen Rechnungsganges die Drehzahlkennlinie $n = 1/t_0$

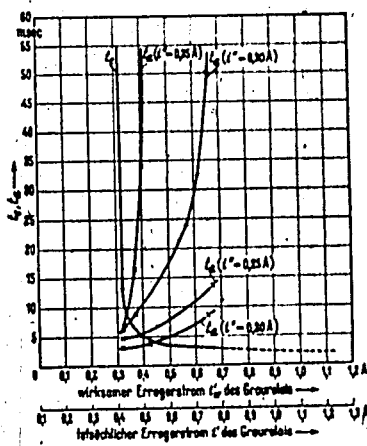


Bild 7.

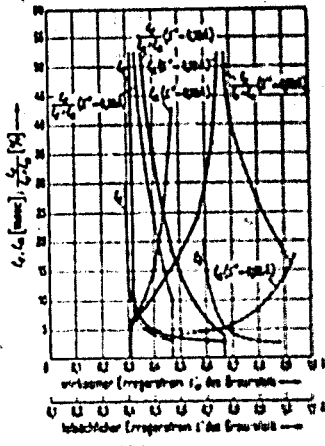


Bild 8.

Bild 7. Aus den Kurven Bild 6 berechnete Ein- und Ausschaltzeiten des Relais bei verschiedenen Strömen i' und i'' (s. auch Bild 8).

Bild 8. Schaltzeiten des Relais bei geänderten Relaiskonstanten (s. auch Bild 8). — normale Federvorspannung ($F_0 = z_0 + C_r$), - - - doppelte Federvorspannung, - · - · - - weichere Feder (gleiches C_r , halbes C).

Bild 9. Gleichstrommotorcharakteristik $I_M = f(n)$ und Anker-Gegen-EMK $e_M = f(n)$ bei Fremderregung; Stellung des Vorwiderstandes R im Ankerkreis und Größe der Erregerströme i' und i'' während der Ein- bzw. Ausschaltzeit abhängig von der eingestellten Drehzahl

Bild 10. Aus den Bildern 8 bis 9 berechnete Drehzahlregelkennlinie $n = f(U)$ des Motors.

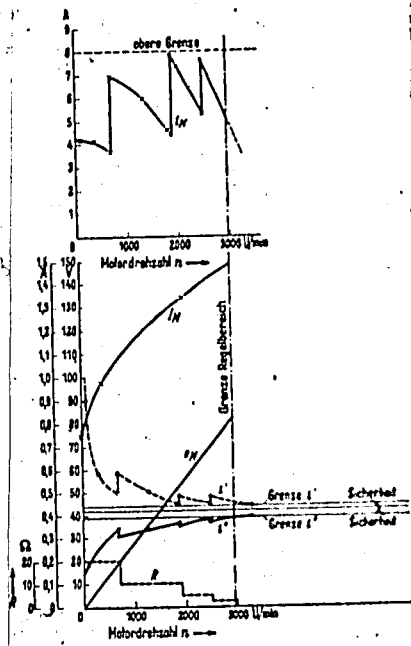


Bild 9.

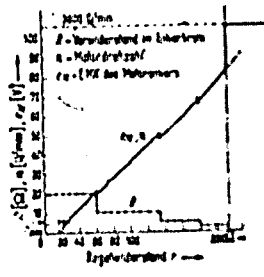


Bild 10.

für die in Bild 9 gegebenen Kennlinien $I_M = f(n)$ und $e_M = f(n)$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Bild 10 aufgetragen.

834

Nimmt man i' konstant oder linear mit n abnehmend an, was nach dem im folgenden gerechneten Beispiel bei konstantem R der Motorcharakteristik ungefähr entspricht, so ergibt sich das behauptete etwa lineare Ansteigen der Drehzahl mit dem Regelwiderstand r . Zum Anlaufen (e_M größer 0) ist ein Mindestwert von r erforderlich, der — bei Nichtberücksichtigung der Relaisättigung bei großem r und bei Vernachlässigung der Abweichungen der magnetischen Verhältnisse bei sehr großen Ausschlägen — sich bestimmt zu:

$$r_{\min} = \frac{U_N \frac{R_0}{R} - i' R_0}{i' \left(1 + \frac{R_0}{R}\right)} \quad (18)$$

In Bild 9 wurden ferner eingezeichnet Vorwiderstand R , Motorstrom i_M , Relaisstrom i' und i'' als $f(n)$. Die Notwendigkeit einer Stufung von R ergibt sich aus der zu starken Abnahme des Maximalausschlages a_m des Relaisankers mit wachsender Drehzahl. Wie schon früher erwähnt, nimmt i_M infolge der Gegen-EMK e_M des Motors mit steigender Drehzahl n ab; die relative Einschaltdauer $\frac{t_1}{t_1 + t_2}$ muß also zunehmen, was Abnahme von i' bis zur unteren Grenze bedingt. Damit nimmt nach Bild 8 auch der Kontaktweg des schwingenden Relais so stark ab, daß schließlich Störungen des Funkenabbrisses eintreten. Durch schrittweise Verkleinerung von R kann dieser Übelstand auf höhere Drehzahlen verschoben und der Regelbereich erweitert werden. Jedoch darf i_M einen gewissen Maximalwert nicht überschreiten, da sonst Überbeanspruchung und Lichtbogenbildung am Kontakt des Relais eintreten. Da i_M um so rascher mit n sinkt, je höher die Drehzahl ist, muß zwangsläufig die Stufung von R nach oben immer enger werden und man kommt bei etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ der Nenn-drehzahl praktisch an eine Grenze. Bei kleinen Drehzahlen empfiehlt es sich, eine Stufe von R mehr einzulegen, da sonst bei der kleinsten Drehzahl außerordentlich große Relaisausschläge eintreten, was unerwünscht ist. Die sprunghaften Änderungen von R bewirken ebensolche Sprünge von i' und i'' . Dabei bleiben Drehzahlgröße und Anstieg der Drehzahl mit r fast erhalten. Dies beruht vor allem auf dem starken Einfluß von i'' .

Sperrt man z. B. durch Einschaltung von Gleichrichtern den Rückstrom i'' , so geht, wie der Versuch bestätigte, diese wertvolle Eigenschaft verloren, auch die Lastabhängigkeit der Drehzahl wird groß. Die Relaisausschläge werden dafür aber bedeutend größer und eine Stufung von R ist nicht mehr nötig.

C. Diskussion praktischer Meßergebnisse

Die Wirkungsweise der Schaltung und der Einfluß von i' und i'' auf i_M soll nun an Hand einiger Oszillogramme erläutert werden:

1. Verhalten bei Laständerung

(Schaltung Bild 1, Oszillogramm Bild 11 und 12)

War z. B. der Motor bei einer Drehzahl n_1 entsprechend einer EMK e_{M1} und einem Strom I_{M1} im Gleichgewicht und wird nun plötzlich entlastet, so daß er nur noch einen Motorstrom I_{M2} kleiner als I_{M1} benötigt, so wirkt der überschüssige Strom $I_{M1} - I_{M2}$ beschleunigend auf den Motor. Aber bereits ein geringer Anstieg von n_1 auf n_2 und von e_{M1} auf e_{M2} hat eine Erhöhung von i' und i'' nach Gl. (3) und (4), dadurch ein Herabsetzen von I_M auf I_{M2} und das Erreichen des stabilen Zustandes der Drehzahl zur Folge. Umgekehrt bewirkt Mehrbelastung des Motors ein geringes Nachgeben der Drehzahl und Senkung von e_M , i' und i'' , wodurch der Strom I_M selbsttätig auf den erforderlichen Wert gesteigert wird (obere theoretische Grenze $I_M = i_M$!).

835

Die Oszillogramme (Bild 11 und 12), in denen der Motorstrom (oberer Linienzug, $i_M = 5 \text{ A}$ bzw. 6 A) und Erregerstrom i (unterer Linienzug, $i' = 0,8 \text{ A}$; $i'' = 0,25 \text{ A}$ bzw. $0,44 \text{ A}$ und $0,15 \text{ A}$) dargestellt sind, lassen diese Verhältnisse bei Leerlauf ($I_M = 1,1 \text{ A}$) und bei Last ($I_M = 1,0 \text{ A}$) gut erkennen. Hier wurden deutlichkritischer besonders ungünstige Einstellungen (kleine Federvorspannung, kleine Schaltfrequenz) gewählt, so daß die Drehzahl stark nachgab: $n_{L_{\text{Leer}}} = 350 \text{ U/m}$; $n_{L_{\text{Last}}} = 330 \text{ U/m}$. Die

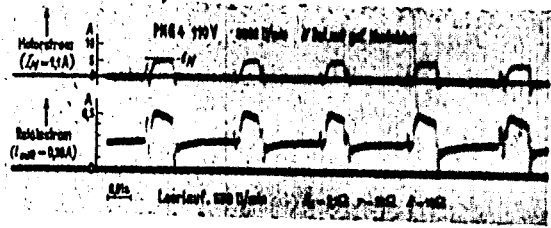


Bild 11.

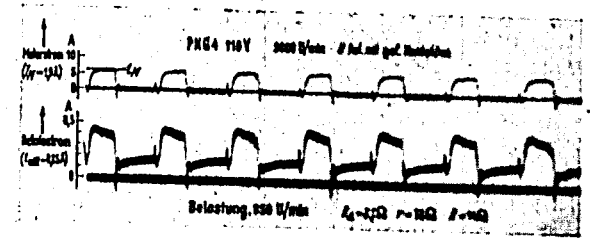


Bild 12.

Bild 11 und 12. Motorstrom und Relaisstrom bei Leerlauf und bei Belastung.

Einstellung der Widerstände blieb in beiden Fällen gleich. Deutlich zu sehen ist der Rückgang von i bei der Belastung (0,30 auf 0,25 A Mittelwert), sowie die dadurch bewirkte Verlängerung der Einschaltdauer ($1/100 \text{ s}$ auf $1/60 \text{ s}$) und Kürzung der Pausen ($1/37 \text{ s}$ auf $1/48 \text{ s}$), d. h. also Steigerung der Schalthäufigkeit (27% auf 34%, das ist um 20%).

2. Anlaufvorgang

An Hand des Oszillogramms (Bild 13) ist der am Anfang beschriebene Anlaufvorgang erkennbar. Der obere (mit einer Nutenharmonischen belastete) Linienzug rührt von der Spannung eines Tachometerdynamo her, zeigt also den Drehzahlverlauf. Der mittlere Linienzug zeigt den Motorstrom i_M , der untere Linienzug den Erregerstrom i des Schwingrelais. Der Drehzahlregelwiderstand steht auf einem Wert r_1 , der Vorwiderstand R auf einem Wert R_1 . Beim Einschalten entsteht infolge der Motorinduktivität eine Stromspitze im Erregerkreis des Relais; i ist jedoch noch kleiner als der Ansprechstrom I_0 des Relais, da die Drehzahl n und damit der Gegen-EMK e_M des Motors noch 0 ist, R_1 als Nebenschluß zu r also noch voll wirksam ist. Das Relais bleibt daher geschlossen bis die I_0 entsprechende, durch r_1 nach Gl. (3), (5) und (18) bestimmte Drehzahl erreicht ist. Hier beginnt das Relais zu arbeiten und schwächt i_M , so daß n nicht mehr weiter steigt; i nimmt beim Wiedereinschalten des Kontaktes und dem hiermit verbundenen stoßartigen Einschalten von i_M infolge der Motorinduktivität sprunghaft etwas höhere Werte an

836

und schwächt dadurch im vorliegenden Falle I_M bereits so stark, daß die Drehzahl wieder etwas sinken muß. Hierdurch sinkt auch i' und i'' . Deutlich erkennbar ist, daß dadurch die Kontaktpausen wieder kleiner werden und die Einschaltdauer etwas größer und daß somit der mittlere Motorstrom I_M bis auf den erforderlichen Wert wächst. Das stabile Drehzahlgleichgewicht ist nach etwa 1 s erreicht.

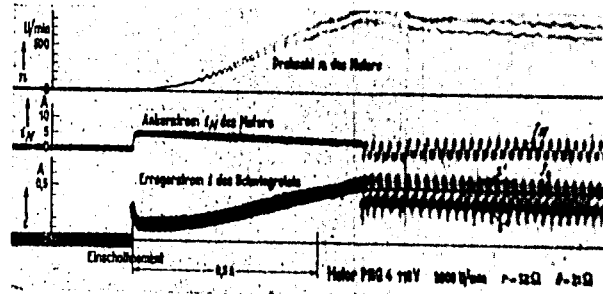


Bild 13. Vorgänge beim Anlauf eines in „Grau-Steuerung“ betriebenen Gleichstrommotors. (I_0 = Ansprechstrom des Relais, I_M = mittlerer Motorstrom).

Bei kleinerem R wäre i_M größer, dadurch I_M beim Einsetzen der Relaischwingung unter Umständen noch zu groß gewesen; n , i' und i'' würden dann noch etwas steigen (und nicht fallen wie im vorliegenden Oszillogramm), um I_M im nötigen Maße zu schwächen.

3. Drehzahlregelung

Die Übereinstimmung der praktisch erhaltenen mit der in Abschnitt B berechneten Form der Motorsteuerungscharakteristik $n = f(r)$ zeigen Bild 14 und 15.

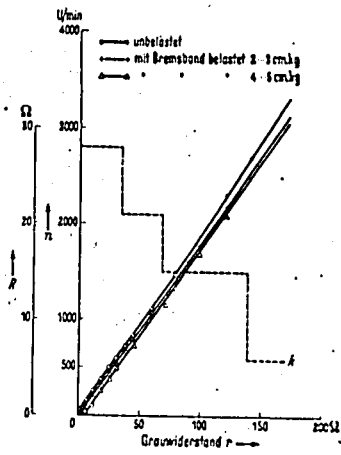


Bild 14.

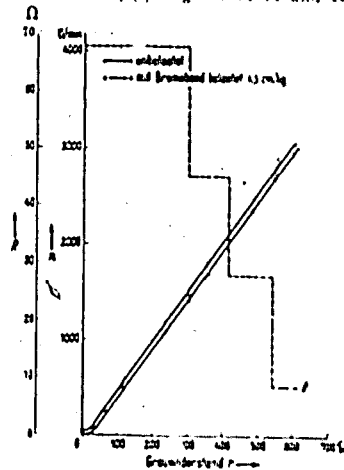


Bild 15.

Bild 14 u. 15. Praktisch erhaltene Drehzahlregelkennlinien von „Graugesteuerten“ Gleichstrommotoren (PNG 4, 110 V bzw. PNG 4, 220 V).

837

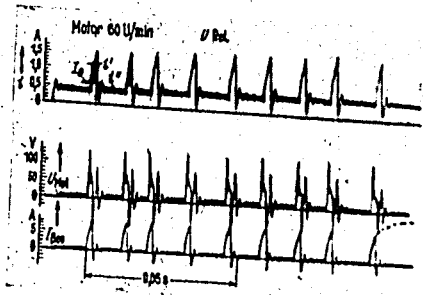


Bild 16.

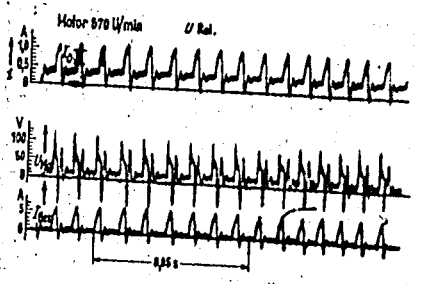


Bild 17.

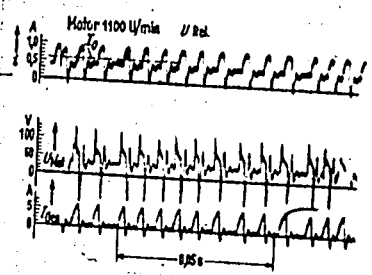


Bild 18.

Bild 16 bis 20. Vorgänge bei der Drehzahlregelung eines in „Grau-Schaltung“ betriebenen Motors. i' = Relaisstrom in der Einschaltzeit t_e , i'' = Relaisstrom in der Ausschaltzeit t_a , I_R = Ansprechstrom des Relais, I_{GM} = Motorstrom I_M + Relaisstrom i , U_{M0} = Ankerklemmenspannung des (fremderregten) Motors.

haben werden: i_M , a_m und t_e sind gegenüber der Rechnung etwas kleiner, R_e und i' etwas größer einzuschätzen. Im allgemeinen wird die Anbringung einiger Korrekturfaktoren in den betreffenden Formeln genügen; genauere Ableitung der Korrekturen kann umfangshalber hier nicht gebracht werden und bringt auch keine neuen Ergebnisse.

Einen guten Einblick in das Verhalten der Steuerung bei der Drehzahlregelung geben aber vor allem die Oszillogramme Bild 16 bis 20. Diese sind bei konstanter Stellung des Vorwiderstandes R (Bild 1) an einem schneller schwingenden Relais (siehe gestrichelte Kurve in Bild 41) aufgenommen und zeigen den Verlauf des Erregerstromes i , der Motorklemmenspannung u_M und des Motorstromes i_M (bzw. des nur um den Strom i größeren Gesamtstromes I_{GM}) bei verschiedenen Drehzahlen. Oszillogramm 20 zeigt dieselbe Einstellung von r wie Oszillogramm 19, jedoch bei verkleinertem R . Erkennlich ist mit zunehmender Drehzahl die Abnahme der Amplitude von I_{GM} (die wir i_M nannten), die zunehmende Größe der in der Kontaktpause herrschenden Motorspannung, die Abnahme von i' und Zunahme von i'' übereinstimmend mit der Durchrechnung des Beispiels und die dadurch hervorgerufene Steigerung der relativen Einschaltzeit (ausgewertet in Bild 21) und der Schalthäufigkeit, also des mittleren Gesamtstromes I_{GM} . Das Steigen von t_e in Bild 21 bei kleinen Drehzahlen dürfte auf Kontaktfederung beruhen.

D. Ergänzungen

1. Einfluß der Vernachlässigungen in der Rechnung

Es läßt sich jetzt auch überblicken, welchen Einfluß die induktiven Einschaltspitzen der Motorspannung, das induktiv verzögerte Anwachsen des Motorstromes und das durch den Leckkondensator verursachte Herabschwingen des Relaisstromes auf etwa Null bei der Kontaktöffnung (s. z. B. Bild 16 und folgende)

2. Einfluß der Relaiskonstanten

Bei der Einstellung der Relais können als veränderlich betrachtet werden: Federvorspannung, Federhärte und Luftspalt. Außerdem erscheint wichtig für den Bau des Relais der Einfluß der Ankerträgeit und die Lage des Kontaktes. Die Wirkung federnder Kontakte, die vor allem Verlängerung der Einschaltzeit t_1 und eine Anfangsgeschwindigkeit größer Null hervorruft, bedarf einer längeren Durchrechnung und soll hier nicht behandelt werden. Es ergeben sich mit denselben etwas größere

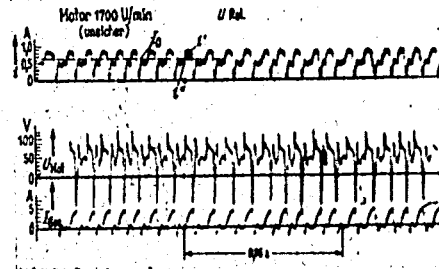


Bild 19.

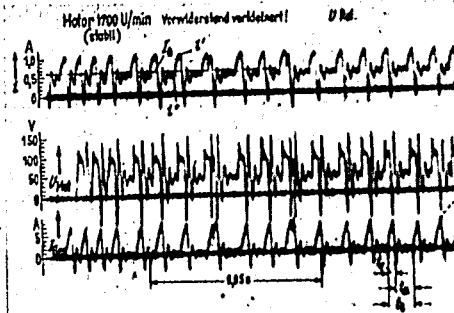


Bild 20.

Bild 19 u. 20. Vorgänge bei der Drehzahlregelung eines in „Grau-Schaltung“ betriebenen Motors. Änderung des Vorwiderstandes R im Ankerkreis.

Regelbereiche. Bei Sperrung des Rückstromes i'' , z. B. durch Gleichrichter (s. auch Endabschnitt des Teiles B) und dadurch erzielten hohen Kontaktdrücken bewirkt federnder Kontakt besondere Ausschlagvergrößerung, so daß eine Umschaltung des Vorwiderstandes R im Ankerkreis im ganzen Regelbereich unterbleiben kann. Jedoch geht, wie früher abgeleitet, die Drehzahlsteifigkeit gegen Laständerungen durch die Sperrung von i'' verloren.

Eine Erhöhung der Federvorspannung $F_0 = C \alpha_0 + C_s$ (s. Gl. (1) und (2)) verschiebt im großen ganzen nur die Kurven $\alpha_m = f(i')$ und $t_1/(t_1 + t_2) = f(i')$ auf höhere Werte von i' , d. h. bei gleichem Grauwiderstand r stellt sich nach Gl. (18) höhere Drehzahl ein, wie zuvor; die untere Drehzahlgrenze wird gehoben. Dies hat auch ein Anwachsen von i'' und des meßbaren mittleren Relaisstromes i zur Folge. In Bild 6 und 8 sind die Kurven für doppelte Federvorspannung mit $i'' = 0,5 A$ eingezeichnet. Man ersieht aus der Steilheit der Kurven $t_1/(t_1 + t_2)$, daß nun prozentual

etwas geringere Änderungen von i' , i'' und n die gleiche Wirkung auf den Strom I_m erzielen; die Drehzahl bei Laständerung bleibt steifer.

Die Änderung der Federhärte bedingt eine Veränderung der Steilheit der Kurven $\alpha_m = f(i')$ und $t_d/(t_s + t_d) = f(i')$. Weichere Feder z. B. verschiebt die obere Grenze des Arbeitsbereiches von i' nach Gl. (10) auf einen niedrigeren Wert. Die untere Grenze bleibt bei gleichem F_0 erhalten. Die Kurven werden wesentlich steiler. Kleinere Änderungen von i' genügen daher zur gleichen Verstellung von I_m , die Drehzahl wird ebenfalls steifer. In Bild 6 und 8 sind die Kurven für halbes C und gleiches C_0 eingetragen. Sie gelten gleichzeitig für Versetzung des Angriffspunktes der Feder, z. B. auf halben Hebelarm bei gleicher Federhärte und doppeltem Anfangslebensweg (= gleiches F_0).

Die Vergrößerung des Luftspaltes, z. B. auf $A_0 = 0,23$ cm; $A_1 = 0,23$ cm bei Radius 4,7 cm, bewirkt zunächst eine langsamere Öffnungsgeschwindigkeit infolge der kleineren magnetischen Kräfte; t_s vergrößert sich, t_d wird kleiner. Der dadurch entstehende Stromüberschuß im Motor hat Beschleunigung desselben zur Folge und Anwachsen von n , i' und i'' . Namentlich infolge des wachsenden i'' , das mit Ver-

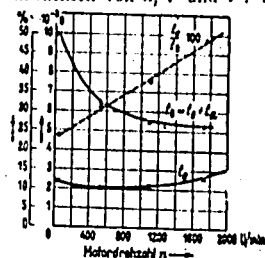


Bild 21. Aus Bild 16 bis 20 entnommene Schaltzeiten des Relais.

größerung von α_m und t_s erfolgt nun rasche Verminderung des Motorstromes und Herbeiführung des Drehzahlgleichgewichtes. Vergrößerung des Luftspaltes bewirkt also Anwachsen der Motorgeschwindigkeit; die Reguliergrenzen sind jedoch sehr eng, da man bei zu großem Luftspalt nicht mehr auf linearem Anstieg der magnetischen Kräfte mit dem Weg nach Bild 3 rechnen kann und unregelmäßiges Rückfallen bekommt; bei zu kleinem Luftspalt wird dagegen die Stellung maximaler Kraft (s. Bild 3) schon bei kleinen Ausschlägen überschritten, was den Regelbereich verengt oder das Arbeiten des Relais verstellt.

Untersucht man den Einfluß, den die Lage des Kontaktes am Schwinganker hat, so ergibt sich noch ein geringes Anwachsen der Maximalausschläge bei gleichem Motorstrom mit abnehmender Entfernung des Kontaktes vom Drehpunkt. Das ist erwünscht, da es den Regelbereich und die Sicherheit des Arbeitens erhöht. Auch hier kann man nicht zu weit gehen, da kleine Unregelmäßigkeiten in der Abströmlänge des Funkens sich um so mehr auswirken, je näher der Kontakt am Drehpunkt sitzt; 10 bis 15 mm erwiesen sich als günstig. Darunter entstehen leicht stehenbleibende Funken und Unregelmäßigkeiten. Wesentlich größere Entfernungen führen zu schlechtem Arbeiten des Relais.

Die Trägheit des Relaisankers spielt hauptsächlich eine Rolle für die Schwingungszahl des Relais. Hohe Schaltzahl, also geringe Trägheit, ist erwünscht, da das Arbeiten namentlich bei kleinen Motordrehzahlen dadurch am stoßfreiesten wird. Auf die Maximalausschläge hat die Trägheit nach der Rechnung keinen Einfluß, so lange man eine eventuelle Durchfederung des Kontaktes nicht berücksichtigt. Die Abnutzung der Kontakte steigt andererseits wieder mit der Schaltzahl.

Zusammenfassung

Es wurde eine Schwingrelaissteuerung für kleine Gleichstrommotoren bis zu etwa 1 kW Dauerleistung besprochen, die folgende Eigenschaften aufweist: Drehzahlregelbereich nahezu 1:100 (etwa $1/100$ bis $3/4$ der Motornendrehzahl), große Drehzahlkonstanz bei Belastungsschwankungen, völlig gleichmäßiges Laufen und gutes Drehziehen des Motors bis nahe zum Stillstand; einfacher Aufbau, daher Eignung auch als

Fernsteuerung. An Hand des Schaltbildes (Bild 1) wurde die prinzipielle Wirkungsweise der Steuerung dargelegt; Aufbau und Charakteristiken des verwendeten Schwingrelais wurden angegeben. Die darauf folgende Berechnung der Steuervorgänge, welche von der Schwingungsgleichung des Relaisankers ausgeht, und bis zur zahlenmäßigen Auswertung eines Beispiels durchgeführt ist, stellt die in jeder Schaltperiode sich abspielenden Einzelvorgänge vor Augen. Insbesondere tritt die ausschlaggebende Rolle des Relaisstromes i' während der Einschaltzeit t_1 und des Rückspießstromes i'' während der Kontaktöffnungszeit t_2 — hier läuft die Maschine als durch die Relaispule belasteter Generator — bei der raschen Einregelung des mittleren Motorstromes I_M entsprechend dem geforderten Drehmoment hervor. Dieser Regelung verdankt die Steuerung die oben geschilderten guten Eigenschaften. Die Änderung von i' und i'' wird durch sehr kleine, praktisch vernachlässigbare Drehzahlabweichungen gegenüber der durch die Ansprechspannung des Relais gegebenen „Solldrehzahl“ bewirkt. Und zwar regelt i' , welches dem Relaisanker die Öffnungsbeschleunigung erteilt, sowohl Einschaltdauer, als auch Schaltfrequenz; denn je nach der Größe von i' wird der Relaisanker den Weg bis zur Kontaktöffnung (Funkenabriß) mehr oder weniger rasch zurücklegen und mehr oder weniger weit über diesen Punkt hinaus ausschlagen; i'' regelt nur die Schalthäufigkeit, da i'' die zurückziehende Kraft der Relaisfeder während der Kontaktöffnungszeit schwächt, was wiederum das Überspringen des Ankers und die Zeit bis zu erneutem Kontaktschluß beeinflusst. Bei großem gefordertem Motorstrom (hoher Drehzahl) nimmt die Schwingweite des Ankers ab, was schließlich den Regelbereich nach oben begrenzt. Durch Stufung des Vorwiderstandes R im Ankerkreis kann der Regelbereich erweitert werden. Der Zusammenhang zwischen Drehzahl und Regelwiderstand r bleibt auch bei stufenweiser Umschaltung von R praktisch linear.

Der nächste Abschnitt bringt praktische Messungen und Oszillogramme, welche das Verhalten bei Laständerung, beim Anlauf und bei Drehzahlregelung, ferner die schnellen Ausgleichvorgänge bei der Funkenlöschung, welche die Rechnung nicht berücksichtigen konnte, erkennen lassen. Es folgt eine Fehlerabschätzung hinsichtlich der bei der Rechnung getroffenen Vereinfachungen. Der Aufsatz schließt mit einer Untersuchung des Einflusses der veränderbaren Relaiskonstanten (Federhärte, Vorspannung, Luftspalt, Kontaktfederung, Kontaktlage, Ankerträchtigkeit) auf das Arbeiten der Steuerung.

IIW

847

Untersuchungen über Fusspunktspuren
kurzdauernder Lichtbogen an Metallen

Von der Technischen Hochschule Dresden
zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation.

Vorgelegt von Dipl.-Ing. Hans Roth
aus Temesvar/Rumänien

Referent: Prof. Dr.-Ing. Ludwig Binder.
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Günther Güntherschulze

Eingereicht am: 10. November 1939.
Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.39.

842

**Untersuchungen über Fusspunktspuren
kurzdauernder Lichtbogen an Metallen**

Von der Technischen Hochschule Dresden
zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n .

Vorgelegt von Dipl.-Ing. Hans Roth
aus Temesvar/Rumänien

Referent: Prof. Dr.-Ing. Ludwig Binder.
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Günther Gättherstein

Eingereicht am: 10. November 1939.
Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.39.

44

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung und Ziel der Arbeit	1
I. VERSUCHSEINRICHTUNGEN ZUR ERZEUGUNG VON LICHTBOGENFUSSPUNKTSPUREN DURCH STOSSTRÖME.	3
1. Versuchseinrichtung für Lichtbogen von einigen μ s bis 1/1000 sec Dauer	4
a) Der Stromkreis für Stoßströme	4
b) Die Lichtbogensündung mit Hochspannung	5
c) Die Einspannvorrichtung für die Versuchsstücke	5
d) Einrichtung zur Messung der Stoßströme	6
e) Auswahl der Stoßströme für die Versuche	7
2. Versuchseinrichtung für Lichtbogen von 1/1000 bis 1/10 sec Dauer	9
a) Der Stromkreis	9
b) Die Einspannvorrichtung für die Versuchsstücke	10
c) Die Einstellung der Lichtbogensdauer	10
d) Die Einrichtung zur Messung der Ströme und der Lichtbogenspannung	12
II. VERSUCHE UND ERGEBNISSE	13
Die Einleitung von Lichtbogen	13
a) Funkenzündung	13
b) Abreißzündung	14

SAFETY

	Seite
1. Spuren an Platten und Folien	15
a) Erscheinungen an der Kathode	16
b) Erscheinungen an der Anode	19
2. Das Verhalten von Spitzen und Drahtenden. Stoffanbau und Stoffanflug an Kupferelektroden	25
3. Der Einfluß der Stromwärme im Metall auf die Aufheizung der Fußpunkte	29
4. Das Abschmelzen von Kupferelektroden	31
a) Die Größe der in Kupferblechen ausgeschmolzenen Löcher	31
b) Der Gewichtsverlust von Drähten und Stäben	32
Zusammenfassung	36

Einleitung und Ziel der Arbeit.

Der kurzdauernde Lichtbogen (LB) tritt als Blitz, als stromstarker Funke, als Abschalt- und als Kurzschluß-Lichtbogen auf. An seinen Fußpunkten kann er unter Umständen auch schon bei Maßarret kurzen Zeiten (μ s) Metalle anschmelzen und Spuren hinterlassen.

Bei der raschen Aufheizung der Metalloberfläche und der kurzen Dauer des Bogens bleiben die unter dem Fußpunkt liegenden Metallmassen noch kalt und bringen den Schmelzfleck rasch wieder zum Erstarren. Dieser wird deshalb weitgehend so erhalten, wie er sich während der Lichtbogendauer ausgebildet hat. Diese Tatsache ermöglicht es, aus den Lichtbogen-Fußpunkts Spuren verschiedene Rückschlüsse auf den LB selbst zu ziehen.

Über Bildung und Aussehen der Fußpunkts Spuren kurzdauernder LB an Metallen ist bisher nur wenig bekannt 1). Deshalb wurde auf Anregung von Herrn Prof. L. Binder eine Untersuchung vorgenommen, die sowohl für die Blitzforschung als auch rein physikalisch und technisch von Interesse ist.

Der gewaltigste kurzdauernde LB, der in der Natur vorkommt, der Blitz, hinterläßt an ebenen Metallteilen meist nur kleine, nur in selteneren Fällen auffindbare Spuren 2), an bevorzugten Stellen aber, wie Spitzen (Blitzauffangstangen), Kanten und Drähten gut erkennbare Anschmelzungen. Für die Blitzforschung ist es von Bedeutung, inwiefern

1) P.M. Bellaschi, Electr. Engng. 54 (1915)

S. 837.

R. Foitzik, VDE-Fachberichte 10 (1938) S. 35.

2) B. v. Borries, ETZ 58 (1937) S. 497.

man aus diesen Anschmelzungen Rückschlüsse ziehen kann auf Stromstärke, zeitlichen Verlauf und Proportionalität des Blitzes.

Es war anzunehmen, daß die Fußpunktspuren kurzdauernder Bögen aber nicht nur Auskunft geben über die Art des Stromstosses, sondern auch über die Größe der in ihnen verbrauchten Energie, d.h. über den Spannungsanteil, der nötig war, um bei der durchgeflossenen elektrischen Ladung den Fußpunkt zu erwärmen und anzuschmelzen. Ebenso müssen sich aus den Fußpunktspuren auch Schlüsse ziehen lassen auf die Vorgänge in den Brennflecken (Mechanismus des Metall-LB).

Der Abreißbogen in den Starkstromschaltern der Elektrotechnik sowie der Kurzschluß-LB, führt durch den von ihm verursachten Abbrand zur Abnutzung der Schaltstücke bzw. zur Zerstörung der von einem Kurzschluß-LB betroffenen Teile. Während bei dem funkenartigen LB die Zeitdauer meist nicht viel mehr als ca. 100 μ s beträgt, sind die Zeiten bei dem genannten Starkstrombogen wesentlich länger. Von Interesse ist auch hier das Aussehen der LB-Fußpunktspuren, sowie die Größe des Abbrandes bei einem einmaligen kurzzeitigen LB-Ansatz an Kupferstücken.

Ziel dieser Arbeit ist nun, mit geeigneten Versuchseinrichtungen unter verschiedenen Bedingungen LB-Fußpunktspuren zu erzeugen und diese nach den oben angezeigten Gesichtspunkten auszuwerten.

Der Unterscheidung von funkenartigen LB und Starkstrom-LB entsprechend werden 2 Versuchsanordnungen verwendet, die es gestatten, Versuche mit Stoßströmen von einigen μ s bis zu 1/10 sec Dauer durchzuführen.

I. VERSUCHSEINRICHTUNGEN FÜR ERZEUGUNG VON LICHTBOGEN-FUSSPUNKTSPUREN DURCH STOßSTRÖME

Die von Blitzen und stromstarkem Funken erzeugten LB-Fußpunktspuren rühren von Stoßströmen her, bei denen der Anstieg durch die Stromstärke nach Erreichen eines Höchstwertes wegen der Ausschöpfung der Stromquelle wieder zu Null wird. Die Fußpunkte eines LB, der einen solchen veränderlichen Strom führt, werden also eine, mit der Stromstärke veränderliche Ansatzfläche einnehmen.

Zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung einer solchen Spur wäre es daher erwünscht, den sie erzeugenden Strom nach einer beliebigen Zeit plötzlich abubrechen, ähnlich wie es bei der Untersuchung von Funken geschieht (Abchneiderverfahren). Ströme, wie sie ein Blitz oder ein stromstarker Funke führt, können aus Kondensatoren von geeigneter Größe entnommen werden. Da hohe Entladeströme zu erhalten, müssen diese über widerstands- und induktivitätsarme Kreise entladen werden, was leider die Anwendung eines Abchneiderverfahrens durch Überbrückung des LB mit einer Bahn viel kleineren Widerstandes unmöglich macht. Vor allem bereitet schon die Ladung dieses Überbrückungsorgans Schwierigkeiten.

Bei LB-Zeiten von einigen tausendstel Sekunden aufwärts kann man aber schon den Versuch-LB durch einen mechanischen Schalter überbrücken und somit löschen. Bei so langen Zeiten wird man dann nicht mehr geladene Kondensatoren, sondern einen Generator genügender Ergiebigkeit verwenden, da dieser einen konstanten Strom liefert.

1. Versuchseinrichtung für Lichtstrom von einigen μ s bis 1/1000 sec Dauer.

a) Der Stromkreis für Stoßströme.

Zur Verfügung standen verschiedene Kondensatoren für 10 kV Prüfspannung, die im Höchstfalle zu einer Kapazität von 40 μ F zusammen geschaltet werden konnten. Sie wurden bis auf eine Spannung von 9 kV aufgeladen, was einer Ladung von

$$Q = 0,36 \text{ As}$$

entspricht. Die höchste Stromspitze, die bei aperiodischer Entladung erhalten werden konnte, war

$$J_{\text{max}} = 30000 \text{ A.}$$

Die Kondensatoren wurden aus dem Wechselstromnetz über Transformator und Ventilröhre aufgeladen. Die Ladespannung war durch den Widerstand R_1 (Fig. 1) einstellbar und wurde mit einem statischen Voltmeter gemessen.

Um auch bei kleinem Widerstand R_b eine aperiodische Entladung zu erhalten, mußte der Stromkreis möglichst induktionsarm ausgebildet werden, was durch gedrängten Aufbau und Schaltung mit breiten Kupferbändern erreicht wurde. Die Belastungswiderstände R_b bestanden bei Widerstandswerten bis 3 Ω aus induktionsarm gewickelten Konstantanband, von 3 Ω aufwärts aus Schniewindtband, welches um eine Hartpapierplatte gelegt war. Ausser dem Belastungswiderstand R_b war noch ein Strommesswiderstand R_m vorgesehen.

Da die Form des Hauptkreises stets die gleiche blieb, und die Belastungswiderstände induktionsarm ausgeführt sind, war auch seine Induktivität und damit die Anstiegstangente des Entladestromes weitgehend konstant. Die Induktivität wurde aus der Anfangstangente in Strom-Oszillogrammen zu 0,5 μ Hy bestimmt.

b) Die Lichtbogensündung mit Hochspannung.

Um alle Versuche mit der gleichen Schlagweite ausführen zu können, wobei diese noch möglichst groß sein sollte, um die gegenseitige Anstrahlung der beiden Fußpunkte zu vermeiden, wurde die Entladung durch einen Hochfrequenz-Blitzfunken aus einer besonderen Spannungsquelle eingeleitet. Hierdurch konnte eine Schlagweite von 10 cm bequem erreicht werden. Die Schaltung des Zündkreises ist auch in Fig. 1 wiedergegeben.

Durch gedrängten Aufbau wurde erreicht, daß an der Versuchsstrecke S fast die gesamte zur Entladung der Funkenstrecke F benötigte Spannung zur Verfügung stand. Da im Hauptstromkreis zur Herstellung verschiedener Stromstärken mit verschiedener Kondensatorspannung gearbeitet wurde, war die Zündspannung so an den Hauptkreis geschaltet, daß sich dessen Spannung nicht zu ihr addierte.

Die Zündhochspannung wurde auch über Transformator und Ventilröhre aus dem Wechselstromnetz entnommen und war durch den Widerstand R_2 einstellbar. Für die Versuche, bei denen kein Oszillogramm gemacht werden sollte, wurde die Zündspannung so hoch gewählt, daß die Funkenstrecke F gerade zum Ansprechen kam und die Hauptentladung einleitete.

c) Die Einspannvorrichtung für die Versuchsstübe.

Die LB-Fußpunkte sollten an Spitzen und Platten untersucht werden, wozu 2 Einspannvorrichtungen benötigt wurden. Als Spitzen wurden Drähte verschiedener Stärke verwendet, deren Enden kugelig bearbeitet waren. Die Drähte wurden einfach in 2 unter der Minos-Flasche befindliche Klemmen gespannt. Die Einspannvorrichtung für Platten mußte infolge verschiedenen Bedingungen entsprechen.

Schon die Vorversuche hatten gezeigt, daß die Versuchsstücke sehr fest geklemmt werden müssen, da sie sonst bei Versuchen mit hohen Strömen an dem

Klemmstellen durch die hohe dort auftretende Stromdichte angeschmort werden bzw. kleben bleiben. Dünne Folien wurden ferner durch die vom LB ausgehende Luftdruckwelle zerrissen. Sie mussten deshalb auf der dem LB abgewandten Seite gestützt werden. Die brauchbare Einspannvorrichtung bestand aus einer auf einem Grundbrett senkrecht aufgestellten Messingplatte mit einer 30 mm großen zentralen Öffnung, der gegenüber sich die verschiebbare Gegenelektrode befand (Abb.1). Das Versuchsstück wurde auf der Rückseite durch einen zentral geführten, im Innern mit einer Hartpapierplatte ausgefüllten Messingring angepresst. Die zur Stützung der Folie dienende Hartpapierplatte konnte wegen ihrer schlechten Wärmeleitfähigkeit auch auf dünne Folien nicht kühlend wirken. Die Einspannvorrichtung ist in Abb.1 mit der darüber aufgebauten Minos-Flasche wiedergegeben.

d) Einrichtung zur Messung der Stoßströme.

Bei Kondensatorentladungen kann der Stromstärkeverlauf mit genügender Genauigkeit durch einfache Rechnung angegeben werden, wenn die Bedingung

$$R \gg 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

für den Entladekreis erfüllt ist. Ist dies nicht der Fall, was bei Entladung mit hohen Stromstärken (kleinen Widerständen) zutrifft, so wird deren Verlauf am einfachsten oszillographisch festgestellt. Zu diesem Zweck war in den Hauptkreis der Versuchsschaltung ein induktionsfreier Messwiderstand R_m von bekannter Größe eingeschaltet. Die an den Klemmen dieses Widerstandes liegende Spannung ist dem Strom proportional. Sie wurde an die Ordinaten-Ablenkplatten eines Braun'schen Hochvakuumröhres für 4 kV Anodenspannung gelegt, dessen Leuchtstärke auch bei den schnell geschriebenen Oszillogram-

men bei einmaliger Überschreitung auszuweichen war, um mit einer Kamera (Objektiv 1 : 1,5) fotografiert zu werden.

Die Zeitablenkung geschah mit einer analogen Schaltung, wie sie von H. Schneider 1) für einmalige Vorgänge angegeben ist. Sie darf deshalb als bekannt vorausgesetzt werden, so daß nur die Arbeitsweise der Gesamtanordnung beschrieben werden muß.

Der Hauptkreis wird auf die gewünschte Spannung aufgeladen, der Zündkreis und der Zeitkreis eingeschaltet. Beim Drücken des Testers T wird die Koppelfunkstrecke F_k ausgelöst, die den Zündkreis zum Ansprechen bringt, wodurch die Hauptentladung eingeleitet und der Stromverlauf mit dem Braunschen Rohr aufgezeichnet wird.

e) Auswahl der Stoßströme für die Versuche.

Wird ein Kondensator über einen mit Widerstand und Induktivität L behafteten Kreis durch Ansprechen einer Funkenstrecke entladen, so erhält man den zeitlichen Verlauf des Stromes i durch Auflö- sung der Diff.-Gl.

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt + U_0 = 0 \quad (1)$$

Ist die Kondensatorspannung U_0 ein Vielfaches der Funkenbrennspannung U_b , so kann diese vernachlässigt werden und man erhält die periodische Lösung von (1) in der Form

$$i = \frac{U_0}{W} (e^{-\gamma_1 t} - e^{-\gamma_2 t}) \quad (2)$$

also eine Differenz von 2 e-Funktionen. Der Faktor $\frac{1}{W}$ und die Exponenten γ_1 und γ_2 sind aber längere

1) ETZ 59 (1938), S. 1061.

Ausdrücke und enthalten R , L und C und sind zum Rechnen unhandlich. Da L im vorliegenden Fall ohnehin nur durch ein Stromoszillogramm zu bestimmen wäre, ist es einfacher, wenn man jeweils den Stromverlauf direkt oszillographisch aufnimmt, als diesen erst rechnerisch zu ermitteln. Die von der Strom-Zeit-Kurve mit der Abszisse eingeschlossene Fläche entspricht der Kondensator-Ladung

$$Q = C \cdot U,$$

die auch durch ein flächengleiches Rechteck bestehend aus

$$Q = I_{\max} \cdot T$$

ausgedrückt werden kann. Zur Kennzeichnung der Wirkdauer der Stoßströme soll im folgenden deshalb die so definierte Zeit T dienen. (Fig. 2)

Bei den vorhandenen Änderungsmöglichkeiten von U , R und C lassen sich nun sehr verschiedene Stromspitzen J_{\max} und Zeiten T einstellen. Dabei ist zu beachten, daß bei fest gegebener Induktivität L die Stromspitze von U , C und R , die Entladezeit aber nur von C und R abhängig ist. Die höchstzulässige Spannung war 9 kV.

In Tabelle I sind die für die Versuche verwendeten Ströme J_{\max} und Zeiten T zusammengestellt.

2. Versuchseinrichtung für Lichtbogen von 1/1000 bis 1/10 sec Dauer.

Für die Versuche mit größeren LB-Dauern werden die benötigten Ströme eines Generator entnommen und die Lichtbogenseiten durch einen mechanischen Schalter eingestellt. Während bei den Kondensatorversuchen die LB-Entladung durch einen Hochspannungsfunken geschah, wird der LB hier durch Auseinanderziehen der sich berührenden, stromführenden Prüflitze eingeleitet. (Abreißbogen)

a) Der Stromkreis.

Als Stromquelle stand ein Drehstrom-Gleichstrom-Umformer von 300 kVA Leistung, dem kurzzeitig im Kurzschluss Ströme bis 3000 A entzogen werden konnten, zur Verfügung. Die Versuche werden auf der Gleichstromseite durchgeführt. Der Antrieb erfolgte durch den angeflanschten Asynchron-Anwurfsmotor. Das Polrad der Drehstrommaschine diente lediglich als Schwungrad, aus deren lebendiger Kraft die bei den Versuchen benötigte hohe Energie gedeckt wurde, so daß sich die Laststöße nicht auf das spendende Netz auswirkten. Dies wurde durch Einstellung einer stark fallenden Drehzahlkennlinie (Schlupfverstand) beim Antriebsmotor erreicht.

Der Generator wurde voll erregt und die Versuchsstrecke durch einen zweipoligen Schalter (HS in Fig. 3) angeschaltet. Diese bestand aus einem Belastungswiderstand R , mit dem die gewünschte Stromstärke eingestellt wurde, dem Strommeßwiderstand R_m , dessen Spannungsfall mit einem Schleifen-Oszillographen aufgeschrieben wurde, der Einspannvorrichtung für die Prüflitze und dem Schalter KS zur Überbrückung des LB.

Tabelle

J _{max}	T = 10 μs		T = 30 μs		T = 120 μs		T = 450 μs	
	C, R	U kv	C, R	U kv	C, R	U kv	C, R	U kv
30000	40 μF	9						
15000		4,5	40 μF	9				
7500	0,15 Ω	2,25		5,6				
4000	5 μF	8		2	40 μF	9		
2000		4		1,5		6		
1000	1,5 Ω	2		4 μF		3		
500	1 μF	5		7,5 Ω	3,0 Ω	1,5	40 μF	5,8
250		2,5		1 μF	3 μF	8,4		2,9
125	11,5 Ω	1,25		30 Ω	32 Ω	4,2	11,5 Ω	1,45

b) Die Einspannvorrichtung für die Versuchsstücke.

Sie ist in Abb. 2 wiedergegeben und bestand aus 2 isoliert befestigten Klemmvorrichtungen, welche in Längsführungen beweglich waren. Der linke Klemmkopf war nur um 1 mm verschiebbar und wurde von 2 Federn in Richtung zur Berührungstelle der Prüflinge gezogen. Der rechte Klemmkopf hatte 20mm Beweglichkeit und wurde von 2 kräftigen Federn bis zu einem verstellbaren Anschlag vor der Berührungstelle weggezogen. Die Einspannung der Prüfstücke geschah in der Weise, daß erst die rechten Federn gespannt und der Klemmkopf durch einen Riegel, welcher elektrisch abgezogen werden konnte, festgehalten wurde. Dann wurden die Prüfstücke erst rechts, dann links so eingelegt, daß sie mit der Kraft der linken Federn aneinander gedrückt wurden. Für die Untersuchung von Fußpunktspuren an Platten wurde in einem Klemmkopf eine zangenartige Vorrichtung gespannt, mit der die Versuchsplatten festgehalten wurden.

c) Die Einstellung der Lichtbogendauer.

Zur Einstellung von verschiedenen LB-Zeiten mußte eine Einrichtung geschaffen werden, die es gestattete, den gezündeten LB nach einer einstellbaren, kurzen Zeit wieder zu löschen. Die Verwendung eines mit der Versuchsstrecke in Reihe liegenden Schalters war nicht möglich, da dessen Abschaltzeit gegenüber der Versuchsdauer zu lang wäre, oder bei zu rascher Abschaltung des Generators durch hohe Überspannungen gefährden könnte. Deshalb wurde zuerst die Versuchsstrecke durch einen besonderen Schalter überbrückt, so daß der Versuchs-LB erlosch und erst dann der Strom mit dem im Kreise liegenden zweipoligen Hauptschalter unterbrochen wurde.

Die Einstellung der LB-Dauer, i. h. die Auslösung des durch eine Feder gespannten Überbrück-

kungsschalters KS, geschah mit einem Zeitgeber, der weiter unten näher beschrieben wird. Abb. 4 zeigt die Schaltung des Hauptkreises sowie der Hilfskreise, welche zur Betätigung der LB-Zündung, des Zeitgebers, des Überbrückungsschalters, der Öffnung und Schließung des zur Strom- und Spannungsmessung benutzten Schleifen-Oszillographen sowie zur Auslösung des Hauptschalters nach Beendigung des Versuches benötigt wurden. Alle Funktionen werden durch gespannte Federn betätigt und nur elektrisch ausgelöst.

Der Zeitgeber bestand aus einem kleinen Elektromotor, dessen Feld stets eingeschaltet war und dessen Anker nach Stromschluß eine Nockenwelle drehte, mit welcher Kippschalter eingelegt wurden. An einer Skala konnte der Abstand von Nocken und Schalter abgelesen und somit die Schaltzeit eingestellt werden. Für die Auswertung wurde die LB-Dauer aus den Oszillogrammen entnommen.

Die einzelnen Versuche hatten folgenden Verlauf: Nach dem Spannen aller Federn wurde der Hauptschalter HS ausgelöst. Dieser wurde durch einen Kraftspeicher betätigt und fiel stets mit einer gleichem Geschwindigkeits-Kennlinie ein, so daß dessen Bewegung zum Einschalten der Stromkreise für Öffnen des Oszillographen, Auseinanderziehen der Versuchstücke zum Zünden des Versuchs-LB und zum Ingangsetzen des Zeitgebers verwendet werden konnte. Eine einstellbare Zeit nach Stromschluß wurde der LB gezogen und nach der im Zeitgeber festgelegten Zeit durch den Überbrückungsschalter gelöscht. Dieser betätigte den Schalter zum Schließen des Oszillographen sowie zum Auslösen des Hauptschalters, wodurch auch der Zeitgeber wieder stromlos wurde.

d) Die Einrichtung zur Messung der Stehstrom- und der Lichtbogenspannung.

Die Strommessung geschah über den 500 Ω Meßwiderstand R_m mit einem Schleifenoszillographen. Die Eichung der Oszillogramme wurde im Kurzschlußdauerbetrieb durch Vergleich mit dem zum Widerstand gehörenden Meßinstrument durchgeführt, was für fast die Resonanzregung des Generators ausreichte.

Die zum Ausmessen von Strom und Zeit gemachten Oszillogramme zeigen folgenden charakteristischen Verlauf. (Fig. 4) Beim Einfallen des Hauptschalters beginnt der Strom mit einer Anstiegsgente anzuwachsen, deren Neigung durch die magnetische Zeitkonstante $T_m = \frac{L}{R}$ bedingt ist. L und R sind die Induktivität bzw. der ohmsche Widerstand des Gesamtkreises. Da für die Versuche ein möglichst konstanter Strom erwünscht war, wurde bei voller Generatorenspannung, d.h. 500 V gearbeitet, so daß die Vorgänge im LB, etwa Änderung der Länge durch Abbrand nur unwesentlich die Stromstärke beeinflussen konnten. Die Stromstärke wurde durch den Belastungswiderstand R eingestellt, wodurch der Anstieg bei kleinen Stromstärken rascher erfolgt als bei großen. Sobald die Verriegelung der Einsatzeinrichtung freigegeben wird, setzt der LB ein, der im Stromoszillogramm einen kleinen Knick zu erkennen ist. Das Einfallen des Kurzschlußschalters verschwindet der Strom plötzlich, da der Kurzschlußschalters Kreis keine nennenswerte Selbstinduktion besitzt.

Die Messung der LB-Spannung geschah mit einer zweiten Oszillographenschleife. Diese wurde jedoch nicht über Vorwiderstände direkt angeschlossen, da diese sicherheitshalber für die volle Leerlaufspannung hätten ausgelegt werden müssen, wobei der Schleifenausschlag sehr gering geworden wäre. Sie wurde deshalb in den Anodenkreis einer Verärter-

röhre geschaltet, wobei die negative Polung des LB am Gitter lag. Hierdurch wurde erreicht, daß bei hoher Empfindlichkeit die Schleife nicht überlastet werden konnte, sondern bei zu hoher Spannung durch Sperrung der Röhre den Strom Null erhielt.

II. VERSUCHE UND ERGEBNISSE.

Die Einleitung von Lichtbogen.

Ein Lichtbogen kann zwischen zwei spannungsführenden Leitern durch einen Luftdurchschlag (Funkenzündung), oder durch mechanische Unterbrechung eines Stromkreises eingeleitet werden (Abreißzündung). Die den Lichtbogen speisende Stromquelle muß so ergiebig sein, daß sie einen bestimmten Mindeststrom (einige Amperes) durch die gezündete Strecke treiben kann und mindestens eine so hohe Klemmenspannung besitzen, wie sie zur Aufrechterhaltung des LB erforderlich ist.

a) Funkenzündung.

Es ist bekannt, daß die Entwicklung eines LB bei einem Luftdurchschlag über eine Glimmentladung erfolgt, welche an den Elektroden die für einen LB nötigen thermischen und elektrischen Verhältnisse schafft. Zwischen Spitzenelektroden kann diese Entwicklung direkt beobachtet werden, wenn die angelegte Spannung langsam gesteigert wird, da der Durchbruch infolge des inhomogenen Feldes von den Elektroden aus vorgetragen wird. An der negativen Elektrode tritt ein helles Leuchten auf, während an der positiven ein weniger heller, aber längerer Stiel herauswächst, bis schließlich der vollkommene Durchbruch eintritt. An Kugel- und Platten-Elektroden geht der gleiche Vorgang sehr rasch vor sich, ist aber durch kathodenstrahl-oszillographische Messungen des Spannungszusammenbruches nachzuweisen: 1) Rogowski, Arch. f. Elektrod., Bd. XX (1928) S. 101.

Besonders bei kleinerem als Atmosphärendruck zeigt dieser eine Stufe, die der Glimmentladung entspricht, um dann auf die wesentlich kleinere Brennspannung eines LB abzusinken. Bei Strömen von mehreren 1000 A ist die LB-Spannung schon nach weniger als 0,1 μ s vorhanden. 1) Bei so hohen Stromstärken ist ein LB also bereits nach dieser kurzen Zeit ausgebildet.

b) Abreißzündung.

Die Vorgänge beim Entstehen eines LB durch Abreißzündung sind schon vielfach, allerdings nur bei Stromstärken von höchstens 10 A untersucht worden. Bei den hier durchgeführten Versuchen an Kupfer mit Strömen von 100 A aufwärts, treten aber einige besondere Erscheinungen auf, so daß hier näher darauf eingegangen werden soll.

Der Zündvorgang läßt sich im Spannungsozillogramm (Fig. 4) gut verfolgen. Sobald der Strom zu fließen beginnt, entsteht an dem Übergangswiderstand der Berührungstellen der Prüfstücke, der durch die Einschnürung der Strombahn hervorgerufen wird, eine Spannung, die im wesentlichen dem Strom proportional ist. Mit der Berührungsdicke nach, weil die Prüfstücke sich zu entfernen beginnen, so wächst der Übergangswiderstand und somit die Spannung weiter an und die Berührungstellen werden bis zum Schmelzen erhitzt. Im Oszillogramm ist dies als Spannungsanstieg von ca. 2 V zu erkennen. Durch Überhitzung und innere Dampfbildung wird schließlich die entstandene Flüssigkeitströme herausgeschleudert und ein kurzer LB übernimmt die Stromleitung. Die Spannung springt dabei in einer Zeit von weniger als 10^{-4} s auf ca. 22 bis 24 Volt an. Dies ist die Mindestbrennspannung eines Kupferstarkstrombogens, also die Summe aus Kathoden- und Anodenfall, deren Einzelgrößen durch Sondennmessungen 1) O. Walraff, Z. f. techn. Phys. Jg. 17 (1934) S. 44

gen bereits von H. von Conrady 1) bestimmt wurden.

Wird der Strom sofort nach der LB-Zündung abgeschaltet, so zeigen die Prüfstücke Anschmorungen, die noch keinen charakteristischen Polaritätsunterschied aufweisen. Sie unterscheiden sich wesentlich von den LB-Spuren, was in Abb. 3 zu erkennen ist, wo der entstandene LB aus den Schmorstellen abgewandert ist.

1. Spuren an Platten und Folien.

Mit den besonderen Vorgängen, die sich in den LB-Fußpunkten abspielen, sind auch Veränderungen der Ansatzstelle an den Metallen verknüpft, so daß dort bereits durch LB von wenigen μ s Dauer Spuren hinterlassen werden können.

Metalloberflächen, die mit der Atmosphäre in Berührung stehen, sind stets mindestens von einer absorbierten Gas- oder Wasserschicht bedeckt. 2) Bei den Nichteismetallen, vor allem bei Aluminium, handelt es sich meist um eine Oxidschicht, die in vielen Fällen als Schutz gegen chemische und leichte mechanische Angriffe dient. Ferner ist sie ein schlechter Elektrizitäts- und Wärmeleiter. Aber auch dünne Fettschichten sitzen meist auf der Oberfläche, die allerdings durch besondere Reinigung weitgehend zu entfernen sind.

Nach dem eben Gesagten ist es verständlich, daß die Beschaffenheit der Metalloberfläche auf das Aussehen der Spuren von LB sehr kurzer Dauer (μ s) von großem Einfluß sein wird. Um auch hier eindeutige Verhältnisse in der Ausbildung der Spuren zu erhalten, wurden die Metalle Zink, Messing, Kupfer und Eisen vor dem Versuch mit Polierpapier

1) Über die Spannungsverteilung im Schweißlichtbogen Diss. Berlin 1937.

2) G. Schmaltz, Technische Oberflächenkunde.

abgeschliffen. Blei mußte durch Schaben von seiner Oberflächenhaut befreit werden, während Aluminium im Anlieferungszustand untersucht wurde. Kurz vor dem Versuch wurden alle Metalle in Sektin gereinigt.

Bereits die Vorversuche hatten ergeben, daß sich die Spuren verschiedener Polarität grundsätzlich voneinander unterscheiden, d.h. daß sich die Verschiedenheit der Vorgänge in den Fußpunkten auch in ihren Spuren widerspiegelt.

a) Erscheinungen an der Kathode.

An der Kathode können Spuren an den meisten Metallen am besten natürlich an solchen mit niedrigem Schmelzpunkt - schon mit einem Stoßstrom von 50 A bei 2 μ s mittlerer Dauer erzeugt werden. Sie sind als heller Fleck von etwa 1/2 mm Durchmesser mit zackigem Rand schon mit freiem Auge zu sehen. Abb. 4 zeigt 40-fache Vergrößerungen von Kathodenspuren, die von einem LB mit $I_{max} = 100$ A, $T = 10 \mu$ s erzeugt wurden. Bei Blei und Zink kann man sehr gut Schmelzspuren erkennen, während an den übrigen Metallen die Oberfläche nur sehr aufgeraut erscheint, so daß man annehmen muß, daß die Spuren hier durch direkte Verdampfung entstanden sind. Aber auch die Schmelzspuren erscheinen sehr rau und aufgewühlt, was offenbar durch heftige, strahlige Verdampfung hervorgerufen ist.

Bei größeren Strömen wächst die Gesamtdehnung der Spur an. Sie ist dann nicht mehr einheitlich geschlossen, sondern teilt sich in mehrere Einzelspuren verschiedener Größe auf, die in Richtung der Oberflächenbearbeitung auslaufen. Hieraus geht die Bedeutung der Oberflächenbeschaffenheit für die Kathodenspur bereits hervor.

Die hellen Flecke an Messing, Kupfer und Eisen lassen bei starker Vergrößerung das bleiche Metall erkennen. Durch die größere Ausdehnung des

Brennflecke kann die Oberfläche nun besser aufgeheizt werden, so daß bei $J_{max} = 2000 \text{ A}$ $T = 10 \mu\text{s}$ bereits bei Aluminium, Messing und Eisen Schmelzstellen in der Mitte der Spur festzustellen sind. (Abb. 5) An Kupfer treten Schmelzstellen bei der gleichen mittleren LB-Zeit erst bei viel größeren Strömen auf.

Größere LB-Dauer gibt in erster Linie, kräftigere, tiefere Spuren, aber auch ihre äußere Größe nimmt zu.

Die aus Stromspitze und Spurenfläche errechnete mittlere Stromdichte geht hyperbelähnlich mit der Bogendauer zurück. Sie ist außerordentlich hoch und beträgt zu Beginn des LB mehrere 100 A/mm^2 . Von etwa $200 \mu\text{s}$ aufwärts sind auch schon bei Strömen von 500 A in der Mitte der Spur Schmelzstellen mit glatter Oberfläche vorhanden (Abb. 6), wo bereits ein Fließen des geschmolzenen Metalles stattfinden kann. Bei längeren LB-Zeiten beginnen an Aluminium auch Verbrennungserscheinungen aufzutreten.

Die übrigen Metalle verhalten sich ähnlich wie Aluminium. Bei Kupfer beginnt ein merkliches Anschmelzen erst nach $1/1000 \text{ sec}$ LB-Dauer unter Bildung von Blasen und erst bei noch längerer Zeit findet eine Aufschmelzung in größerer Tiefe statt. Dabei quillt das flüssige Metall und wird - im Gegensatz zu den Anschmelzungen an der Anode - aus der Mitte herausgedrängt. Durch die Abkühlung entstehen Schrumpfringe und durch die auftretenden Innenspannungen auch radiale Sprünge. Abb. 7 zeigt 2 Zustände einer Kupferkathode bei LB-Dauern von über $1/1000 \text{ sec}$.

Die bisher beschriebenen Erscheinungen waren an Platten, d.h. an Blechen so großer Stärke festzustellen, daß eine Stauung an der Rückwand der aus dem Fußpunkt in das Blech einlaufenden Wärmewelle ohne Bedeutung ist. Bei kleinen Blechstärken

also Folien, wird die Aufheizung des Fußpunktes durch die Wärmestauung wesentlich erleichtert.

Aus Versuchen mit verschiedenen Fallengrößen von Kupfer und Aluminium geht hervor, daß der Wärmefluß aus dem Kathodenfußpunkt in die Metallinnere für sehr kurze LB-Dauer (μs) nur ein geringer sein kann. So kann z.B. eine $0,02 \text{ mm}$ starke Kupferfolie durch einen LB mit $J_{max} = 1000 \text{ A}$, $T = 40 \mu\text{s}$ in einer Fläche von 3 mm Durchmesser nur so schwach erhitzt werden, daß sich auf der Rückseite kaum Anlauffarben zeigen. Erst bei ca. $100 \mu\text{s}$ kann eine solche Folie durchgeschmolzen werden. Dann scheint sie aber auch zuerst infolge innerer Spannung aufgeplatzt zu sein und wird nur an den Sprungstellen angeschmolzen. Abb. 8 zeigt ein solches Loch in einer Kupferfolie. Es ist viel kleiner, als die ganze Kathodenspur.

Bei LB sehr hoher Stromstärke können Folien bereits durch die Stromwärme im Metall selbst stark aufgeheizt werden. Besonders bei kurzen Zeiten kann die Erwärmung durch den LB weit hinter der Stromärmewirkung zurückbleiben. Solche Verhältnisse sind in Abschnitt 3 näher besprochen.

Die oben beschriebenen Erscheinungen an Kathodenspuren gestatten verschiedene Schlüsse auf die Vorgänge in den Fußpunkten bei LB sehr kurzer Dauer bzw. bestätigen einige bekannte Tatsachen.

Bei den hier untersuchten Metallen handelt es sich um den Typus des Feldbogens, da die Wiewertemperatur noch nicht ausreicht, um durch Thermionisierung genügend Elektronen aus der Kathode auszulösen. 1) Hier werden durch eine vor der Kathode befindliche Metaldampfwolke sehr hohe Spannungen ermöglicht und damit ein sehr hohes elektrisches Feld von der Größenordnung 10^6 Volt/cm geschaffen.

1) Karberg, Mechanismus des elektrischen LB. Ann. d. Phys. 5 1932, S. 324.

wodurch die Elektronen direkt aus dem Metall herausgerissen werden können (Autoelektronenemission).

Die Versuche zeigen, daß der durch Luftdurchschlag eingeleitete LB die für den LB-Mechanismus nötige Metaldampf Wolke während den ersten μ s Dauer durch direkte Verdampfung erzeugt, und daß erst mit der Erwärmung in größerer Tiefe allmählich eine Verdampfung über den Flüssigkeitszustand eintritt.

Die für den Feldbogen für notwendig erscheinende Metaldampf Wolke muß aber ihre Anfänge bereits in der dem LB vorangehenden Glimentladung haben. Dort werden die Elektronen durch den Aufprall der im Kathodenfall beschleunigten Ionen ausgelöst. Hierbei findet auch bereits ein Austritt von freien Atomen und Atomgruppen statt (Kathodenzerstäubung). Diese Erscheinung ist noch nicht als Verdampfung im thermischen Sinn anzusehen, also nicht ein Effekt der Temperatur, sondern die Energie der auftreffenden Teilchen wird direkt zur Auslösung der Metallatome verwendet 1). Sie ist umso wirksamer, je größer die Stromdichte und der Kathodenfall ist und je besser Gas- und Kathodenmetall mit einander reagieren. 2). Dabei ist die kathodische Stromdichte bei atmosphärischem Druck allerdings so hoch, daß sich Gas und Kathode stark erwärmen, so daß auch hierdurch die Bildung einer Metaldampf Wolke in kürzester Zeit (10^{-7} sec) unterstützt wird.

b) Erscheinungen an der Anode.

An der Anode bleibt erst nach viel größeren durch den LB geflossenen Ladungen eine Spur zurück als an der Kathode. Bei Metallen mit niedrigem Schmelzpunkt, wie Blei, wird allerdings schon bei

- 1) Blechschmidt und A.v.Hippel, Kathodenzerstäubungsprobleme, Ann.d.Physik, Bd.86, 1928, S.1006.
- 2) Engel u.Steenbeck II., S.117

100 A und 10 μ s die Oberfläche angeschmolzen. Bei 500 A und 10 μ s sind bereits mehrere bis zu mehreren geflossenen Schmelzstellen feststellbar, die zu einem bläulichen Schimmer (Anlauffarben) leuchten (Abb. 9b). Bei noch größeren Strömen und längeren Zeiten wächst die Ausdehnung des Schmelzflusses, und die mittleren Schmelzstellen laufen zu einer glatten Schmelzstelle zusammen.

Zink schmilzt bei kleinen Ladungen nur in einer äußerst dünnen, glatten Schicht an, was bei auffallendem Licht kaum Schattenwirkungen auftritt und sich die Spur nur schlecht fotografisch aufnehmen läßt.

Kupfer, Messing und Eisen zeigen erst nur Anlauffarben. Diese werden durch die Oxidation der erwärmten LB-Ansatzstelle hervorgerufen und bilden sich wahrscheinlich erst nach dem Erlöschen des LB aus. Die Abkühlungsgeschwindigkeit der erwärmten Stelle darf daher nicht zu groß sein.

Gereinigtes Kupfer zeigt bei einem Strom von 500 A erst nach 120 μ s in der Mitte der Anlauffarben einen angeschmolzenen Fleck, der bei etwa 500 μ s zu einer kalottenförmigen Spur aufquillt (Abb. 10). Dieses Aufquellen ist auch für LB längerer Dauer kennzeichnend.

Abb. 11 zeigt einen Schnitt durch eine Anodenspur an einer kugelförmigen Fläche in 10-facher Vergrößerung. Man kann erkennen, daß das angeschmolzene Material sehr porös und lufthaltig ist und etwa auf das Doppelte seines ursprünglichen Volumens angewachsen ist. "Hügelartig aufgeworfen" Kupfer hat bereits W. Peters 1) in Blitzzspuren an Drähten festgestellt. Er erklärt die Zunahme des Volumens durch die Verbindung des Sauerstoffs der Luft mit dem flüssigen Kupfer und führt die Konzentration des Hügels in der Mitte der Spur

1) ETZ 58 (1937) S. 373.

auf den Pirsch-Effekt zurück. Letzteres wird dadurch bestätigt, daß der Hügel von einem langsam wandernden LB durch diesen mitgenommen wird.

An dieser Stelle sei bemerkt, daß die meisten aufgefundenen Blitzspuren solche hügelige Schmelzspuren aufweisen, d.h. also, daß sie von Blitzen aus negativen Wolken erzeugt wurden.

Während an gereinigtem Kupfer für kürzere LB-Dauer nur Anlauffarben zu sehen sind, zerfällt die Anodenspur an ungereinigtem Kupfer in viele Einzelspuren, wie sie stets an Aluminium auftreten. Diese Aufteilung in Einzelspuren muß also durch die auf der Oberfläche sitzende Schicht bedingt sein und ist an Aluminium besonders ausgeprägt, weil dieses Metall stets von einer Oxidschicht bedeckt ist. Eine Erklärung dieser Erscheinung wird weiter unten gegeben.

In Abb. 12 sind Aufnahmen von großflächigen Anodenspuren wiedergegeben, die mit $J_{max} = 27000$ A und $T = 10 \mu s$ erzeugt wurden. Der innere eingezeichnete Kreis kennzeichnet die angeschmolzene Fläche, während der äußere die Fläche einschließt, in welcher unter dem Mikroskop noch Oberflächenveränderungen feststellbar sind. Abb. 13 zeigt eine 60-fache Vergrößerung aus diesem Teil der Spur an Aluminium.

Die Anodenspuren an Aluminium zeichnen sich stets durch Bildung vieler, punktförmiger Einzelspuren aus, deren Anordnung meist eine bestimmte Gesetzmäßigkeit erkennen läßt. In Abb. 14 sind z.B. die Schmelzpunkte auf 2 Kreisen angeordnet, deren Mittelpunkt die Hauptschmelzstelle ist. Dass die Aufteilung der Spur in viele Einzelspuren durch das Vorhandensein einer schlecht leitenden Schicht erfolgt, ist durch die Vorgänge an Kupfer bewiesen. Die Erklärung der Erscheinung ist folgendermassen:

Die Spur wurde von einem Stabstrom erzeugt, der erst innerhalb einiger μs vor einem Anlauffarbenwort ansetzt. Der LB setzt zunächst in der Mitte der Figur an, wo die isolierende Schicht durchbrochen wird. Der Strom fließt nun in einem Punkt konzentriert in das Metall ein und verteilt sich dann strahlenförmig, wie es in Fig. 15 dargestellt ist. Durch die hohe Stromkonzentration tritt ein starkes Spannungsgefälle ein. Die Punkte gleicher Spannung sind Kugelschalen. Mit dem Ansetzen der Stromstärke wächst auch der LB-Ansatz an, so daß in einem bestimmten Abstand von der Strom Eintrittsstelle zwischen LB und Metall eine so hohe Spannungsdifferenz auftreten kann, daß die Schicht an einer neuen Stelle durchschlagen wird. Der Stromeintritt beschränkt sich dann auf Einzelpunkte, um eine bestimmte Mindeststromdichte zu wahren. Bei hohen Strömen kann sich dieser Vorgang mehrmals wiederholen. (Abb. 16). Durch die hohe Stromdichte an den Eintrittsstellen werden diese sehr rasch aufgeschmolzen.

Die Heizwirkung des Anodenfußpunktes ist viel größer als die des Kathodenfußpunktes. Ober den gleichen elektrischen Verhältnissen können an der Anode Folien von etwa der dreifachen Größe durchgeschmolzen werden, als an der Kathode. Die ausgeschmolzenen Löcher weisen einen stark zerfetzten Rand auf, da sich Einzelströme in verschiedenen Richtungen weiterfressen, wenn der erste Ansatzpunkt weggeschmolzen ist (Abb. 17). In den Endpunkten der Ausläufer sind noch Schmelzkügelchen zu sehen; viele noch glühende Kugeln sind auch abgeschleudert.

Wird die Folie nur durchgeschmolzen, ohne daß das flüssige Metall von LB entfernt wird, so zeigt sich auch an der Rückseite eine hügelige Spur, die sich kaum von der auf der Vorderseite

unterscheidet. Bei einer LB-Dauer von 0,01 sec kann diese Erscheinung auch an 1,5 mm starkem Kupferblech erhalten werden. Abb. 16 zeigt einen Schnitt durch eine solche Spur. Das flüssig gewordene und stark gequollene Metall wird durch seine Oberflächenspannung (Kugelbildung) und durch den im Anodenfußpunkt herrschenden Druck nach rückwärts durchgedrückt, sobald auch die Rückwand bis zum Schmelzen erwärmt wurde.

Die Untersuchungen der Anodenspuren bei den kürzesten Zeiten lassen erkennen, daß es sich hier - im Gegensatz zur Kathode - um einen einfachen Aufheizvorgang handelt. Die Energie stammt aus den auf die Anode prallenden, im Anodenfall beschleunigten Elektronen. Außerdem wird die für sie an der Kathode zu ihrer Auslösung aufgebrauchte Austrittsarbeit wieder als Wärme frei.

Um Metalle innerhalb weniger μ s an ihrer Oberfläche aufzuschmelzen, ist eine äußerst hohe Leistungsdichte erforderlich, die sich nach den Gesetzen der Wärmeleitung abschätzen läßt.

Die in den Fußpunkten freiwerdende Energie bedingt an der Metalloberfläche eine Temperaturerhöhung, so daß eine Wärmewelle in das Metallinnere einzieht.

Die sich abspielenden Vorgänge werden durch die klassische Wärmeleitungsgleichung beschrieben, deren Lösungen sich nach der Art des Wärmeabflusses richten und bereits in verschiedenen Arbeiten über Wärmeleitung gefunden sind.

Bei Annahme von Parallelströmen erhält man für die zu errechnende Leistungsdichte auf alle Fälle Mindestwerte, weil dann der Wärmeentzug am geringsten ist. Die Wärmeleitungsgleichung nimmt dann die einfache Form an:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 \Delta}{\partial x^2}$$

worin $\frac{\partial \Delta}{\partial t}$... das zeitliche Temperaturgefälle,
 a^2 ... die Temperaturleitfähigkeit,
 $\frac{\partial^2 \Delta}{\partial x^2}$... den 2. räumlichen Differentialquotienten

bedeuten.

Der zeitliche Temperaturanstieg an der Metalloberfläche ist dann nach Arrhenius 1) in etwa gehäндert Schreitweise

$$\Delta = \frac{I n \sqrt{t}}{b}$$

worin n ... die auf die Flächeneinheit bezogene Leistung (Leistungsichte)

$b = \sqrt{c \lambda}$... ein Materialwert mit

c ... spez. Wärme Ws/cm^2

λ ... Wärmeleitfähigkeit $\text{W/cm}^2 \text{C}$.

bedeuten.

Dieses Gesetz gilt aber nur für die Erwärmung von Metallen bis zum Schmelzpunkt, da beim ein Haltepunkt eintritt, während dessen für die schmelzende Menge die Schmelzwärme aufgebracht werden muß, was den weiteren Verlauf der Erwärmung wesentlich ändert.

Um die Leistungsdichte in kurzschlußartigen anodischen LB-Fußpunkten durch Versuche zu bestimmen, wurden Spuren mit möglichst hohem Strom auf kürzest möglicher Zeit erzeugt. Da nur die Schmelztemperatur Δ_s und Anschmelzzeit t_s (aus Oszillogrammen) bekannt sind, kann aus Gleichung (2) die Leistungsdichte errechnet werden.

1) Diss. Dresden 1927, Beiträge zur Berechnung der Kurzschlußerwärmung, Seite 20 Gl. (12).

Tabelle II zeigt das Ergebnis für verschiedene Metalle.

Tabelle II

Metall	S_1 °C	t_s ms	n kW/mm ²
Blei	327	2 - 4	1,7
Zink	419	10	2,1
Aluminium	658	16	3,5
Messing	-	15	-
Kupfer	1083	22	7,8
Eisen	1528	15	6,7

Die so für die Anode errechnete Leistungsdichte ist erstaunlich hoch. Möchte man nun diese in ihre Faktoren, Stromdichte und für die Wärmeableitung benötigte Spannung aufteilen, so erhält man für Blei und Zink Werte, die gerade richtig erscheinen, nämlich ca. 10 Volt. Für die übrigen Metalle muß man eine Bündelung des Stromes in Einzelstrahlen mit höherer Stromdichte annehmen, wie es auch an Aluminium und gelagertem Kupfer nachzuweisen ist, und auf wahrscheinliche Spannungswerte von ca. 10 Volt zu kommen.

2. Das Verhalten von Spitzen und Drahtenden. Stoffabbau und Stoffanflug an Kupferelektroden.

Der Verhalten von Spitzen, an denen ein LB ansetzt, ist von besonderem Interesse, da dieser Fall stets beim Blitzableiter vorliegt und auch die Fußpunkte wandernder LB stets durch elektrodynamische oder thermische Wirkungen bis zu einer Spitze oder Kante fortgetrieben werden.

Die Versuche an Spitzen bieten den Vorteil

daß man die positive und negative Spur gleichzeitig erhalten kann, während bei Platten stets die asymmetrischen Elektroden (Platte - Spitze) bearbeitet werden mußte, um die Erhaltung des LB an einer gewünschten Stelle zu erzielen und sein Abwandern zu verhindern.

Abb. 17a zeigt 2 Kupferspitzen, die von dem LB einer Kondensatorentladung von 0,11 As bei $J_{max} = 24000$ A, also dementsprechend $T = 10$ ms beansprucht wurde. Sowohl an der Kathode als auch an der Anode sind LB-Ansatzspuren auf einem großen Teil der Spitzen zu sehen, doch scheint der Hauptteil der Entladung nur über die äußersten Enden mit erhöhter Stromdichte geflossen zu sein, da sich an der Anode schon bei dieser kurzen Zeit eine glatte, angeschmolzene Oberfläche zeigt. Oberhalb dieser glatten Kuppe sind kleine Kupferbälle zu sehen, die auf eine Aufteilung des positiven LB-Ansatzes in einem Haupt- und mehrere Nebenbogen schließen lassen. An der Kathode sind Spuren von aufgetragenen Kupfer festzustellen, das von der Anode herüber gewandert sein muß.

Wird bei gleicher Ladung der LB-Strom verkleinert bzw. die LB-Dauer vergrößert, so wird die Gesamtausdehnung der von LB bedeckten Fläche kleiner, die glatte Anodenkuppe aber zu einer ausgeprägten Kugel und die Kathodenspitze übersieht sich mit einer deutlich sichtbaren "Kappe". Abb. 17b zeigt die Veränderung zweier Kupferspitzen durch einen LB mit $J_{max} = 200$ A und $T = 1100$ ms. An beiden Spitzen sind Ringe von Anlauffarben zu sehen, durch die eine Erwärmung der Oberfläche auf ca. 500°C gekennzeichnet ist.

Die eben beschriebenen Erscheinungen treten an dünnen Drahten viel stärker hervor, da bei hoher Stromstärke die Aufteilung des Fußpunktes durch Stromwärme im Draht wesentlich unterstützt werden kann und die Kühlung durch Wärmeableitung kleiner

Tabelle II zeigt das Ergebnis für verschiedene Metalle.

Tabelle II

Metall	θ_s °C	t_s µs	n kW/cm ²
Blei	327	2 - 4	1,7
Zink	419	10	2,1
Aluminium	658	16	3,5
Messing	-	15	-
Kupfer	1083	22	7,8
Eisen	1528	15	6,7

Die so für die Anode errechnete Leistungsdichte ist erstaunlich hoch. Möchte man nun diese in ihre Faktoren, Stromdichte und für die Wärmeableitung benötigte Spannung aufteilen, so erhält man für Blei und Zink Werte, die gerade richtig erscheinen, nämlich ca. 10 Volt. Für die übrigen Metalle muß man eine Bündelung des Stromes in Einzelfäden mit höherer Stromdichte annehmen, wie es auch an Aluminium und gelagertem Kupfer nachzuweisen ist, und auf wahrscheinliche Spannungswerte von ca. 10 Volt zu kommen.

2. Das Verhalten von Spitzen und Drahtenden. Stoffabbau und Stoffanflug an Kupferelektroden.

Der Verhalten von Spitzen, an denen ein LB ansetzt, ist von besonderem Interesse, da dieser Fall stets beim Blitzableiter vorliegt und auch die Fußpunkte wandernder LB stets durch elektrodynamische oder thermische Wirkungen bis zu einer Spitze oder Kante fortgetrieben werden.

Die Versuche an Spitzen bieten den Vorteil

daß man die positive und negative Spur gleichzeitig erhalten kann, während bei Platten stets mit unsymmetrischen Elektroden (Platte - Spitze) gearbeitet werden mußte, um die Leistung des LB an einer gewünschten Stelle zu erzielen und sein Aussehen zu verhindern.

Abb. 17a zeigt 2 Kupferspitzen, die von dem LB einer Kondensatorentladung von 0,11 µs bei $J_{max} = 24000$ A, also dementsprechend $T = 10$ µs beansprucht wurde. Sowohl an der Kathode als auch an der Anode sind LB-Ansatzspuren auf einem großen Teil der Spitzen zu sehen; doch scheint der Hauptteil der Entladung nur über die äußersten Enden mit erhöhter Stromdichte geflossen zu sein, da sich an der Anode schon bei dieser kurzen Zeit eine glatte, angeschmolzene Oberfläche zeigt. Oberhalb dieser glatten Kuppe sind kleine Kupferkugeln zu sehen, die auf eine Aufteilung des positiven LB-Ansatzes in einen Haupt- und mehrere Nebenbogen schließen lassen. An der Kathode sind Spuren von aufgetragenen Kupfer festzustellen, das von der Anode herüber gewandert sein muß.

Wird bei gleicher Ladung der LB-Strom verkleinert bzw. die LB-Dauer vergrößert, so wird die Gesamtausdehnung der von LB befallenen Fläche kleiner, die glatte Anodekuppe aber zu einer ausgeprägten Kugel und die Kathodenspitze überzieht sich mit einer deutlich sichtbaren "Lappe". Abb. 17b zeigt die Veränderung zweier Kupferspitzen durch einen LB mit $J_{max} = 200$ A und $T = 1100$ µs. An beiden Spitzen sind Ringe von Anlaufspuren zu sehen, durch die eine Erwärmung der Oberfläche auf ca. 500 °C gekennzeichnet ist.

Die eben beschriebenen Erscheinungen treten an dünnen Drähten viel stärker hervor, da bei höherer Stromstärke die Aufhaltung des Fußpunktes durch Stromwärme im Draht wesentlich unterstützt werden kann und die Kühlung durch Wärmeleitung kleiner

ist. Bei zu hohen Stoßströmen kann natürlich auch der ganze Draht durch Stromwärme abgeschmolzen werden.

Abb. 18 zeigt das Ergebnis von Versuchen an Drähten von 0,45 mm Durchmesser, zwischen deren Enden ein LB von 0,24 As übergegangen ist. Bei 9000 A und 27 μ s wird der Draht noch durch Stromwärme stark erhitzt, was an der dunklen Anlauffarbe zu erkennen ist. Das positive Drahtende zeigt einen Materialverlust und läßt deutlich erkennen, wie weit der LB-Ansatz gereicht hat. Am negativen Ende sind nur Aufrauungen zu sehen sowie Spuren von frisch aufgetragenem Kupfer.

Bei 2000 A und 120 μ s spielt die Stromwärme keine Rolle mehr. Der LB setzt an einer kleinen Fläche an, kann den positiven Draht aber in größerer Tiefe anschmelzen. Der Materialverlust der Anode ist auf der Kathode als "Kappe" wiederzufinden. Beim Übergang zu noch kleineren Strömen und längeren Zeiten kann schliesslich das ganze Anodenende aufgeschmolzen werden und zieht sich zu einer Kugel zusammen. Die Kathode erhält eine kürzere, aber umso dickere Kappe, die in einer Spitze enden kann, sich meist aber auch in einer Kugel zusammenzieht.

Bei der gleichen elektrischen Ladung erhält man auch noch an abgerundeten Drahtenden von 1,5 mm Durchmesser Verformungen. Durch den größeren Wärmeeintrag aus den LB-Fußpunkten fallen die Anschmelzungen entsprechend kleiner aus. An der Anode zeigt sich nur noch ein "Hügel", wie er schon an Platten beobachtet wurde. Da sie nicht mehr so überhitzt wird, ist auch die Stoffwanderung wesentlich geringer, aber noch deutlich zu erkennen.

Abb. 19 a und b zeigen die Verformung von 2 mm starkem Kupferdraht bei einer konstanten Stromstärke von 125 A. für $T = 0,005$ sec und $T = 0,08$ sec. Die Anode zeigt schon kurz nach der

LB-Entstehung einen dünnen, langen Fortsatz von geschmolzenem Kupfer, der später zu einer Kugel anwächst. Gleichzeitig beginnt sich die Kathode mit einem Kupferbelag zu bedecken. Abb. 19a und b zeigen Schnitte durch die Kathoden- und Anodendenden. Während die Anode einfach aufgeschmolzenes gequollenes Metall zeigt (Kupferkristall), ist an der Kathode deutlich der Stoffauftrag zu erkennen. Dieser ist sehr dicht gelegert, an der Spitze des Stabes ist kein Zuwachs feststellbar, aber auch keine Schmelzzone, was darauf schließen läßt, daß bei hoher Belastung auch an der Kathode ein Stoffverlust und zwar durch direkte Verdampfung stattfindet.

Über die Größe der Stoffwanderung gilt folgender Versuch Aufschluß:

Über 2 in 10 mm Abstand sich gegenüber stehende Kupferdrähte von $d = 0,3$ mm Durchmesser wurde eine Kondensatorbatterie mit 0,24 As Ladung bei $I_{max} = 200$ A, $T = 1,2$ ms entladen. Es wurden 10 Versuche durchgeführt und die Drähte vorher und nachher gemeinsam gewogen. Vor dem Versuch war ein Draht 21,0 mg. Nach dem Übergang des LB wies sowohl die Anode als auch die Kathode an Drahtende eine Kugel auf, (Abb. 18), wobei der Anodendraht nur 20,6 mg, der Kathodendraht aber 21,4 mg wog. Der Gewichtsverlust der Anode von 0,4 mg war also auf der Kathode vollständig wiederzufinden. Es ist anzunehmen, daß der von der Anode zur Kathode übergegangene Stoff nicht nur in Dampfform, sondern i.T. als feinste Flüssigkeitströpfchen bereits von der Anode entfernt wird.

3. Der Einfluß der Stromwärme im Metall auf die Aufheizung der Fußpunkte.

Bereits im Abschnitt 1 und 2 war erwähnt worden, daß die Aufheizung eines LB-Fußpunktes unter Umständen durch die im Stromleiter erzeugte Wärme wesentlich unterstützt werden kann. Diese ist nicht polaritätsabhängig, so daß sie am positiven und am negativen Fußpunkt gleich wirksam ist.

Es ist bekannt, daß die Erwärmung eines Leiters durch Stromwärme nach der Funktion

$$Q = \frac{\rho}{4,19 \cdot \delta \cdot c} \int i^2 dt = f(I)$$

erfolgt 1), worin i die Stromdichte, ρ die Wichte, ρ der spezifische Widerstand und c die spezifische Wärme bedeuten. Durch die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte steigt die Temperatur rascher als linear an. Der Verlauf ist bereits von L. Binder 1) berechnet und von Avramescu 2) experimentell bestimmt worden. Für Kupfer wird für $F = \int i^2 dt$ $92,2 \cdot 10^3 \text{ A}^2\text{s/mm}^2$ gerade die Schmelztemperatur erreicht.

Tritt ein Stoßstrom über einen LB am Ende eines stabförmigen Leiters in diesen ein, so wird dieser bei konstantem Querschnitt und damit örtlich nicht veränderlicher Stromdichte gleichmäßig erwärmt und kann also auch ganz abgeschmolzen werden. Beim Eintritt des Stromes senkrecht in eine Platte kühlt aber die Stromdichte linear mit der Plattendicke und der Entfernung r von der Streineintrittsstelle, die thermische Beanspruchung F also mit dem Quadrat von δ und r (Fig. 6).

1) L. Binder, ETZ 37:1916, S. 589 und 606.
2) A. Avramescu, Beiträge zur Berechnung der Kurtschlußerwärmung, Diss. Dresden 1937.

Da die Größenordnung des Stromfluss zu kennzeichnen, sei angegeben, daß ein Blitz von 50000 A Stromstärke und 0,1 ms (10⁻⁴ s) Dauer einen Kupferdraht von 1 mm² Querschnitt gerade noch zum Schmelzen bringen, einen Draht von 2 mm² aber nur noch auf etwa 200°C erwärmen kann. Der gleiche Blitz würde bei einem Strahleneintritt von 1 cm ein Kupferblech von 0,3 mm Stärke um Energie aus dem LB-Fußpunkt dieses in einem Eintrittsfleck nur auf etwa 500°C, bei der doppelten Blechstärke aber nur auf etwa 100°C erwärmen können.

Aus den oben gewählten Beispielen ist ersichtlich, daß die Stromwärme nur in extremen Verhältnissen von Bedeutung ist, da ihr Einfluß mit dem Quadrat der Stromdichte sinkt.

Abb. 21a und 21b zeigen 2 Experimente, die in wesentlicher durch Stromwärme ausgeführt wurden. Zur Nachprüfung wurde der folgende Fall eingeschlagen:

Nach Seite 29 gilt bei Kupfer für die Schmelztemperatur

$$F_s = 92,2 \cdot 10^3 \frac{\text{A}^2\text{s}}{\text{mm}^2} = \int \frac{j^2 dt}{\delta}$$

worin j den Augenblickswert des Stromes und δ den in Frage kommenden Querschnitt bedeutet. Mit den Bezeichnungen aus Fig. 6 läßt sich schreiben:

$$F_s = \int \frac{j^2 dt}{\delta} \quad \text{oder} \quad V\delta = 92,2 \cdot 10^3 \frac{\text{mm}^3}{\text{A}^2\text{s}} \cdot \int j^2 dt$$

worin V das ausgeschmolzene Volumen bedeutet.

In Fig. 7 ist für eine Ladung von $0,18 \text{ As}$, $T = 10 \mu\text{s}$ das an der Kathode und Anode von einem LB-Fußpunkt ausgeschmolzene Volumen über der Foliendicke δ aufgetragen und das nach obiger Beziehung berechnete durch Stromwärme allein ausgeschmolzene Volumen eingetragen. Man sieht, daß in diesem Falle der Anteil der Stromwärme beim Ausschmelzen von dünnen Folien erheblich ist.

4. Das Abschmelzen von Kupferelektroden.

Das Hauptziel dieser Arbeit war zu untersuchen, inwiefern aus LB-Spuren Aussagen auf einen Blitz gemacht werden können. Bereits in Abschnitt 1 und 2 ist zu ersehen, wie mannigfaltig die von LB hinterlassenen Spuren sein können. Eine quantitative Auswertung erscheint mit Ausnahme des Versuches an dünnen Drähten bei langer LB-Dauer nicht möglich, weil die im Fußpunkt hervorgerufenen Veränderungen nur schlecht zu definieren sind. Auch die im LB-Fußpunkt ausgeschmolzene Metallmenge ist nur unter bestimmten Umständen gut ausmessbar.

a) Die Größe der in Kupferblechen ausgeschmolzenen Löcher.

Die zahlenmäßige Auswertung wurde nur an den Versuchen mit Kondensatorentladungen durchgeführt, wobei die Bleche (Folien) in die eingangs beschriebene Vorrichtung gespannt waren. Die ausgeschmolzenen Löcher wurden unter dem Mikroskop mit einem Okular-Mikrometer ausgemessen, oder bei genügender Größe durch Auszählen der sichtbaren Quadrate von unter die Folie gelegten Millimeterpapier ausgewertet und hieraus das geschmolzene Volumen errechnet.

Die Versuche haben gezeigt, daß an der Kathode wohl schon bei den kürzesten Zeiten eine Verdampfung an der Oberfläche erfolgt, jedoch ein

Aufschmelzen in größerer Tiefe erst nach gescheitelter langer LB-Dauer eintritt. Die bei hohen Stromdichten und kurzen Zeiten erhaltenen Löcher in dünnen Folien sind im wesentlichen durch Stromwärme ausgeschmolzen worden.

Die bei längeren Zeiten (wie bei LB-Drähten) in Folien erhaltenen Löcher weisen sehr unregelmäßige Größe auf, so daß eine zahlenmäßige Auswertung unterbleiben mußte. (s. Seite 21).

Die an der Anode in Folien und Blechen geschmolzenen Löcher waren hingegen gut auswertbar. Fig. 8 zeigt die Abhängigkeit des unter verschiedenen elektrischen Verhältnissen ausgeschmolzenen Volumens bei verschiedener Blechdicke. Man sieht, daß der Stromverlauf, bei einer bestimmten durch die LB geflossenen Ladung für die ausgeschmolzene Metallmenge von ausschlaggebender Bedeutung ist. Die Überschneidung der Kurven ist durch die Stromwärme bedingt, die bei gleicher Blechdicke mit dem Quadrat der Stromspitze wächst. Außerhalb dieses Gebietes, also bei dickeren Blechen, kann unmöglich geschmolzen werden, je kleiner der Strom, d.h. je kleiner die LB-Ansatzfläche, je länger die LB-Dauer und je dünner die Folie ist, da dann nur eine kleine Metallmenge aufgebracht werden kann und diese eher zum Schmelzen gebracht werden kann.

Den dünnen Folien fehlende Metallmenge ist aber nicht vollkommen aufgeschmolzen worden, sondern gerade bei kleinen Strom und langer Zeit werden ganze Teile durch die sich in die Folie einpressenden Einzelbogen herausgeschritten (vgl. Abb. 15).

Die bei anderen Ladungen erhaltenen Ergebnisse sind in Fig. 9 zusammengestellt.

b) Der Gewichtsverlust von Drähten und Stäben.
Für den Schalterbau ist es von Interesse, welche Zerstörung ein einmaliger, kurzzeitiger LB

an Kupferstücken hervorrufen kann. Dabei ist in erster Linie an Schaltstücke genügender Größe zu denken, die kühlend auf den LB-Fußpunkt wirken, so daß der Abbrand möglichst gering ist. Um die Wirksamkeit dieser Kühlung beurteilen zu können, wurde das gesamte Gebiet bis herab zu den kleinsten Querschnitten untersucht.

Beim Abschmelzen kleiner Kupferquerschnitte treten eine Reihe von Erscheinungen auf, über die noch berichtet werden soll, ehe auf die zahlenmäßigen Ergebnisse eingegangen wird.

Werden 2 mm starke Kupferelektroden mit ca. 300 Amp, belastet, also einer Stromdichte von ca. 100 A/mm^2 , so schmilzt die Anode unter Bildung von Einzeltropfen ab. Die Kathode aber zerspritzt heftig, was auf örtliche Dampfausbrüche schließen läßt. Ein Stoffanflug ist dann natürlich nicht mehr festzustellen.

Bei Versuchen von 0,1 sec. Dauer wurden die abgeschmolzenen Metallmengen an den Elektroden getrennt aufgefangen und gewogen. Unter Berücksichtigung des Gewichts der noch unverbrauchten Elektroden ergaben sich folgende Werte:

	Anode	Kathode
Abgeschmolzene Menge (Abschmelzzahl)	10	12 mg/As
davon geschmolzen	82	70 %
verdampft	18	30 %

Auch bei dickeren Stäben (4 mm Durchmesser) ist bei gleicher Stromstärke noch ein Zerspritzen, zum mindesten ein Wegdrängen des geschmolzenen Kathodenmetalls feststellbar. Das Zerspritzen setzt aber erst nach einer bestimmten Zeit ein und ist im Oszillogramm an starkem Unruhigwerden der Spannungskurve zu erkennen. Es können aber an der Kathode

de auch Tropfen entstehen, in denen sich das flüssige Metall sammelt. Abb. 22 zeigt eine Aufwicklungsreihe an wagrecht liegenden 4 mm starken Kupferstäben, an denen der Kathodentropfen gut zu erkennen ist. Abb. 23 zeigt einen Schnitt durch eine Kathode, wo im Gegensatz zu Abb. 20 zwischen Verdickung und Stab ein deutlich sichtbarer Spalt ist. Das flüssige Metall wird also am Stab entlang gedrückt.

Die Versuchsstäbe größeren Durchmessers mußten an ihrer Stirn kugelig bearbeitet werden, damit der LB in der Mitte haften blieb und nicht an die Kanten gedrängt wurde. Die auftretenden Erscheinungen bilden dann eine Brücke zu den Versuchen an Platten.

Zur quantitativen Auswertung wurden die dünnen Probestäbe in 10 mm Abstand von ihrer Stirn mit einer Rille versehen. Hierdurch war es möglich, die abgeschmolzene Stablänge auszumessen und daraus das Gewicht der fehlenden Menge zu errechnen. Dieses Verfahren ist genauer als die direkte Gewichtbestimmung aus der Differenz zweier Wägungen. Für bei den Probestäben größeren Durchmessers konnte das Verhältnis von abgeschmolzenen zum ursprünglichen Gewicht dadurch genügend groß gemacht werden, dass die Versuchsstücke nur 15 bis 20 mm lang waren und von einem 4 mm starken Draht, der in einer Bohrung der Rückseite steckt, getragen wurden. (s. Abb. 2).

Von den Versuchen mit verschiedenen Stabquerschnitten seien nur die Ergebnisse für die 10 mm Stäbe in Fig. 10 wiedergegeben, wo das abgeschmolzene Kupfergewicht für verschiedene Stromstärken in Abhängigkeit von der Zeit für Anode und Kathode aufgetragen ist. Man sieht, daß an der Kathode mehr geschmolzen wird als an der Anode im Gegensatz zu den Ergebnissen an Platten bei sehr kurzen Zeiten. Der Unterschied tritt aber erst von dem Zeitpunkt ein, wo die Kathode zu erspritzen beginnt. Die Kur-

ven nähern sich für hohe Stabbelastung (Strom/Stabquerschnitt) einer Geraden, d.h. die Abbrenngeschwindigkeit (g/s) wird annähernd konstant. Bei kleineren Belastungen wächst die Abbrenngeschwindigkeit mit der Zeit an, da die abschmelzenden Teile bereits vorerwärmt sind.

Von besonderem Interesse ist nun die Abbrenngeschwindigkeit für die Zeit $T = 0$, d.h. für noch kalte Elektroden, da diese Zahl auch für einen wandernden LB gilt. Der Einfluß der Stabdicke (Kühlung, Wärmeableitung) kann man aus Fig. 11 entnehmen, wo die Abbrenngeschwindigkeit von kalten Elektroden für verschiedene Stromstärken über dem Stabquerschnitt aufgetragen ist. Für Querschnitt $Q = 0$ erhält man die im LB-Fußpunkt abgeschmolzene Menge, wenn keine Wärmeableitung vorhanden wäre. Es ergeben sich hierfür die Abschmelzzahlen

$$S_+ = 10 \text{ mg/As}$$

$$S_- = 12 \text{ mg/As.}$$

Für große Querschnitte nähert sich die Abbrenngeschwindigkeit einem Grenzwert, d.h. der kleinste Abbrand, der man im günstigsten Fall an Kupferstücken erhalten kann. Die Werte für $Q \rightarrow \infty$ sind für Anode und Kathode nicht mehr wesentlich verschieden. An genügend grossen Elektroden kann man bei 1000 A mit einer Abschmelzzahl von

$$S(q \rightarrow \infty, 1000A) = 1 \text{ mg/As}$$

rechnen. Sie ändert sich ungefähr quadratisch mit dem Strom, so daß man schreiben kann:

$$S_{q \rightarrow \infty} = 1 \frac{\text{mg}}{\text{As}} \left(\frac{J}{1000A} \right)^2$$

Abschliessend sind in Abb. 24 noch Aufnahmen von kugelig bearbeiteten Kupferelektroden wiedergegeben, die von einem 2000 A-LB angeschmolzen wurden. Bei der zu Beginn des LB herrschenden hohen Stromdichte (einige 100 A/cm^2) wird das Kupfer im Anodenfußpunkt stark überhitzt und verdampft, so daß sich die für die Anode charakteristische Spur erst später ausbilden kann. An der Kathode ist das Abspritzen des flüssigen Metalles an den noch hängen gebliebenen Tröpfchen zu erkennen.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit werden Fußpunktspuren kurzdauernder Lichtbögen (10 μs bis $1/\text{ms}$) an Metallen in geeigneten Versuchsanordnungen untersucht.

Zunächst werden die Vorgänge bei Entstehung eines LB durch Funkenzündung und Abreisszündung besprochen.

Es werden Spuren an Flächen verschiedener Metalle unter verschiedenen elektrischen Bedingungen erzeugt und beschrieben. Es zeigt sich, daß sich die kathodischen und anodischen Spuren grundsätzlich voneinander unterscheiden.

An der Kathode sind bereits bei einer Ladung von 50 μC Spuren festzustellen, die hell metallisch leuchten. Es ist zu vermuten, daß sie mindestens bei Metallen mit höheren Schmelzpunkt durch direkte Verdampfung entstanden sind. Erst bei wesentlich größeren Ladungen zeigen sich je nach Schmelztemperatur und Wärmeleitfähigkeit des Metalles - auch Schmelzspuren. Die Schmelzwirkung ist jedoch viel geringer als an der Anode. Das flüssige Metall wird aus dem Fußpunkt weggedrückt. Zu Beginn des LB beträgt die Stromdichte im Fußpunkt einige 100 A/cm^2 .

An der Anode sind bei kleinen Ladungen (100 μ As) an gereinigtem Blei und Zink bereits glatt aussehende Schmelzspuren vorhanden, an Messing, Kupfer und Eisen aber nur Anlauffarben. An ungereinigten Oberflächen wird die sonst geschlossene Spur durch Einwirkung der die Metalle bedeckende, schlecht leitende Fremdschicht in viele Einzelspuren aufgelöst. Diese Erscheinung ist an Aluminium besonders ausgeprägt, da dies stets mit einer Oxidschicht bedeckt ist. Je nach Stromstärke und LB-Dauer findet schliesslich auch bei den Metallen mit höherem Schmelzpunkt ein Abschmelzen statt. Bei Kupfer bildet sich dann - im Gegensatz zur Kathode - eine hügelige, aufgequollene Spur aus.

Die Erscheinungen an der Anode lassen erkennen, daß es sich hier um einen einfachen Aufheizvorgang handelt. Aus großflächigen Spuren kann nach den Gesetzen der Wärmeleitung die Leistungsdichte errechnet werden, die nötig war, um Metalle in einer Zeit von einigen μ s an ihrer Oberfläche bis zum Schmelzen zu erhitzen. Sie beträgt mehrere kW/mm^2 .

Das Verhalten von Spitzen und Drahtenden wird beschrieben. Während sich an der Anode eine Schmelzkugel ausbildet und diese im Gewicht abnimmt, entsteht an der Kathode eine spitze bis kugelige Verdickung, die durch den von der Anode stammenden Stoffanflug aufgebaut wird. Bei hohen Stromdichten im Metall kann die Stromwärme die Aufheizung des LB-Fußpunktes wesentlich unterstützen.

Das Ausschmelzen von Kupferblechen und das Abschmelzen von Drähten und Stäben wird gemessen. Die geschmolzene Menge ist von der Polarität, aber auch vom Stromverlauf (Stromstärke und Zeit) und nicht nur von der durchgeflossenen Ladung abhängig. Die Gestalt und Größe der abschmelzenden Elektrode ist von großem Einfluß, da sie durch

Wärmeleitung kühlt auf die Fußpunkte wirkt. Die Abschmelzstrahlen können sich deshalb etwa im Verhältnis 1 : 15 ändern und betragen im Mittel 5 ng/As .

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Starkstrom- und Hochspannungstechnik der Technischen Hochschule Dresden ausgeführt.

Meinen hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. L. Binder gestatte ich mir, auch an dieser Stelle für die Anregung zu der Untersuchung sowie für das jederzeit entgegengebrachte fördernde Interesse und die wertvollen Ratschläge meinen ergebensten Dank auszusprechen.

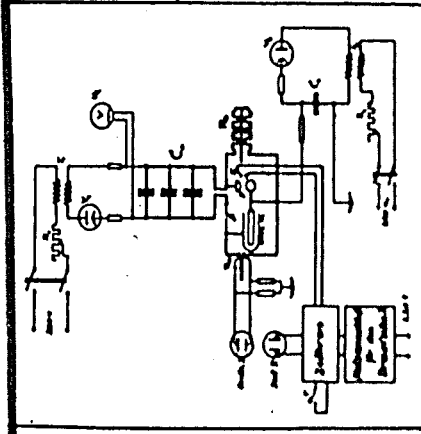


Fig. 1. Schaltung für die Versuche mit Kondensatorentladungen.

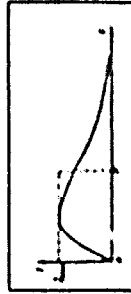


Fig. 2. Stromverlauf bei Kondensatorentladungen.

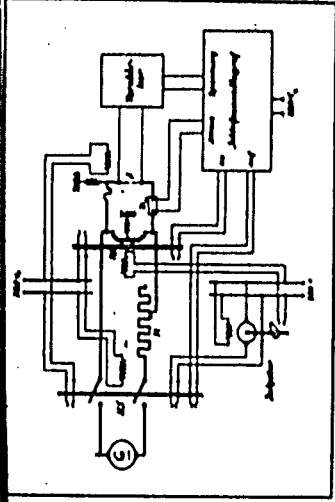


Fig. 3. Schaltung für die Versuche am Gleichstromgenerator.

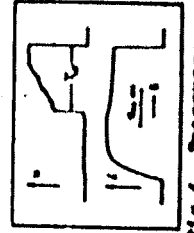


Fig. 4. Spannungsverlauf bei den Versuchen am Gleichstromgenerator.

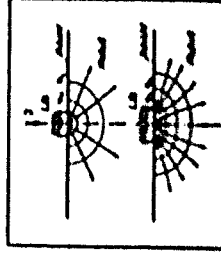


Fig. 5. Entwicklung der Amperehour an Aluminium.

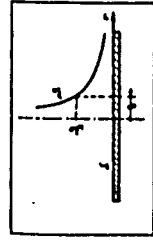


Fig. 6. Temperaturverlauf in einem Blech bei punktförmig ein-tretendem Strom

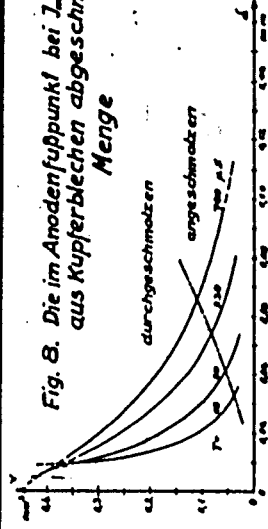


Fig. 8. Die im Anodenfußpunkt bei $I_{max} T = 0,18$ As aus Kupferblechen abgeschmolzene Menge

Fig. 7. Die in den Fußpunkten bei $I_{max} T = 10 \mu s$ aus Kupferblechen ausschmelzende Menge

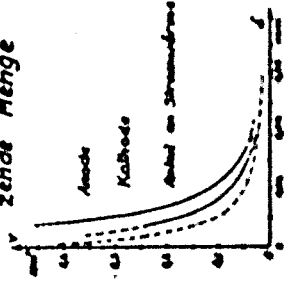


Fig. 9. Die im Anodenfußpunkt durch Kondensator-entladungen aus Kupferblechen ausschmelzende Menge.

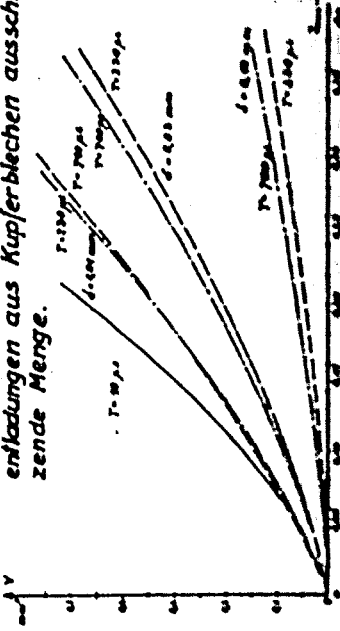


Fig. 10. Der Verlauf des Abbrandes von zylindr. Kupferstücken, $d = 12 \text{ mm}$

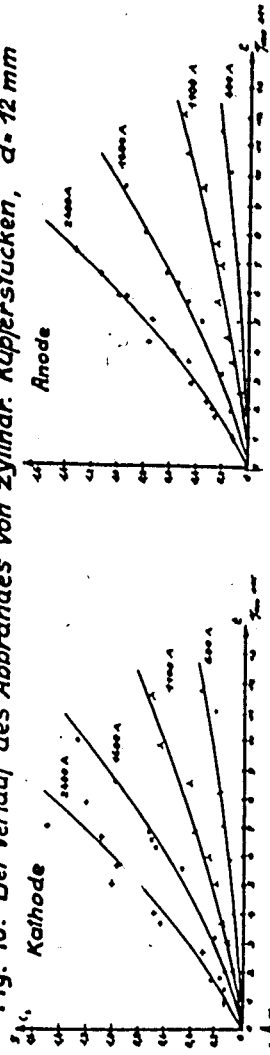
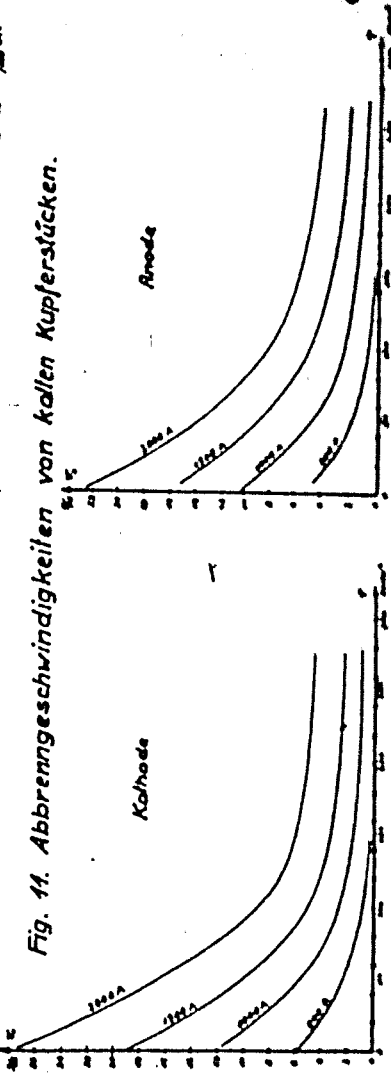


Fig. 11. Abbrenngeschwindigkeiten von kalten Kupferstücken.



887.



Abb.1. Einspannvorrichtung für die Versuche mit Kondensator-Entladungen mit aufgebautem Kondensator für die Hochspannungszündung.



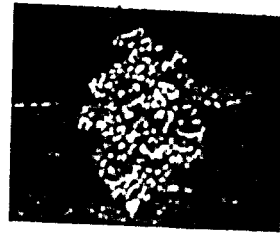
Abb.2. Einspannvorrichtung für die Starkstromversuche.



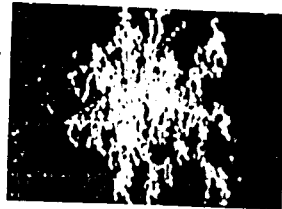
Abb.3. Schmorstellen an Kupferstücken
mit daneben ausgebildeten
LB-Spuren. Vergr. 3-fach.



Blei



Zink



Aluminium



Messing

Abb.4. Kathodenspuren an verschiedenen Metallen.
 $J_{\max} = 100 \text{ A}$ $T = 10 \mu\text{s}$ Vergr. 40-fach

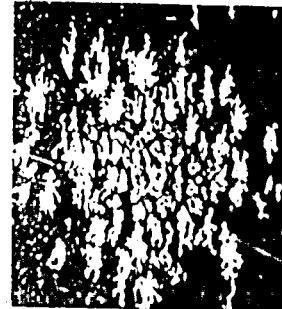
Faint, illegible text on the left page of the notebook, possibly bleed-through from the reverse side.



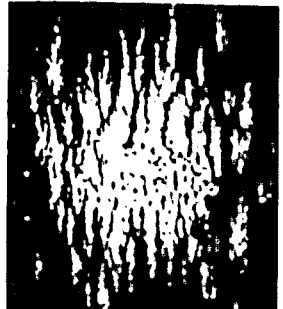
Blei



Zink



Aluminium



Kupfer



Eisen

Abb. 5. Kathodenplatten an verschiedenen Metallen.
Jahr 1900 Nr. 7 - 10. 1/2 Vergr. 10-fach



Abb. 6. Kathodenspur an
Aluminium.
Umax 4 500 A,
T = 500 μ s
Vergr. 10-fach.

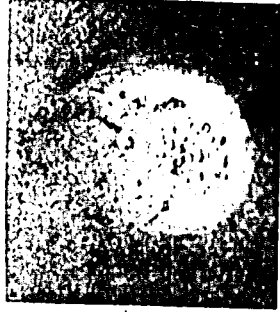
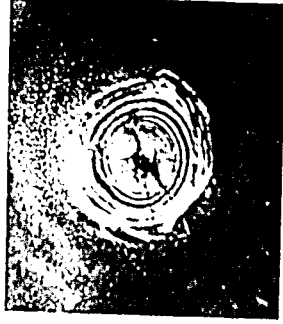


Abb. 7. Entwicklung der Kathodenspur an Kupferplatten
J = 600 A Vergr. 4-fach.



T = 0.01 sec



Abb.8. Kathodenspur an einem
Kupferblech $d = 0,03 \text{ mm}$
 $J_{\text{max}} = 300 \text{ A}$, $T = 200 \mu\text{s}$
Vergr. 10-fach.



Abb.9. Anodenspur an Blei
 $J_{\text{max}} = 500 \text{ A}$, $T = 10 \mu\text{s}$
Vergr. 10-fach.



Abb.10. Anodenspur an ge-
reinigtem Kupfer.
 $J_{\text{max}} = 500 \text{ A}$, $T = 500 \mu\text{s}$
Vergr. 10-fach.

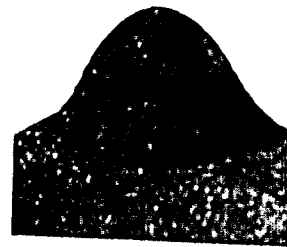


Abb.11. Schnitt durch eine
Anodenspur an einer Kupfer-
kugel.
Vergr. 10-fach.

55

89:



a. Zink



b. Aluminium



c. Messing



d. Kupfer

Abb.12. Anodenspuren an verschiedenen Metallen.
 $J_{max} = 27000 \text{ A}$, $T = 11 \mu\text{s}$
Vergr. 3-fach.



Abb.12. 60-fache Vergr. aus Abb. 12b.



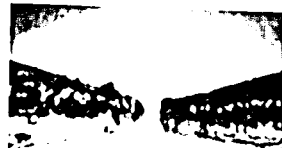
Abb.14. Anodenspur an Al-Lente. $J_{max} = 1000 \text{ A}$, $T = 100 \mu\text{s}$ Vergr. 10-fach.



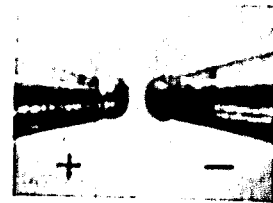
Abb.15. Anodenspur an Cu-Blech $\delta = 0,02$ $J_{max} = 200 \text{ A}$, $T = 200 \mu\text{s}$ Vergr. 10-fach.



Abb.16. Schnitt durch eine Anodenspur an Cu-Blech $\delta = 0,02$ $J = 400 \text{ A}$, $T = 0,05 \text{ sec}$



+



-

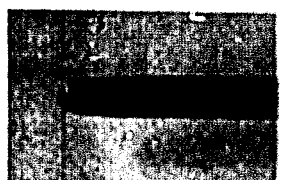
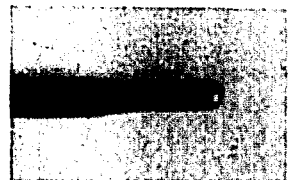
$J_{max} = 2000 \text{ A}$, $T = 10 \mu\text{s}$, $J_{max} = 200 \text{ A}$, $T = 100 \mu\text{s}$
Abb.17. Anschmelzung von Kupferdrähten durch eine Ladung von $Q = 0,05 \text{ As}$. Vergr. 12-fach.

53

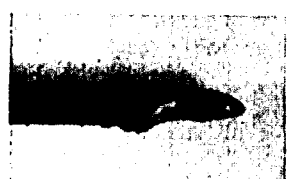
M

Anode

Kathode



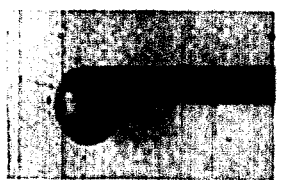
$J_{max} = 9000 \text{ A}, T = 27 \mu\text{s}$



$J_{max} = 2000 \text{ A}, T = 120 \mu\text{s}$



$J_{max} = 600 \text{ A}, T = 400 \mu\text{s}$

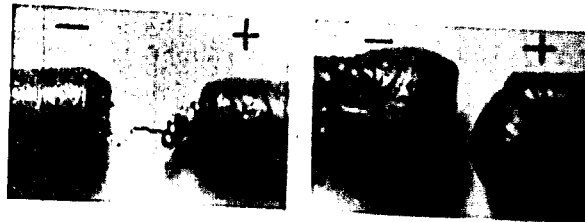


$J_{max} = 200 \text{ A}, T = 1200 \mu\text{s}$

Abb.18. Umbildung von Kupferdrähten. $d = 0,45 \text{ mm}$
durch eine Ladung von $0,24 \text{ As}$.

SAFETY

895



$T = 0,005 \text{ sec}$

$T = 0,08 \text{ sec}$

Abb.19. Verformung eines 2mm starken Kupferdrahtes durch einen Bogen von 125 A.



Abb.20. Schnitt durch die verformten Enden eines 2 mm starken Kupferdrahtes.
 $J = 125 \text{ A}$, $T = 0,05 \text{ sec}$.



Abb.21. Ausschmelzen von Kupferfolien . 0,01 mm
 $J_{\text{max}} = 18000 \text{ A}$, $T = 10 \mu\text{s}$ Vergr. 3-fach.

SP

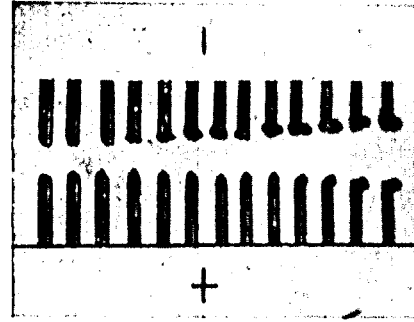


Abb.22. Verlauf der Abschmelzung
von waagrecht liegenden
Kupferstäben $d = 4$ mm
 $J = 300$ A.



Abb.23. Schnitt durch ein Kathodenende
eines 4mm-Kupferstabes.
 $J = 300$ A, $T = 0,04$ sec.



Abb.24. Abschmelzen von Kupferstäben.
 $d = 200$ mm, $J = 2000$ A, $T = 0,01$ sec.

89/

II W 897

Verschiedene Methoden
zur
experimentellen Größenbestimmung
kleinster Teilchen mit Röntgenstrahlen

Von der Technischen Hochschule Dresden
zur
Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte

Dissertation

Vorgelegt von
Stud.-Ass. Günter Freyer
aus Dresden

Referent: Professor Dr. rer. nat. Gebhard Wiedmann
Korreferent: Professor Dr. phil. Herbert Stuart

Eingereicht: 15. Juni 1939
Tag der mündlichen Prüfung: 14. Juli 1939

1939

Druck: Buchdruckerei Hugo Große, Dresden A 19, Paul Gerhardt Str. 3

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	Selle 3
Geschichtlicher Überblick	Selle 4
Experimenteller Teil I	Selle 9
1. Formel von Scherrer	Selle 9
2. Formel von Brill	Selle 13
3. Näherungsformel von Brill	Selle 19
Experimenteller Teil II (Hohlröhren-Methode von Brill)	Selle 21
1. Theorie	Selle 21
2. Versuche	Selle 23
a) Herstellung der Röhren	Selle 23
b) Aufnahmekammer	Selle 24
c) Strahlung	Selle 25
3. Ergebnisse	Selle 25
Experimenteller Teil III (Folien-Aufnahmen)	Selle 38
Aufnahmeverfahren A	Selle 38
Aufnahmeverfahren B	Selle 41
Zusammenfassung	Selle 46
Literatur-Verzeichnis	Selle 47

Zur Bestimmung der Teilchengröße sind bisher eine Reihe von Methoden bekannt, die teils mit optischen, teils mit chemischen Mitteln arbeiten; Zsigmondy¹⁾ gibt in seinem Buche über Kolloidchemie einige davon an: Makroskopisch lassen sich nur verhältnismäßig große Teilchen infolge des begrenzten Auflösungsvermögens bestimmen. Einen Schritt weiter führt das Ultramikroskop. Ihm zur Seite stehen die Ultrazentrifuge sowie die Verwendung des Dialyfilters. Die genannten Methoden haben aber insofern einen Nachteil, als sie nicht unterscheiden können, ob es sich bei den gemessenen Teilchengrößen um die wirklich vorhandenen kleinen Teilchen oder um Zusammenballungen derselben handelt. Frei von dieser Ungewißheit dagegen sind die röntgenographische Methode sowie die Anwendung der Elektronenbeugung. Da es sich in diesen beiden Fällen um Beugungsvorgänge an Kristalliten selbst handelt und da besonders die Röntgenstrahlen ins Innerste der eventuell vorhandenen Zusammenballungen eindringen, können mit diesen beiden Verfahren die tatsächlichen Kristallitgrößen gefunden werden. Neuerdings ist die Beugungsmethode mit Elektronen sehr weitgehend fortgeführt worden; wie haben das recht gut entwickelte Elektronenmikroskop, dessen Auflösungsvermögen weit über das des Lichtmikroskops hinausgeht und um ihn zu Kristallitgrößen von 100 Å sicher vordringen läßt. Doch auch bei diesem Instrument steht noch nicht endgültig fest, ob die Messungen die wahren Kristallitgrößen ergeben oder ob durch Zusammenballungen von mehreren Kristalliten die Beobachtungen gefälscht werden. Einen großen Vorteil bietet das Elektronenmikroskop zweifellos; denn mit ihm kann eine Teilchengrößenverteilung festgestellt werden. Bei den anderen Methoden läßt sich eine Verteilung nicht mit so großer Bestimmtheit angeben; sie dürfte aber röntgenographisch zum Teil möglich sein.

In der vorliegenden Arbeit soll speziell auf die Methoden und ihre Entwicklung eingegangen werden, die mit Hilfe von Röntgenstrahlen die Teilchengrößen bestimmen lassen. Die Grundlagen nehmen das von Debye und Scherrer entwickelte

Verfahren zur Grundlage: In einer zylindrischen Kammer, an deren Innenwand der Film liegt, dreht sich in der Mitte das Präparat, ein Röhrchen, das von monochromatischer, paralleler Röntgenstrahlung getroffen wird. Die Interferenz- und Beugungserscheinungen auf dem Film sind Kurven höherer Ordnung. Aus der Art dieser Linien lassen sich Aussagen machen über die Größe und Gestalt der im Röhrchen befindlichen Substanz.

An die Spitze dieser Arbeit sei eine Übersicht über die Ausbildung der Interferenzlinien gestellt, wie sie D. Beischer¹⁾ aufgestellt hat:

Klassifikation:

Kristallit-Größe	Größenordnung	Interferenz
$> 10^{-4}$ cm	groß	punktförmig, gekörnt
$10^{-4} - 10^{-3}$ cm	mittel	scharfe Linien
$10^{-3} - 10^{-4}$ cm	klein	verbreiterte Linien
$10^{-4} - 10^{-5}$ cm	sehr klein	stark verbreit. Linien

Mit Hilfe dieser Tabelle läßt sich schon visuell aus den Aufnahmen schätzen, von welcher Größenordnung die untersuchten Teilchen sind.

Geschichtlicher Überblick

Das Bestreben, die Größe der Teilchen einer Substanz, besonders die von Kolloiden, zu bestimmen, war seit langem das Ziel des Chemikers. Die großen und mittleren Teilchen ließen sich leicht mit den oben erwähnten Mitteln, den Filtern, messen. Schwieriger gestalteten sich die Messungen der kleinen und sehr kleinen Teilchen. Das Ultramikroskop war das einzige Hilfsmittel, das zur Verfügung stand; die Ergebnisse aber befriedigten meist nicht. So kam es, daß die Forscher Umschau hielten nach neuen Methoden. Mit der Entwicklung und immer größeren Anwendung der Röntgenstrahlen schien sich eine neue Möglichkeit zu eröffnen. Die grundlegenden Erkenntnisse über die Beugungs- und Interferenz-Erscheinungen, verbunden mit den verschiedenen Aufnahmeverfahren, bildeten die Voraussetzung zu der vor etwa 20 Jahren von P. Scherrer¹⁾

erstmalig erschienenen Berechnung der Teilchengröße. Es hand, daß die Linien eines Debye-Scherrer-Diagramms mit abnehmender Teilchengröße an Breite zunehmen. Dem Zusammenhang zwischen dieser Breite und der Teilchengröße gab Scherrer in Form einer Gleichung wieder:

$$B = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\lambda} \frac{1}{\cos \theta} + b} \quad (1)$$

Es bedeuten hierin:

- B: Die im Bogenmaß gemessene „Breite“ der Interferenzlinien,
- b: die Verbreiterung der Linien durch die Führeigenschaften,
- λ : die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung,
- θ : die gesuchte Teilchengröße,
- θ : den Reflexions- oder Glanzwinkel.

(Unter der „Breite“ sei im Folgenden verstanden die Flächverbreiterung, d. h. die Breite einer Interferenz, an höherer Stelle ihrer Intensität gemessen.) Die Aufnahmen mußten also jeweils photographiert werden. Die Trennung der wahren Breite von dem Einfluß, den die Absorption an verschiedenen Stellen im Röhrchen bewirkt, war schwierig. Scherrer kam bei seinen Messungen zu dem Ergebnis, daß gefälltes Gold scharfe Linien erzeugt, also große Teilchen besitzt, daß hingegen kolloidales Gold Linien Teilchen von der Größe $8,6 \text{ m}\mu$ enthält. Kolloidales Silber hat auch zum Teilchen, die von der gleichen Größenordnung sind. Es schätzte die Größe aber nur auf Grund der Aufnahme; die Breiten der Linien hat er nicht gemessen. Für die Fälle, bei denen die Linien zu dicht beieinander liegen, sollten nach Scherrer größere Wellenlängen benutzt werden. Auch wies er schon darauf hin, daß eine ungewollte Strahlung ungünstig sei, da die Absorption im Röhrchen sehr stark zunimmt.

Nachdem Scherrer den Anstoß zu diesen Untersuchungen gegeben hatte, folgten einige Jahre später in kurzen Abständen mehrere Arbeiten. Es sei zunächst erwähnt, daß E. van Arkel²⁾ um der Linienverbreiterung auf die Verfestigung von Werkstoffen schickte. Dann folgte eine für die weiteren Arbeiten meist als Ausgangspunkt dienende sehr theoretische und allgemein gültige Abhandlung von M. v. Laue³⁾. Im folgenden Jahre erschienen zwei Arbeiten, die wieder die Untersuchungen über die Verfestigung aufnahmen. Es waren dies Arbeiten von K. Becker⁴⁾ und G. Sachs⁵⁾.

Göler⁷⁾). Darauf erfuhr Laue's Theorie noch eine Erweiterung durch A. L. Patterson⁸⁾). Das nächste Jahr schon brachte eine Reihe von Arbeiten, die für die Teilchengrößenbestimmung von besonderer Bedeutung waren. Brill⁹⁾ unterzog die von Scherrer gegebene Formel an Hand der Berechnungen von Laue einer scharfen Kritik und stellte fest, daß Scherrer's Formel nur für stark absorbierende Präparate gültig sei; für andere aber völlig falsche Werte liefere. Er verbesserte sie durch eine neue Formel, wobei er gleichzeitig die Bedingungen untersuchte, denen die Aufnahmen zur genauen Teilchengrößenbestimmung genügen müßten. Hengstenberg und Mark¹⁰⁾ gaben eine Anwendung dieser Formel auf Zellulose und Kautschuk. Noch im gleichen Jahre brachte Brill¹¹⁾ ein völlig neues, von den bisherigen Methoden abweichendes Verfahren heraus. Er benutzte ein Hohlröhrchen-Präparat. Ausgehend von Laue's theoretischen Ergebnissen entwickelte er die Auswertungsmethode für diese Aufnahmen. Er zeigte, daß man nun zwei dicht beieinander liegende Linien, also eine Linienaufspaltung, erhielt, deren Entfernung ein Maß für die Teilchengröße sei. Dieses Verfahren konnten Brill und Pelzer¹²⁾ im nächsten Jahre noch vervollkommen. Gleichzeitig erschien von denselben Verfassern¹³⁾ eine „Exakte Behandlung des Falles undurchlässiger Präparate“ für die Methode mit Vollröhrchen. Hierbei wurde die Absorption erzwungen durch einen Bleigaskern. Dadurch gelang es, sämtliche Präparate mit verschiedener Absorption nach ein- und derselben Methode zu bestimmen. Den Einfluß der Strahlendivergenz untersuchte Cameron¹⁴⁾). Ober genaue Messungen der Breite teilten Cagliatti und Sachs¹⁵⁾ wesentliche Punkte mit. Eine Anwendung der Laue'schen Berechnungen für hexagonale Systeme gaben Fricke und Lüdeke¹⁶⁾). Von besonderer Bedeutung in diesem Jahre war die Arbeit von Wever und Pfarr¹⁷⁾), die den Einfluß des K_{α} -Dubletts auf die Linienverbreiterung graphisch berücksichtigte. Bald folgte eine zusammenfassende Arbeit über die Röntgenspektroskopie amorpher Gele von R. Fricke¹⁸⁾), in der dieser die Teilchengrößenbestimmung nach den bekannten Verfahren erwähnte. Ein zusammenfassender Bericht¹⁹⁾ über die Röntgenoskopie und Elektronoskopie von dispersen Systemen folgte. Fricke, Schnabel und Beck²⁰⁾ berichteten über ihre Arbeiten, die sich mit dem Photometer-Ausschlag und der Interferenz-

Intensität für nichtlineare Schwärzungskurve belichten. Es wurde hier auch über die Teilchengrößenbestimmung in verschiedenen Achsenrichtungen berichtet. Eine Kristallgrößenbestimmung von Steinsalz nach Brill's und Laue's Berechnungen lieferten Hofmann und Wilm²¹⁾ durch. Um die etwas unvollständige Richtung nach der ersten Methode (s. 13) zu vermeiden, brachte Brill²²⁾ im gleichen Jahre eine Näherungsformel für undurchlässige Präparate. Kochendörfer²³⁾ gab eine Anwendung der Teilchengrößenbestimmung an Blechen. Eine neuere Untersuchung über die Gültigkeit der Formeln von Scherrer und Brill - die Bestimmungen - veröffentlichten die Engländer Haley & Tessey²⁴⁾. Sie konnten nachweisen, daß die Scherrer-Formel sehr ungenau ist, die Brill-Formel sehr gut brauchbar sei. Wichtig für die Bestimmungen war eine Arbeit von Möller und Roth²⁵⁾, in der gezeigt wurde, daß die Breite sowohl von der Gradation des Films als auch von der Belichtungszeit sehr abhängig sein kann. Sie gaben ein Verfahren an, diesen Einfluß auszuschalten, indem sie die gemessenen Breiten mit Hilfe der Gradationskurve in absolute Einheiten umzeichneten. Die Teilchengrößenbestimmung durch optische Methoden und die Wirkung von Licht verschiedener Wellenlängen hierbei wurde von Schweyer²⁶⁾ untersucht. Eine sehr instructive reiche Abhandlung über die verschiedenen Ursachen einer Linienverbreiterung ließ R. Fricke²⁷⁾ erscheinen. Es war darauf hin, daß mitunter auch Gitterstörungen eine Verbreiterung verursachen können. Dabei zeigte er Wege, wie erkannt werden kann, ob eine Gitterstörung vorliegt oder nicht.

Alle bisher genannten Arbeiten verwenden Röntgenstrahlen. D. Beischer²⁸⁾ zeigte, daß außer den Röntgenstrahlen, dies in den Fällen, in denen eine amorphe Struktur im Röntgenstrahlengang erscheint, die Elektronenbeugung zum Ziele führen kann. Zur Auswertung benutzte er die Scherrer'sche Formel. Für die Optik δ setzte er die Breite des Elektronenstrahles ein. Allerdings voraussetzte die Elektronenbeugungsmethode bei Teilchen über 100 \AA , d. h. 10^{-8} m , in diesem Falle führt also allein die Röntgenstrahlen-Methode zum Ziele. Erwähnt wurde in dieser Arbeit auch die Anwendung des Elektronenmikroskops, dessen bisherige Leistungsgrenze verhältnißmäßig bei 100 \AA liegt, obwohl theoretisch noch bequem eine weitaus höhere Leistungsmöglichkeit sein müßte. F. W. Jones²⁹⁾ behandelte

50

907

- 8 -

das Problem der Teilchengrößenbestimmung in letzter Zeit noch einmal ausführlich; er benutzte das Gemisch eines Präparates bekannter Größe mit einem Präparat unbekannter Größe. Dabei wurden sämtliche experimentellen Bedingungen und Einflüsse auf die Interferenzbreiten untersucht. Die Methode wurde zur Bestimmung kolloidalen Goldes angewandt, wobei als Standard-Präparat das Element Molybdän diente. Nach welcher Methode aber die Größe von Molybdän bestimmt worden war, ist aus seiner Arbeit nicht zu entnehmen.

Die im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchenden Substanzen waren:

kolloidales Gold, kolloidales Silber (Collargol)
und Magnesiumoxyd.

Die beiden ersten Substanzen waren dankenswerter Weise von der Firma Chemische Fabrik v. Heyden, Radebeul-Dresden, zur Verfügung gestellt worden. Die von der genannten Firma durchgeführten Messungen mit dem Ultramikroskop hatten für Gold 12,2 μ und für Silber 12,15 μ ergeben. Um genauere Werte zu erhalten, sollten die Substanzen röntgenographisch untersucht werden. Es sei vorwegbemerkt, daß es sich bei den Zahlenangaben um Mittelwerte handelt und daher die Angabe auf 1/100 μ nicht gerechtfertigt erscheint. Im Ultramikroskop wurde also festgestellt, daß Gold und Silber nahezu die gleiche Größe besaßen. Das Magnesiumoxyd war von mir als Vergleichssubstanz gewählt worden. Zur röntgenographischen Bestimmung der Teilchen wurden die verschiedenen Verfahren von Scherrer und Brill angewandt.

908

- 9 -

Experimenteller Teil I. Teilchengrößenbestimmung mit Breitenmessungen.

I. Formel von Scherrer.

Die drei Präparate wurden — wie es bei Debye-Scherrer-Aufnahmen üblich ist — in Lindemann-Röhren eingefüllt, deren Radius 0,25 mm betrug. Das Röhrechen wurde mit Klebwachs an der Drehachse der Aufnahmekammer zentriert. Der Umfang der Kammer betrug 180 mm und die Blendendurchmesser vorn 0,9 mm und am Präparat 0,7 mm. Es wurde also mit paralleler Strahlung gearbeitet. Um eine Verbreiterung der Linien infolge schlechter Zentrierung zu vermeiden, wurde das Röhrechen mit besonderer Sorgfalt zentriert. Verwendet wurde Cu K α Strahlung mit Ni-Filter. Als Aufnahmematerial diente Agfa-Lau-Film.

Die Röntgenröhre besaß eine schwerfällige Antikathode, was durch eine hohe Belastung ermöglicht wurde. Die Belichtungszeiten lagen bei etwa 35 Minuten; die Betriebsdaten der Röhre waren 22 mA und 45 KV. Infolge der starken, an jeder Stelle über verschiedenen Absorption im Präparat zeigen die Aufnahmen mit starken Grundschleier; denn die Strahlung wurde erheblich gestreut. Diese Erscheinung erwies sich bei der Messung des Beugens als nicht nachteilig.

Mit Hilfe eines Zeiß'schen Registrierphotometers wurden die Intensitäten der Interferenzlinien aufgezichnet. Zunächst wurde die Gradationskurve des Films aufgestellt mittels eines DEN-Stufenkeiles. Durch Vergleich der photometrischen Aufnahmen mit dem Stufenkeil konnte festgestellt werden, ob die Schwärzungen auch im geradlinigen Teile der Schwärzungskurve lagen, andernfalls wurden die gemessenen Photometer-Auswüchse auch dem von Möller und Roth (s. 25) ermittelten Verfahren so adäquate Transparenzen umgezeichnet. In den meisten Fällen waren die Schwärzungen geringer als 1,3, so daß für den verwendeten Film diese im geradlinigen Teile der Kurve lagen. Scherrer erwähnte in seiner Arbeit nur, daß auf die Gradation zu achten sei, er gab jedoch nicht an, in welcher Weise das Vermessen der Beuge vorgenommen werden sollte. Die Grundschwärzung wurde deshalb graphisch berücksichtigt. Am Photometer wurde das Überstrahlungverhältnis

906

1:10 gewählt. Damit ließen sich die Breiten aus den auf Platten aufgenommenen Intensitätskurven gut vermessen.

Zunächst wurden die Aufnahmen von Gold, Silber und Magnesiumoxyd nach dem angegebenen Verfahren ausgewertet. Die dazu notwendigen Reflexionswinkel wurden aus der bekannten Achsenlänge a^{20} berechnet, nachdem die zugehörigen Ebenen mit Hilfe der Hull'schen Kurven bestimmt worden waren.

Tabelle 1. Au.

E	B	B-b	A
(111)	0,72	0,52	8,4
(220)	0,79	0,59	8,3
(113)	0,91	0,71	7,5

Mittel: 8,1 μ

Der Präparatdurchmesser betrug 0,5 mm. Die Größe b wurde nach Scherrer bestimmt aus der Kurve

$$B = t \left(\frac{1}{\cos \theta} \right) \quad (2)$$

da eine Gerade ist, b ergab sich hierbei als Abschnitt auf der B-Achse. Im Falle Gold wurde $b = 0,2$ mm gefunden. Wegen des starken Grundschlurs waren die Linienintensitäten sehr gering.

Tabelle 2. Ag.

E	B	B-b	A
(111)	0,73	0,22	15,7
(220)	0,74	0,31	15,8
(113)	0,73	0,30	17,7

Mittel: 16,4 μ

Bei dieser Aufnahme ergab sich $b = 0,43$ mm.

907

Tabelle 3. MgO

E	B	B-b	A
(200)	0,50	0,20	22,0
(220)	0,52	0,22	22,0
(222)	0,47	0,17	21,5
(240)	0,55	0,25	22,4

Mittel: 25,3 μ

Für MgO wurde $b = 0,1$ mm bestimmt.

Die Genauigkeit dieser Werte war gegeben durch die Messung von B, die auf $\pm 5\%$ angegeben werden kann, und durch die Bestimmung von b. Hierbei war allerdings der mögliche Fehler groß. Die Punkte der B-Werte streuten stark, so daß nur schwer durch sie eine Gerade gelegt werden konnte. b wird daher mit einem Fehler von mindestens $\pm 15\%$ behaftet sein. Der Gesamtfehler beträgt also 20% .

Im Vergleich zu den Ergebnissen der folgenden Methoden waren diese Werte die schlechtesten.

Brill (8, 9) wies nach, daß die Scherrer'sche Formel eine Gültigkeit besitzt für stark absorbierende Präparate. MgO absorbiert aber nur sehr wenig. Dabei mußte der MgO-Wert sehr ungenau, die Werte für Au und Ag schon genauer sein. Brill führte einen Bleiglasfenster ein, an dessen Oberfläche eine dünne Präparatschicht aufgebracht wurde. Auf diese Weise erzwingt er bei jeder Substanz gleiche Absorption, denn die dünne Schicht hat auf die Absorption so gut wie keinen Einfluß.

Bei dieser Methode ist die Präparatdicke t durch die Formel

Ein Bleiglas-Stoßfenster wurde ebenfalls verwendet und durch die Substanz gewählt, so daß sich eine ganz dünne Schicht auf dem Fenstern abweichend wurden die Präparate wie folgt hergestellt. Nach genauer Messung des Bleiglasfensters Durchmesser im Komparator bzw. mit dem Mikrometer wurde ein Stoßfenster

lodium getaucht und durch die Substanz gewalzt. Dabei zog sich der Überzug so stark zusammen, daß nur eine glatte und glatte Schicht übrigblieb. Dieses Verfahren hat sich als bewährt. Mit diesen Stäbchen ergaben sich gute Aufnahmen bei sehr geringem Grundsleier; die Schwärzung der Linien war stark genug. Die Belichtungszeiten könnten wesentlich gesenkt werden, und zwar auf etwa ein Fünftel der oben angegebenen Zeiten.

Da nun alle drei Präparate stark absorbieren, mußte bei der Auswertung die Scherrer-Formel berechnigt erscheinen. In der Tat fielen die Werte besonders für MgO wesentlich niedriger aus.

Tabelle 4. Au

E	B	B · b	A
(111)	0,67	0,48	9,2
(200)	0,65	0,46	9,6
(220)	0,74	0,55	8,8
(113)	0,77	0,58	9,1

Mittel: 9,1 m μ

Für Gold betrug der Stäbchendurchmesser 0,68 mm. Für b wurde nach obigem Verfahren zu 0,19 mm bestimmt. Da die Kurvenpunkte nicht so stark streuten, konnte hier die Gerade etwas genauer gelegt werden.

Tabelle 5. Ag

E	B	B · b	A
(111)	0,56	0,36	12,5
(220)	0,56	0,36	13,8
(113)	0,63	0,43	12,6

Mittel: 12,9 m μ

Beim Ag betrug der Stäbchendurchmesser 0,02 mm. Für b wurde der Wert 0,2 mm gefunden.

Tabelle 6. MgO

E	B	B · b	A
(200)	0,34	0,30	14,6
(220)	0,38	0,34	14,9
(222)	0,41	0,37	14,6

Mittel 14,7

Der Stäbchendurchmesser war hierbei 0,42 mm, b konnte auf 0,04 mm bestimmt werden.

Die Genauigkeit dieser Werte dürfte auch nur 2% betragen.

Zusammenfassend sei über die Scherrer-Formel gesagt:

Ihre Gültigkeit für absorbierende Präparate konnte bestritten werden; es ließen sich aber mit ihr keine absolut genauen Werte für die Teilchengrößen angeben. Dies liegt in der mangelhaften Bestimmung der Größe b begründet. Die Einführung des Bragg-Kernes erschien unbedingt notwendig, führte jedoch auch nur zu größenordnungsmäßig richtigen Ergebnissen. Es zeigte sich, daß die Scherrer-Formel meist zu große Werte liefert. Hinsichtlich der Präparate wurde demnach gefunden, daß Ag etwas größer war als Au, beide aber kleiner als MgO. Die absoluten Größen lassen sich dagegen mit der nachstehenden von Brill entwickelten Methode wesentlich genauer bestimmen.

2. Formel von Brill

An Hand von genauen Untersuchungen über die Gültigkeit und die Brauchbarkeit der Scherrer-Formel kam Brill (s. 9) zu der Erkenntnis, daß diese große Mängel hat. Er verließ sich zunächst auf die Messungen der Breiten und gab — wie eingangs erwähnt — Kurvenlinien zur exakten Bestimmung der Breiten. Bald behandelte er aber den Fall vollkommener Undurchlässigkeit exakt (s. 10). Er fand experimentell, daß „bei Substanzen mit relativ sehr großen Elementarkriställchen Interferenzen auftraten, die schwächer waren, als sie nach den in Mitteilung I (s. 9) angeführten Überlegungen zu sein sollten“. Brill ging von den theoretischen Arbeiten Landé's (s. 5) aus und

spezialisierte jetzt die Berechnungen für den Fall vollkommener Absorption. (s. 13).

Mit Hilfe der von Brill aufgestellten Kurventafel wurde es leicht möglich, aus einer einfachen Breitenmessung und der Bestimmung des zum Ablenkungswinkel γ gehörigen Wertes η'' (gegebenenfalls durch Interpolation) aus Gleichung (3) die Teilchengröße zu berechnen.

$$\eta'' = \frac{1}{4\pi} \frac{z}{A} \quad (3)$$

Die Gleichung gilt nur für kubische Substanzen.

Brill erwähnte hier, daß die größten prozentualen Fehler bei kleinen η'' -Werten auftreten. Für diese werden aber die Breiten schon sehr klein.

Der Vorteil dieser Methode bestand darin, daß aus jeder einzelnen Interferenz allein eine Teilchengrößenbestimmung möglich wurde.

Voraussetzung für die Benutzung der Kurventafel ist, daß die Linienverbreiterung durch das K_{α} -Dublett berücksichtigt wird. Dazu hatte Brill⁽¹⁾ ein Verfahren angegeben, das eine rechnerische Korrektur erlaubt. Während Scherrer darauf keine Rücksicht nahm, hielt Brill die Wirkung der Dublett-Struktur für besonders wichtig.

Bei der Auswertung wurde diese Korrektur angebracht. Die Größe δ konnte leicht bestimmt werden aus dem Winkelunterschied der beiden K_{α} -Linien, umgerechnet auf den vorliegenden Kammer-Radius. In den Tabellen ist δ für jede Ebene angegeben. Als Wellenlänge wurde die der K_{α} -Linie — für Cu K_{α} 1,537 Å — verwendet.

Brill's Untersuchungen⁽²⁾ ergaben ferner, daß in manchen Fällen noch eine weitere Korrektur der Breite erforderlich wird. Das Vorhandensein des Grundscheiters ließ oft nicht genau erkennen, von welcher Stelle an die halbe Höhe der Intensität gemessen werden mußte.

Die Korrektur ist jedoch nur in den wenigsten Fällen nötig; sie konnte bei den untersuchten Substanzen unberücksichtigt bleiben.

Ergebnisse.

Die Aufnahmen wurden ebenfalls mit Cu K_{α} -Strahlung an der in Abschnitt 1) erwähnten Apparatur gemacht, und zwar unter den

gleichen Bedingungen ($35 \text{ kV} = 1,22 \text{ mA}$, 20 min , 4 cm Abstand). Es notwendig, die erhaltenen Werte mit den von Brill⁽¹⁾ erhaltenen nach dem oben angegebenen Verfahren zu vergleichen. Die erhaltenen Werte sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Table 7. V_2O_5

E	$\frac{b}{\text{gcm}^3}$	$\frac{b}{\text{Å}^3}$	γ	η''
(111)	0,67	0,68	1,00	1,00
(200)	0,65	0,62	0,71	1,00
(220)	0,74	0,71	0,50	1,00
(113)	0,77	0,75	0,42	1,00

Stabchendurchmesser ca. 0,68 mm

$M = 146,0$
 $\rho = 5,1 \text{ g/cm}^3$

Table 8. V_2O_5

E	$\frac{b}{\text{gcm}^3}$	$\frac{b}{\text{Å}^3}$	γ	η''
(111)	0,56	0,54	0,71	1,00
(220)	0,56	0,53	0,50	1,00
(113)	0,63	0,58	0,42	1,00

Stabchendurchmesser ca. 0,62 mm

$M = 146,0$
 $\rho = 5,1 \text{ g/cm}^3$

Table 9. V_2O_5

E	$\frac{b}{\text{gcm}^3}$	$\frac{b}{\text{Å}^3}$	γ	η''
(200)	0,33	0,31	0,66	1,00
(220)	0,38	0,34	0,59	1,00
(222)	0,41	0,37	0,42	1,00

Stabchendurchmesser ca. 0,42 mm

$M = 146,0$
 $\rho = 5,1 \text{ g/cm}^3$

Die Methode mit Bleigaskern unter Anwendung der Korrekturen ist heute die exakteste. Die Fehler werden dabei weitgehend eingeschränkt. Diese bestehen im wesentlichen nur in dem Fehler bei der Messung der Breiten, der zu 5% angegeben werden kann, und dem Fehler bei Bestimmung des Präparatdurchmessers, der mit 1% angesetzt werden kann. Der Gesamtfehler ist demnach mit 6% anzugeben.

Ein interessantes Bild gibt der Vergleich dieser Werte mit denen, die nach der Debye-Scherrer-Methode erhalten wurden, also für die Vollröhrchen, wie sie im Abschnitt 1) behandelt wurden. Zur Auswertung wurde ebenfalls die Kurventafel herangezogen. Dabei blieb allerdings die Verschiedenheit der Absorption innerhalb der Präparate unberücksichtigt. Es wurden folgende Werte erhalten:

Tabelle 10. Au.

E	b gem.	Λ
(111)	0,72	6,0
(220)	0,79	6,1
(113)	0,91	5,7

Mittel: 5,9 mm

Tabelle 11. Ag.

E	b gem.	Λ
(111)	0,71	6,0
(220)	0,74	6,5
(113)	0,73	7,2

Mittel: 6,6 mm

Tabelle 12. Al₂O₃.

E	b gem.	Λ
(200)	0,50	8,4
(220)	0,52	9,4
(222)	0,47	11,8
(240)	0,55	13,9

Mittel: 10,9 mm

Die Präparatdurchmesser betragen in allen drei Fällen 0,5 mm. Bei diesen Auswertungen war die Korrektur für das K_α-Dublett

nicht angebracht worden, was zu einer geringfügigen Erhöhung der Λ -Werte hätte führen können. Es erhebt sich die Frage, inwieweit die Methode nicht gerechtfertigt die Korrektur anzuwenden. Die Ergebnisse zeigen deutlich, daß die Korrekturen die Genauigkeit der Absorption die Linien zu breiten und die Werte zu klein werden. Eine wichtige Rolle dabei spielt auch die Streuung im Präparat, die eine weitere Erhöhung bewirkt.

Die folgenden Abbildungen veranschaulichen die Wirkung des Bleigaskernes auf die Absorption im Präparat.



Abbildung a) zeigt deutlich, daß bei bestimmten Winkelwerten nur die äußersten Teile des Strahlens, die durch die Schichtlage zur Bildung der Linien beitragen können. Durch die Streuung im schmalen Linien. Eine Streuung der übrigen Strahlen durch die Linien kann nicht eintreten. Daher bleibt der Energieverlust durch die Absorption ist also praktisch bei allen Strahlengängen. Die Abbildung b) dagegen treffen die Strahlen durch den Kern auf der Oberfläche auch solche, die weiter in die Linien eindringen können. Je nach der Härte der Strahlung werden diese tiefer oder weniger tief eindringen. Dies muß bei der Auswertung des Präparates zur Linienbildung auch mit und eingebracht werden. Man könnte den Vorgang etwa so erklären, daß die Linien durch verschiedenen Radius zur Linienbildung beitragen. Man könnte auch sagen, daß die nicht abgelenkte Strahlung im Präparat durch die Substanz je nach ihrer Zusammensetzung zur Streuung anregt, so eine Grundschwartzung hervorruft, die bei der Linienbildung

Messung von großem Nachteil ist. Daher kommt es auch, daß bei stark absorbierenden Präparaten die Linien schmaler sind als bei wenig absorbierenden. Breth erkannte diese Mängel der bislang bekannten Methoden und führte mit Erfolg den vollkommen undurchlässigen Kern ein. Damit erreichte er gleichzeitig, daß sich infolge des Wegfalls der Grundschwärzung bei kurzen Belichtungszeiten schon ausreichende Intensitäten ergaben.

Die nach beiden Verfahren gemachten Aufnahmen von Au und Ag sind in den folgenden Bildern wiedergegeben.

Die Bilder 1 und 2 zeigen Aufnahmen von Au und Ag, die mit Fädenröhren, also Vollröhren, gemacht wurden. Die Wirkung der starken Absorption ist gut zu erkennen. Die Linien heben sich nur schwach von dem starken Grundschleier ab.

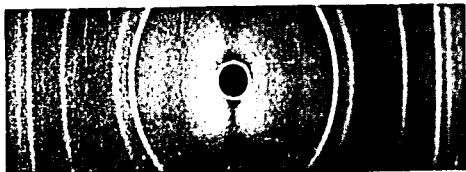


Bild 1

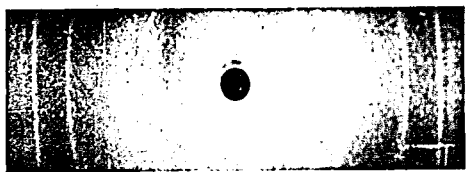


Bild 2

Die Bilder 3 und 4 geben die Aufnahmen derselben Substanzen, jedoch mit Bleiglas-kern, wieder. Hier sind die Linien kräftiger, der Filmgrund bleibt schwächer.

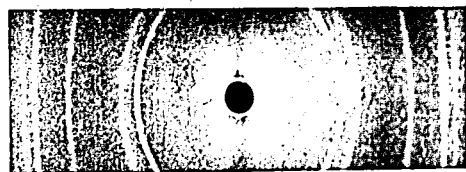


Bild 3

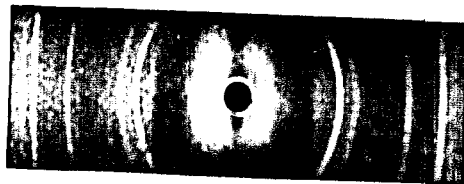


Bild 4

3. Nachfrage über die

Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Messungen wurden an den verschiedenen Substanzen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Tabelle 11		Ergebnisse	
F	h	k	l
(111)	0,67	0,67	0,67
(200)	0,5	0,5	0,5
(220)	0,74	0,74	0,74
(112)	0,77	0,77	0,77

Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Substanzen. Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Röhrchen mit Bleiglas kern
Tabelle 15. Ag

E	b gem.	b korr.	Λ
(111)	0,56	0,54	8,0
(220)	0,56	0,53	11,1
(113)	0,63	0,58	9,1

Mittel: 9,4 mm
 $2 r = 0,62 \text{ mm}$

Vollröhrchen
Tabelle 16. Ag

E	b gem.	Λ
(111)	0,71	6,0
(220)	0,74	6,5
(113)	0,73	7,1

Mittel: 6,5 mm
 $2 r = 0,5 \text{ mm}$

Tabelle 17. MgO.

E	b gem.	b korr.	Λ
(200)	0,34	0,32	14,6
(220)	0,38	0,35	13,8
(222)	0,41	0,37	14,7

Mittel: 14,4 mm
 $2 r' = 0,42 \text{ mm}$

Da die Formel nur für undurchlässige Präparate gilt, wurden die Aufnahmen mit MgO im Vollröhrchen hier nicht ausgewertet.

Män erkennt, daß diese Formel eine gute Näherung darstellt und ohne Einfluß auf die Genauigkeit, die ebenfalls 6% beträgt, angewendet werden kann.

Experimenteller Teil II.

Teilchengrößenbestimmung aus dem Auftreten von Doppelmaxima.

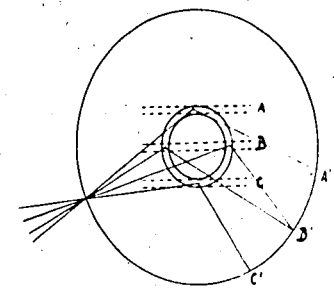
Die in den vorangehenden Abschnitten gezeigten Messungen beruhen auf einer möglichst guten Messung der Partikelgröße. Es mußten dabei eine Reihe von Faktoren beachtet werden, die unter Umständen die Messungen stark beeinflussen können, die sich völlig unwahrscheinliche Werte ergeben könnten und seien hier noch einmal besonders hervorgehoben:

1. Belichtungszeit
2. Entwicklungszustand
3. Gradation des Filmes
4. Empfindlichkeit des Filmes
5. Absorption im Präparat
6. Blendengröße
7. Kollidation

Die in diesem Teile behandelte Methode ist ein Spezialfall unter dem Titel „Lineare Methode zur Bestimmung der Teilchengrößenbestimmung“ veröffentlicht worden. Die in den oben angeführten Einflüssen, die auf die Streuungsergebnisse einer Beziehung stehen. So hat die Entwicklung des Präparates eine Linienerweiterung herbeiführen kann, die die Messungen ungenau machen. Linien möglichst scharf sind, da die Messung der Teilchengröße

1. Theorie

Berlin's Verfahren (Ag) kann für die Bestimmung der Teilchengröße von großem Durchmesser (z. B. 1000 m) verwendet werden, wenn die Schicht nur an der Oberfläche liegt, die mit einem Präparat überzogen sind, müßten infolge der hohen Teilchengrößen nicht statt einer Linie eine Aufzählung der Teilchengrößen zeigen. Ausgehend von den theoretischen Überlegungen ist es möglich, den Bragg nachzuweisen, daß tatsächlich die Teilchengröße von der Teilchengröße sowohl von der Teilchengröße als auch von der Wellenlänge der benutzten Strahlung abhängt.



In der Abbildung sei der Strahlengang erläutert (sie ist aus Brill's Arbeit übernommen). Die von der Röhre ausgesandte monochromatische divergente Strahlung gelangt durch eine Blende in eine Debye-Kammer, in deren Mitte das Hohlröhren-Präparat zentrisch angebracht ist.

Die mit Substanz belegte Oberfläche sei dabei durch den Doppelring angedeutet. Die einzelnen wirkenden Schichten mögen mit A, B, C bezeichnet werden. Brill zeigte nun, daß die Strahlen, die auf die Schichten A und C fallen, abgelenkt werden und auf dem Film an den Stellen A' bzw. C' Schwärzungen erzeugen, da in dem Streifen A bzw. C die meisten reflektierenden Teilchen liegen, in der Schicht B dagegen nur wenige, so daß in B' keine Schwärzung eintreten kann. Wird der Durchmesser des Röhrens kleiner, so wandern A' und C' nach B' und bilden im Grenzfall eine einzige breite Linie, aus deren Breite nach ähnlichen Formeln, wie in Teil I erwähnt, die Teilchengröße bestimmt werden kann. Die Entfernung der Doppelmaxima hängt also vom Röhrendurchmesser ab. Brill gab an, daß für den Fall des Zusammenfallens beider Linien auch die Teilchengröße selbst schuld sein kann, und zwar dann, wenn es sich um sehr kleine Teilchen handelt. Dann soll, falls kein größeres Röhren hergestellt wird, die Wellenlänge der Strahlung kürzer gewählt werden.

Von besonderer Wichtigkeit bei der Anwendung des Verfahrens ist eine genaue Fokussierung, d. h. die Blende muß genau auf der Peripherie zusammen mit dem Film des Kreises liegen, in dessen Mittelpunkt das Hohlröhren sitzt. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so treten unscharfe Linien auf, und die Entfernung e kann nur ungenau vermessen werden.

Die weitere mathematische Behandlung des vorliegenden Problems führte Brill in noch exakterer Weise als bisher durch.

Als Ergebnis seiner Berechnungen stellte Brill (s. 12) eine Kurve auf, mit der die Teilchengröße aus der Linienentfernung e und der

Röhrendicke 2r bestimmt werden kann. Die Kurve zeigt die Maxima multipliziert im Bogenmaß gegen e aufgetragen.

Es war somit eine Methode gefunden, die sich ohne besondere Vorrichtungen ausführen läßt und damit das größte Interesse verdient.

2. Versuche

a) Herstellung der Röhren

Zur die Arbeiten nach der Methode von Brill sind dünnwandige Hohlröhren erforderlich, deren Durchmesser genau bestimmbar sein mußte. Brill's Versuch, solche Röhren herzustellen, war: Der Stahlring wurde in einem Collodium-Lösung suspendiert und die Röhren aus einer benzolischen Substanz hergestellt. Nach dem Trocknen wurde das Stahlröhren in Wasser eingetaucht und das dünnwandige Hohlrohr hergestellt.

Die bei den beschriebenen Versuchen hergestellten Röhren jedoch in anderer Weise hergestellt. Die Röhren wurden den Durchmesser der fertigen Hohlröhren nach der Methode zu bestimmen. Sie wurden aus einem dünnwandigen präzise gezogener Stahl Draht hergestellt. Die Röhren wurden mit der Mikrometerschraube genau gemessen, abgeleitet und dann einmal in Benzol und einmal in Collodium getaucht und etwas getrocknet. Die Röhren wurden in Collodium suchende Substanz in einem Collodium-Lösung suspendiert, wozu noch etwa ein Drittel Volumen Collodium hinzugebeugt wurden. Durch gutes Schütteln wurde die Substanz so gut in der Flüssigkeit verteilt, daß beim Eintauchen des präparierten Stahlröhrens die Substanz gleichmäßig aufgelegt. Anfangs war die Schicht der Substanz sehr dick, zog sich aber nach und nach zu einer dünnen Schicht an. Nach dem Trocknen nur noch ein Drittel des Collodiums hinzugeben. Es dann konnte das Röhren abgeleitet werden. Die Röhren wurden unter Erwärmung des Drahtes in Wasser eingetaucht und weiter zusammengezogen, ging dann die Röhren in Wasser an Draht aufgeschoben werden. Die Röhren wurden dann so genau also recht genau der Drahtdicke hergestellt. Die Röhren wurden angenommen werden. Zur Kontrolle wurde die Röhren in einem Komparator nachgemessen. Die Röhren wurden dann

fig zu entfernen, wurden die Röhren in Benzin ausgelaut. Auf diese Weise wurden von den drei Substanzen Au, Ag und MgO Röhren mit den Durchmesser von 1,8 mm, 2,0 und 3,0 mm hergestellt.

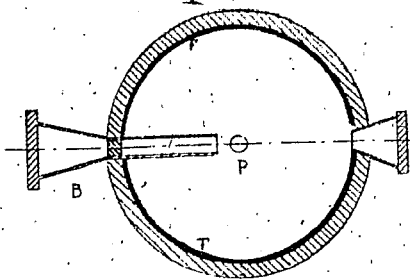
b) Die Aufnahmekammer.

Zur Aufnahme diente eine Debye-Scherrer-Kammer vom Radius 28,65 mm. Da sie aber eine Doppelblende zum Ausblenden eines parallelen Strahles besaß, mußte eine neue Blende hergestellt werden, die ein divergentes Strahlenbündel durchläßt. Es wurden eine Reihe von Blenden gebaut, deren wirkungsvolle Öffnung 0,3 mm betrug. Anfangs saß die kleine Bleiblende direkt an der Peripherie der Kammer und hatte nach dem Innern zu keinen Rohrstützen.



Das Rohr richte bis dicht an das Präparat in der Mitte der Kammer angebracht war.

Von oben gesehen zeigt die Kammer folgendes Schema:



maxima. Der Hauptstrahl, der durch das Präparat hindurchgeht, kann die Kammer ungehindert verlassen; denn der Film ist dort gelocht, und dahinter befindet sich eine Leuchtfolie, auf der dann

keinen Rohrstützen. Es zeigte sich aber bald, daß eine Bauart, wie die Abbildung zeigt, notwendig wurde, um die an den Bleiblocken gestreute Strahlung abzuhalten.

Das durch die Blende B einfallende divergente Strahlenbündel trifft das Präparat P und wird an ihm abgelenkt. Die Interferenzen erzeugen auf dem Film F-F an der Peripherie der Kammer die erwähnten Doppellinien. Das durch das Präparat hindurchgehende Maximum des Strahles verläßt die Kammer ungehindert, denn der Film ist dort gelocht, und dahinter befindet sich eine Leuchtfolie, auf der dann

der Strahl sichtbar wird. Zur Justierung der Kammer im Strahlenmaximum der Röhre wurde die schon vorhandene Blende für Debye-Aufnahmen benutzt; zur Aufnahme brauchte dann nur die neue Blende eingesetzt zu werden.

Das Röhren wurde mit Klebwachs an der Mittelachse befestigt und von Hand zentriert. Eine genaue Zentrierung war hier nicht erforderlich, da die Linien infolge der fokussierenden Wirkung der Strahlen scharf abgebildet werden. Es genügte daher, die Röhren visuell zu zentrieren.

c) Die Strahlung.

Die Aufnahmen wurden mit Cu- und Fe-Strahlung gemacht, und zwar wurde die CuK_α -Strahlung mit Ni-Filter ausgefiltert; bei Fe hingegen wurde die β -Strahlung belassen. Sie konnte leicht erkannt werden und blieb bei der Auswertung unberücksichtigt. Die nach dieser Methode gemachten Aufnahmen mit Cu-Strahlung würden mit der in Teil I erwähnten Röhre bei 45 KV und 22 mA durchgeführt. Dabei erforderten die MgO-Aufnahmen etwa fünf Stunden Belichtungszeit, während Au und Ag infolge ihres stärkeren Absorptionsvermögens etwa fünfzehn bis zwanzig Stunden verlangten.

Für Fe-Strahlung stand eine Elektronenröhre mit feststehender Anodenhöhe zur Verfügung. Sie konnte daher mit geringen Energien arbeiten. Es wurde mit 40 KV und 5 mA gearbeitet, wodurch sich abgesehen von der stärkeren Absorption der Strahlen größerer Wellenlänge bedeutend höhere Belichtungszeiten ergaben. Sie lagen für MgO bei etwa 25 Stunden und mußten für Au und Ag bis zu 40 Stunden erhöht werden.

3. Ergebnisse.

Die verschiedenen Aufnahmen zeigen teils scharfe, teils unscharfe Doppellinien. Bei MgO waren sie stets scharf, während Au und Ag meist unscharfe Linien ergaben. Der Grund scheint in der verschiedenen Teilchengrößen-Verteilung zu liegen, da schlechte Justierung und verbreitende Wirkung infolge kleiner Teilchen im Sinne von Teil I ausscheiden. Nach dem Prinzip der Methode ergeben Röhren mit kleinen Teilchen enge Doppellinien und große Teilchen weite. Sind sowohl große wie kleine Teilchen im Präparat vorhanden, so erhält man verwaschene Linien. Die Entfernung der Maxima dieser Doppellinien ließe dann auf die am meisten enthal-

tenen Teilchengrößen schließen. Ein gutes Bild darüber würden die Breiten der Photometerkurven ergeben, doch bleibe diese Untersuchung einer weiteren Arbeit vorbehalten.

Zur Auswertung der erhaltenen Aufnahmen wurde die Messung mit Komparator gewählt. Eine größere Genauigkeit wäre mit dem Photometer auch nicht erreichbar, da die Linien ziemlich breite Maximaspitzen zeigten, die Entfernung e also nicht absolut genau meßbar werden würde.

Zunächst wurden die Aufnahmen mit Hilfe des von Brill angegebenen Verfahrens ausgewertet. Die Entfernung e der beiden Maxima wurde in die von Brill (s. 12) angegebene Gleichung eingesetzt, woraus β^2/r^2 erhalten werden konnte. Aus der Kurve ergab sich der zugehörige Wert von α^2/r^2 . Dann konnte η und mit Gleichung (3) Λ berechnet werden. Der Winkel $\frac{1}{2}\eta$ wurde aus den Messungen in Teil I übernommen. Gegenüber den vorigen Methoden ist diese Art der Bestimmung einfacher und müßte auch genauer sein.

Für die drei Substanzen ergaben sich folgende Werte, die in den nachstehenden Tabellen, nach Röhrendurchmesser und Strahlung geordnet, zusammengestellt sind:

Tabelle 18. Au.

Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,8	1,2	0,7
(200)	2,13	1,42	0,8
(220)	2,62	1,74	1,1
(113)	2,84	1,90	1,5

Mittel: 1,0 mm

Tabelle 20. Au.

Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,81	1,62	3,0
(113)	0,90	1,80	4,1

Mittel: 3,5 mm

Tabelle 19. Au.

Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,2	1,2	1,1
(200)	1,37	1,37	1,2
(220)	1,61	1,61	1,5
(113)	1,85	1,85	2,1

Mittel: 1,5 mm

Tabelle 21. Au.

Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,40	1,40	1,5
(200)	1,75	1,75	1,8

Mittel: 1,7 mm

senen Teilchengrößen schließen. Ein gutes Bild darüber würden die Breiten der Photometerkurven ergeben, doch bleibe diese Untersuchung einer weiteren Arbeit vorbehalten.

Zur Auswertung der erhaltenen Aufnahmen wurde die Messung mit Komparator gewählt. Eine größere Genauigkeit wäre mit dem Photometer auch nicht erreichbar, da die Linien ziemlich breite Maximaspitzen zeigten, die Entfernung e also nicht absolut genau meßbar werden würde.

Zunächst wurden die Aufnahmen mit Hilfe des von Brill angegebenen Verfahrens ausgewertet. Die Entfernung e der beiden Maxima wurde in die von Brill (s. 12) angegebene Gleichung eingesetzt, woraus β^2/r^2 erhalten werden konnte. Aus der Kurve ergab sich der zugehörige Wert von α^2/r^2 . Dann konnte η und mit Gleichung (3) Λ berechnet werden. Der Winkel $\frac{1}{2}\chi$ wurde aus den Messungen in Teil I übernommen. Gegenüber den vorigen Methoden ist diese Art der Bestimmung einfacher und müßte auch genauer sein.

Für die drei Substanzen ergaben sich folgende Werte, die in den nachstehenden Tabellen, nach Röhrendurchmesser und Strahlung geordnet, zusammengestellt sind:

Tabelle 18. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,8	1,2	0,7
(200)	2,13	1,42	0,8
(220)	2,62	1,74	1,1
(113)	2,84	1,90	1,5

Mittel: 1,0 $m\mu$

Tabelle 20. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,81	1,82	3,0
(113)	0,90	1,80	4,1

Mittel: 3,5 $m\mu$

Tabelle 19. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,2	1,2	1,1
(200)	1,87	1,87	1,2
(220)	1,61	1,01	1,5
(113)	1,85	1,85	2,1

Mittel: 1,5 $m\mu$

Tabelle 21. Au.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,40	1,40	1,5
(200)	1,75	1,75	1,8

Mittel: 1,7 $m\mu$

Tabelle 22. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,82	1,31	0,9
(200)	2,1	1,4	0,8
(220)	2,8	1,9	1,1
(113)	2,93	1,93	1,5

Mittel: 1,0 $m\mu$

Tabelle 24. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,72	1,45	2,9
(113)	0,71	1,42	3,5

Mittel: 3,2 $m\mu$

Tabelle 26. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,06	1,46	0,8
(220)	2,28	1,63	1,1

Mittel: 0,9 $m\mu$

Tabelle 28. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,80	1,60	2,2
(240)	1,10	2,20	3,3

Mittel: 2,8 $m\mu$

Tabelle 23. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,87	1,37	0,9
(200)	1,87	1,46	0,8
(220)	1,71	1,71	1,0
(113)	2,31	2,31	1,5

Mittel: 1,0 $m\mu$

Tabelle 25. Ag.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,47	1,47	1,5
(200)	1,86	1,86	1,8

Mittel: 1,7 $m\mu$

Tabelle 27. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,60	1,40	0,8
(220)	1,70	1,70	1,1
(222)	1,76	1,76	1,2
(240)	1,74	1,74	1,4

Mittel: 1,2 $m\mu$

Tabelle 29. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,17	1,56	1,1
(220)	2,57	1,84	1,4

Mittel: 1,2 $m\mu$

Tabelle 30. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,55	1,55	1,4
(220)	1,94	1,94	1,9

Mittel: 1,5 μ Tabelle 31. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	0,78	1,56	8,0
(220)	0,04	1,88	4,0

Mittel: 3,5 μ

Die Ergebnisse aus den Aufnahmen ein- und desselben Präparates (z. B. Au) schwanken sehr erheblich. Bei näherem Prüfen ist ersichtlich, daß die Schwankungen ungefähr umgekehrt proportional dem Röhrendurchmesser sind. In der vorletzten Spalte der Tabellen ist daher der Wert von e angegeben, bezogen auf den Radius 1 mm, der mit e_1 bezeichnet ist. Vergleicht man die einander entsprechenden e_1 -Werte, die mit verschiedenen Röhrendurchmessern erhalten wurden — bei gleicher Strahlung —, so sind sie nahezu gleich; also müßten sich daraus immer die gleichen Λ -Werte ergeben. Das ist aber nicht der Fall. Außerdem scheint bei der Brill'schen Formel die Wellenlänge einen Einfluß auf das Ergebnis auszuüben.

In seiner zweiten Arbeit (s. 12) über die Doppelmaxima hatte Brill auch ein MgO-Präparat bestimmt. Leider gab er hierbei keine Angaben über die Wellenlänge der Strahlung und den Röhrendurchmesser. Auch eine Rückfrage bei Brill ergab nichts Genaueres. Wahrscheinlich war es Fe-Strahlung mit Röhren von 1,0 mm Durchmesser. Seine in der erwähnten Arbeit erhaltenen Werte seien vergleichsweise hier angeführt:

Tabelle 32. MgO.

E	e	β/r	Λ
(200)	1,3	0,734	4,9
(220)	1,08	0,714	5,7
(222)	0,80	0,652	5,4

(Mittel: 5,3 μ)

In der Annahme, daß die Aufnahme mit Fe-Strahlung gemacht worden ist, läßt sich aus β/r mit Benutzung der berechneten Re-

flexionswinkel r ausrechnen. Hiernach muß der Röhrendurchmesser $2r$ ungefähr 1 mm gewesen sein.

Bei größeren Durchmessern würden sich nach den obigen Feststellungen kleinere Werte ergeben; genau die in Tabelle 31 angegebenen Werte entsprechen ungefähr denen von Brill. Es wurde also festgestellt, daß die Λ -Werte, berechnet nach der Brill'schen Methode, eine Abhängigkeit vom Röhrendurchmesser zeigen.

Außerdem ist aber noch bemerkenswert, daß Brill's e -Werte bei höheren Ebenenindizes kleiner werden. In sämtlichen untersuchten Fällen dagegen nehmen die e -Werte zu. Daraus Unstimmigkeiten auf den Grund zu gehen, war die weitere Aufgabe dieser Arbeit.

Zunächst sei eine Zusammenfassung über die Änderung der Λ -Werte bei Veränderung des Durchmessers $2r$ gegeben.

Tabelle 33.

Cu-Strahlung						Fe-Strahlung	
Au		Ag		MgO		MgO	
r	Λ	r	Λ	r	Λ	r	Λ
0,5	3,5	0,5	3,2	0,5	3,5	0,5	3,5
1,0	1,5	1,0	1,6	1,0	1,2	1,0	1,5
1,5	1,0	1,5	1,0	1,4	0,9	1,4	1,2

Sucht man nach der Ursache der regelmäßigen Λ -Änderungen, so findet man, daß die von Brill angegebene Kurve dem Fehler aufkommen läßt. Bei der Auswertung erhält man zunächst den Wert β/r , der in der Kurve den Wert e_1/r ergibt. Bei dieser wurden auch die mit anderen Durchmessern gefundenen Werte gleich. Dadurch aber, daß in der von Brill angegebenen Gleichung der Wert e eingesetzt werden muß, ändern sich alle Werte im Verhältnis der Radien r ; bei großem r werden die e -Werte groß, daher Λ klein. Diese Änderung war unberechtigt und muß beseitigt werden. Selbst wenn diese Ungenauigkeit behoben ist, bliebe immer noch die Frage offen, warum die Ergebnisse dieser Methode gänzlich unvereinbar sind mit denen der vorhergehenden Methoden.

Es wurde daher völlig ohne die Kurve gearbeitet und versucht, eine neue Formel aufzustellen, die als Bild eine Gerade hat. Dies geschah mit Berechtigung, da die untersuchten Teilchengrößen klein waren und Brill selbst dafür eine Näherungsformel angab, die den rechten Teil der Kurve als Gerade behandelt.

Nach Brill's Angabe (s. 11) war die Teilchengröße proportional der Entfernung e der Maxima. Daher mußte bei Berechnung von η die auf den Radius 1 mm bezogene Entfernung e_1 im Nenner stehen: Da nun e , mit steigendem Reflexionswinkel wächst, η jedoch gleichbleiben muß, wurde $e_1 \cdot \cos \frac{1}{2} \chi$ gebildet. e_1 mußte im Bogenmaß eingesetzt werden. Es wurde also angesetzt:

$$\eta = C \frac{R}{e_1 \cos \frac{1}{2} \chi} \quad (5)$$

Die Konstante wurde auf Grund der mit Fe-Strahlung in Teil J gewonnenen MgO-Ergebnisse bestimmt. Die neue Formel erhielt somit folgende Gestalt:

$$\eta = \frac{R}{2 e_1 \cos \frac{1}{2} \chi} \cdot 10^{-4} \quad (6)$$

Λ wurde aus der für kubische Substanzen gültigen Gleichung (3) berechnet.

(R bedeutet den Radius der Aufnahmekammer 28,65 mm).

Mit dieser Formel ergaben sich für die einzelnen Präparate folgende Werte:

Tabelle 34. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,81	1,20	9,7
(200)	2,18	1,42	11,1
(220)	2,62	1,74	12,5
(118)	2,84	1,89	12,8

Mittel: 11,4 μ

Tabelle 35. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,20	1,20	9,7
(200)	1,37	1,37	10,8
(220)	1,61	1,61	11,6
(118)	1,85	1,85	12,3

Mittel: 11,1 μ

Tabelle 36. Au.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,81	1,62	11,7
(118)	0,90	1,80	12,0

Mittel: 11,9 μ

Tabelle 38. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,82	1,21	9,8
(200)	2,1	1,4	11,1
(220)	2,8	1,86	13,5
(118)	2,9	1,95	13,0

Mittel: 11,9 μ

Tabelle 40. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,72	1,45	10,5
(118)	0,715	1,43	9,6

Mittel: 10,0 μ

Tabelle 42. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,06	1,46	11,4
(220)	2,28	1,63	11,9

Mittel: 11,3 μ

Tabelle 37. Au.
Fe-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,4	1,4	10,7
(200)	1,74	1,75	10,6

Mittel: 10,3 μ

Tabelle 39. Ag.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,26	1,26	11,0
(200)	1,46	1,46	11,2
(220)	1,71	1,71	12,4
(118)	2,21	2,21	14,2

Mittel: 12,5 μ

Tabelle 41. Ag.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(111)	1,47	1,47	10,4
(200)	1,85	1,86	11,5

Mittel: 10,8 μ

Tabelle 43. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,6	1,6	11,2
(220)	1,7	1,7	12,4
(222)	1,76	1,76	11,6

Mittel: 11,3 μ

Tabelle 44. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,80	1,60	11,8
(240)	1,10	2,20	10,8

Mittel: 11,3 μ

Tabelle 46. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,55	1,55	14,8
(220)	1,94	1,94	15,8

Mittel: 15,3 μ

Die mit Cu-Strahlung erhaltenen Werte stimmen recht gut miteinander überein; doch fallen dagegen die Ergebnisse mit Fe-Strahlung stark ab. Bemerkenswert ist bereits, daß bei diesen Aufnahmen MgO kleiner als Ag ist — s. auch Teil III: Folien-Aufnahmen nach Aufnahmeverfahren B. Es ist durchaus möglich, daß bei MgO mit dieser Methode die mittlere Teilchengröße kleiner ausfällt als mit den anderen Methoden; dort kommt die geringe Verbreiterung der Intensitätslinien wahrscheinlich gar nicht zum Vorschein. Hier aber drückt der durch scharfe Linien bestimmte Abstand der Maxima das Maxwell'sche Verteilungsmaximum der Teilchengrößen aus.

Bedenklich für die Richtigkeit der oben angegebenen Formel wirkte sich der Einfluß der Strahlung aus. Zudem waren die Werte für Au und Ag gegenüber den früheren zu hoch. Es lag daher nahe zu untersuchen, inwieweit die Strahlung einen Einfluß ausübt. Zu diesem Zwecke wurden aus den Aufnahmen die verschiedenen $e_1 \cos \frac{1}{2} \chi$ bestimmt und für die entsprechenden Ebenen miteinander verglichen. Es ergab sich, daß die erhaltenen Werte bei verschiedener Wellenlänge konstant waren, und zwar

$$e_1 \cos \frac{1}{2} \chi_{Cu} = e_1 \cos \frac{1}{2} \chi_{Fe} = e_1 \cos \frac{1}{2} \chi_{Mo} = \text{const.}$$

Tabelle 45. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,17	1,55	14,8
(220)	2,57	1,84	15,0'

Mittel: 14,9 μ

Tabelle 47. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	0,78	1,56	14,9
(220)	0,94	1,88	15,3
(222)	1,05	2,1	18,6

Mittel: 14,6 μ

Die einzelnen Werte zeigt die Tabelle 48; die Aufnahmen wurden hierbei mit MgO-Präparaten bei Cu-, Fe- und Mo-Strahlung gemacht.

Tabelle 48.

Str.	$\frac{1}{2} \chi$	$e_1 \cos \frac{1}{2} \chi$	Λ	$\Delta \%$	Z'
Fe	21° 28'	1,90	- 0,069	- 0,5 %	2,0
Cu	27° 23'	1,58	- 0,016	- 1,1 %	2,0
Fe	31° 7,5'	1,45	+ 0,031	+ 4,4 %	2,0
Cu	40° 34,5'	1,47	+ 0,031	+ 5,5 %	2,0
Fe	31° 7,5'	1,87	- 0,019	- 1,4 %	1,0
Cu	40° 34,5'	1,43	+ 0,009	+ 2,6 %	1,0
Fe	21° 28'	1,30	- 0,032	- 2,3 %	2,5
Cu	27° 23'	1,58	- 0,016	- 1,1 %	2,5
Fe	31° 7,5'	1,30	+ 0,003	+ 0,3 %	2,4
Cu	40° 34,5'	1,40	+ 0,005	+ 0,4 %	2,5
Mo	20° 23'	1,56	- 0,033	- 2,4 %	2,0
Mo	24° 27'	1,46	+ 0,053	+ 4,5 %	2,0

Mittel: 1,30

Λ : gibt die Abweichungen von dem Mittelwert an, und zwar absolut sowie prozentual. Die Schwankungen betragen demnach $\pm 6\%$; sie gehen also nur unwesentlich über den Meßfehler von 5% hinaus. Damit wäre die Konstanz der Größe $e_1 \cos \frac{1}{2} \chi$ erwiesen.

Der Unterschied in den Ergebnissen muß also nicht von der Wellenlänge verursacht werden. Da Cu-Strahlung kurzwelliger als Fe-Strahlung ist, wurde versucht, einen Faktor zu finden, der das Produkt $C \cdot \lambda$ konstant werden läßt. Als geeignet erwies sich die Ordnungszahl Z , die ja für Cu 29, für Fe aber nur 26 beträgt. $C = Z$ erwies sich als ungeeignet, ebenso $C = Z^2$, das der Intensität entsprechen würde. Erst $C = Z'$ erwies sich als geeignet. Wenn also Z' der richtige Wert sein sollte, dann müßte immer der Quotient

der einzelnen $\lambda \cdot Z^2$, gebildet für zwei verschiedene Strahlungen, Eins ergeben. Die Berechnungen ergaben:

$$\frac{\lambda Z^2_{Cr}}{\lambda Z^2_{Au}} = 1.06; \quad \frac{\lambda Z^2_{Fe}}{\lambda Z^2_{Cu}} = 1.009; \quad \frac{\lambda Z^2_{Cr}}{\lambda Z^2_{Fe}} = 1.005; \quad \frac{\lambda Z^2_{Fe}}{\lambda Z^2_{Mo}} = 1.04.$$

Das Verhältnis der Cr- zu den Ag-Werten stellt offenbar die größte Abweichung dar; sie beträgt aber nur 6%, liegt also durchaus noch im Bereiche der möglichen Fehler. Bei den hier verwendeten Strahlungen von Fe, Cu und Mo ist die Abweichung jedoch nur 1% bzw. 4%.

Die in der oben angegebenen Formel enthaltene Konstante mußte allerdings geändert werden; außerdem wurde als Bezugssubstanz nicht mehr MgO benutzt, und zwar wegen der oben erhaltenen starken Abweichungen, sondern Ag. Der Mittelwert für Ag wurde mit 10,0 m μ angenommen. Die nunmehr verwendete Formel erhielt folgende Gestalt:

$$\eta = \frac{R}{2Z^2e \cdot \cos^2 \frac{1}{2} \chi} \quad (7)$$

wobei:

R: den Radius der Kammer (28,65 mm),

Z: die Ordnungszahl,

e: die lineare Entfernung der Maxima, bezogen auf den Röhrenradius 1 mm,

$\frac{1}{2} \chi$: den Reflexionswinkel

bedeuten. Die Teilchengröße wurde dann wieder aus Gleichung (3) erhalten.

Diese Formel bestätigt die von Brill (s. 11) angegebene Erscheinung, daß die Entfernung e sowohl der Wellenlänge der verwendeten Strahlung wie auch der Teilchengröße proportional ist. Dies ist besonders deutlich aus Tabelle 48 zu ersehen, in der die e dem cos umgekehrt proportional sind. Tritt also bei einem Präparat keine Trennung in zwei Maxima auf, so wählt man entweder eine größere Wellenlänge oder einen größeren Röhrendurchmesser. Für große Röhren aber ist auch eine etwas längere Belichtungszeit notwendig.

Die mit Hilfe dieser Formel erhaltenen Werte für die Teilchengrößen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt:

Tabelle 49. Au
Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,81	1,30	8,2
(200)	2,13	1,42	9,5
(220)	2,62	1,74	10,6
(113)	2,84	1,90	10,5

Mittel: 9,7 m μ

Tabelle 51. Au
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(220)	0,82	1,04	9,9
(113)	0,90	1,30	10,1

Mittel: 10,0 m μ

Tabelle 53. Ag
Cu-Strahlung, $2r = 3,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,82	1,21	8,2
(200)	2,1	1,4	9,3
(220)	2,8	1,66	11,3
(113)	2,93	1,95	10,9

Mittel: 9,9 m μ

Tabelle 55. Ag
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(220)	0,72	1,44	8,8
(113)	0,73	1,46	8,2

Mittel: 8,5 m μ

3*

Tabelle 50. Au
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,20	1,20	8,2
(200)	1,27	1,27	9,3
(220)	1,41	1,41	9,5
(113)	1,35	1,35	10,4

Mittel: 9,4 m μ

Tabelle 52. Au
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,00	1,00	9,3
(200)	1,23	1,23	11,2

Mittel: 10,2 m μ

Tabelle 54. Ag
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,27	1,27	9,3
(200)	1,64	1,64	9,9
(220)	1,71	1,71	10,4
(113)	2,21	2,21	12,4

Mittel: 10,3 m μ

Tabelle 56. Ag
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e ₁	λ
(111)	1,47	1,47	9,7
(200)	1,45	1,45	11,8

Mittel: 10,8 m μ

Tabelle 57. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,05	1,46	9,8
(220)	2,28	1,63	10,0

Mittel: 9,9 m μ

Tabelle 59. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,80	1,60	9,9
(240)	1,10	2,20	9,1

Mittel: 9,5 m μ

Tabelle 61. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,55	1,55	10,0
(220)	1,94	1,94	10,7

Mittel: 10,4 m μ

Die Ergebnisse zeigen, daß durch die neue Formel der Einfluß der Strahlung beseitigt ist. Die Abweichungen liegen innerhalb der üblichen Fehlergrenze von 20 %.

Einige Aufnahmen, nach dieser Methode hergestellt, zeigen die folgenden Bilder:

In den Bildern 5—7 sind Aufnahmen von MgO als Hohlröhrchen wiedergegeben, und zwar

Bild 5: Röhrchendurchmesser $2r = 2,0$ mm
mit Cu-Strahlung;

Tabelle 58. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,40	1,40	9,4
(220)	1,70	1,70	10,5
(222)	1,76	1,76	9,8

Mittel: 9,9 m μ

Tabelle 60. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,17	1,55	10,0
(220)	2,57	1,84	10,2

Mittel: 10,1 m μ

Tabelle 62. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	0,78	1,56	10,1
(220)	0,94	1,88	10,5
(222)	1,06	2,10	9,9

Mittel: 10,0 m μ

Bild 6: Röhrchendurchmesser $2r = 1,0$ mm
mit Fe-Strahlung;

Bild 7: Röhrchendurchmesser $2r = 2,0$ mm
mit Fe-Strahlung;



Tabelle 57. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,05	1,46	9,8
(220)	2,28	1,63	10,0

Mittel: $9,9 m\mu$

Tabelle 59. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(220)	0,80	1,60	9,9
(240)	1,10	2,20	9,1

Mittel: $9,5 m\mu$

Tabelle 61. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,55	1,55	10,0
(220)	1,94	1,94	10,7

Mittel: $10,4 m\mu$

Die Ergebnisse zeigen, daß durch die neue Formel der Einfluß der Strahlung beseitigt ist. Die Abweichungen liegen innerhalb der üblichen Fehlergrenze von 20 %.

Einige Aufnahmen, nach dieser Methode hergestellt, zeigen die folgenden Bilder:

In den Bildern 5—7 sind Aufnahmen von MgO als Hohlröhren wiedergegeben, und zwar

Bild 5: Röhrchendurchmesser $2r = 2,0$ mm
mit Cu-Strahlung;

Tabelle 58. MgO.
Cu-Strahlung, $2r = 2,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	1,40	1,40	9,4
(220)	1,70	1,70	10,5
(222)	1,70	1,76	9,8

Mittel: $9,9 m\mu$

Tabelle 60. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 2,8$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	2,17	1,55	10,0
(220)	2,67	1,84	10,2

Mittel: $10,1 m\mu$

Tabelle 62. MgO.
Fe-Strahlung, $2r = 1,0$ mm

E	e	e_1	Λ
(200)	0,78	1,56	10,1
(220)	0,94	1,88	10,0
(222)	1,05	2,10	9,2

Mittel: $10,0 m\mu$

Bild 6: Röhrchendurchmesser $2r = 1,0$ mm
mit Fe-Strahlung;

Bild 7: Röhrchendurchmesser $2r = 2,0$ mm
mit Fe-Strahlung;

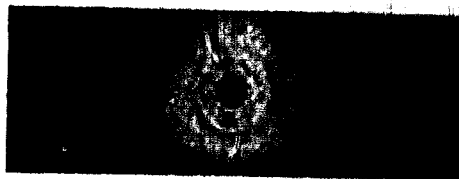


Bild 5

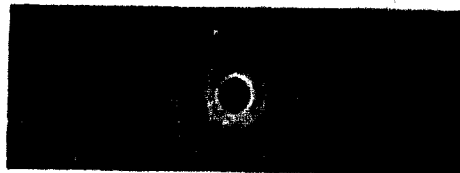


Bild 6

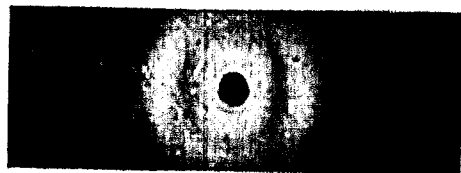


Bild 7

Experimenteller Teil III.

Teilchengrößenbestimmung aus Folienaufnahmen.

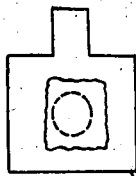
Da die Absorption im Präparat auf die Breite der Interferenzlinien einen sehr starken Einfluß ausübte, wie aus den Ergebnissen des Teiles I zu ersehen ist, wurde versucht, die Präparatdicke so klein zu machen, daß die Absorption unwirksam bzw. für verschiedene Präparate praktisch gleich wird. Brill erzwang dies durch Einführung seines Bleigaskernes. Der Gedanke lag nun nahe, die Substanz als Folie auszubilden und allein zu durchleuchten.

1. Herstellung der Folien.

Die Herstellung der Folien erfolgte nach folgendem Verfahren: Die Substanz wurde — falls sie nicht schon fein genug war — in einer Reibschale pulverisiert und dazu mit Äther verdünnte Colloidiumlösung gegeben. Einige Tropfen dieses Gemischs wurden auf Wasser getropft, wodurch sich rasch eine dünne und große Folie bildete (die Wasseroberfläche hatte mindestens die Größe 18X24 cm). Die Substanz war jetzt in guter Verteilung in der Folie enthalten. Diese wurde dann auf ein kleines Bleifenster von etwa 3 cm² Fläche mit einer Bohrung von 5 mm Durchmesser durch Ablassen des Wassers aufgebracht und getrocknet. Die so hergestellten Präparate besaßen also eine äußerst geringe Absorptionsfähigkeit.

2. Aufnahmeverfahren A.

Die Folien wurden zunächst in einer Debye-Scherrer-Kammer untersucht; sie wurden genau in die Drehachse zentrisch eingespannt und die Beugungslinien auf Zylinderfilm aufgenommen. Die Folien wurden nicht gedreht. Nebenstehende Abbildung zeigt die Befestigung der Folie. Die drei untersuchten Substanzen Au, Ag und MgO zeigten wieder deutliche Unterschiede in den Linienbreiten.



3. Ergebnisse.

Bei der Auswertung traten insofern Schwierigkeiten auf, als die exakte Methode von Brill nicht angewandt werden konnte, da kein meßbarer Präparat-Radius vorhanden war. Als einzige Möglichkeit blieb die Formel von Scherrer. In Anlehnung an die Arbeit von

D. Beischer (s. 28), in der dieser Elektronenbeugungsaufnahmen mit Scherrer's Formel auswertete, wurde hier für die Größe b der Strahldurchmesser gewählt. Beischer hatte in diesem Falle den Elektronenstrahldurchmesser eingesetzt. Es wurde aber beobachtet, daß die Linienbreite mit wachsendem Reflexionswinkel abnahm. Teilweise kam es vor, daß sich für $B-b$ negative Werte ergaben. Es wurde daher vermutet, daß die Größe b mit dem Reflexionswinkel in irgendeiner Beziehung stehen mußte. Eine Abhängigkeit der Größe b von χ teilte kürzlich auch F. W. Jones (*) mit, gab aber keine Funktion dafür an. Da b mit wachsendem Winkel kleiner werden mußte, wurde zunächst b mit $\cos^2 \chi$ multipliziert, ergab aber noch zu kleine Werte von B . Die Versuche, $b \cdot \cos \chi$ zu verwenden, schlugen auch fehl; die Breiten blieben immer noch zu klein, d. h. die Teilchengrößen wurden zu groß. Erst $b \cdot \cos^2 \frac{1}{2} \chi$ schien zum Ziele zu führen. Die Auswertung erfolgte dann nach der geländerten Scherrer-Formel:

$$B = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{1}{\cos^2 \frac{1}{2} \chi} + b^2}; \quad b = b \cos^2 \frac{1}{2} \chi$$

B mußte wieder ins Bogenmaß umgerechnet werden, ebenso b . Mit dieser Formel ergaben sich die mit Dubletts-Messung verwendeten Werte, die nachstehend aufgeführt sind:

Tabelle 63. Au

E	B	b'	$B \cdot b'$	$B \cdot b'$ bere.	λ
(111)	1,35	0,63	0,72	0,70	6,2
(200)	1,33	0,60	0,76	0,73	6,1
(220)	1,15	0,50	0,65	0,62	6,0
(113)	1,07	0,43	0,64	0,54	9,2

Messf. 7,4 m μ

Tabelle 64. Ag

E	B	b'	$B \cdot b'$	$B \cdot b'$ bere.	λ
(111)	1,12	0,63	0,40	0,47	9,3
(200)	1,17	0,61	0,56	0,53	9,4
(113)	0,93	0,43	0,55	0,51	10,4

Messf. 9,4 m μ

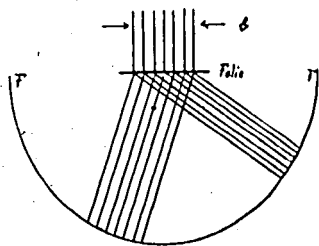
Tabelle 65. MgO.

E	B	b'	B-b'	B-b' korr.	Λ
(111)	1,05	0,63	0,42	0,40	10,9
(200)	0,89	0,61	0,28	0,26	17,4
(220)	0,80	0,51	0,29	0,25	19,5

Mittel: 16,0 m μ

In allen drei Fällen betrug der Blendendurchmesser, der die Strahlbreite bestimmt, 0,7 mm. Die erhaltenen Werte stimmen mit denen nach Brill's Methode gut überein. Der Gesamtfehler setzt sich zusammen aus den einzelnen Fehlern von B (5%), b (5%) und dem Zentrierfehler (5%); er beträgt also 15%. Die größeren Abweichungen hiervon können von dem Einfluß der Teilchenform abhängen.

Daß bei diesen Aufnahmen der Strahldurchmesser auf die Linienbreite Einfluß haben mußte, lag auf der Hand; denn ein breiter Strahl wird an verschiedenen Stellen des Präparates abgelenkt und muß daher auch breite Linien erzeugen. Je stärker aber die Ablenkung, d. h. also je größer die Winkel, desto größer wird auch der Querschnittseinfluß sein, wie aus folgender Skizze sofort deutlich wird.



Es mußte also der Durchmesser des Strahles mit einer Winkelfunktion in Verbindung gebracht werden, die eine Abnahme bei wachsendem Winkel ergibt. Es wurde hierbei wiederum mit Cu K_{α} -Strahlung gearbeitet.

Als Beispiel für dieses Verfahren seien die Bilder 8 und 9 wiedergegeben.

In Bild 8 und 9 werden die Aufnahmen mit Folien von Au und Ag gezeigt; auch sie haben starke Linien bei geringem Grund-

schleier. Infolge der Wirkung des Strahlquerschnittes sind die Linien sehr breit.

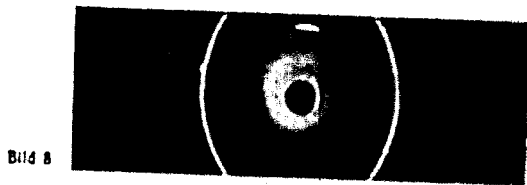


Bild 8

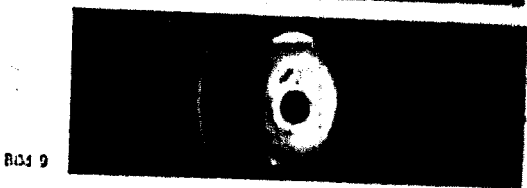


Bild 9

4. Aufnahmeverfahren B.

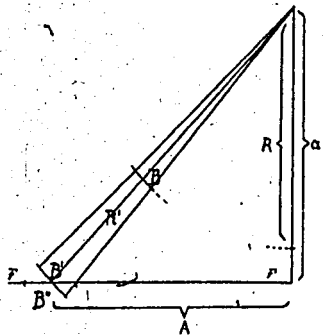
Eine andere Art, Folienaufnahmen herzustellen, wurde mit einer Plattenkammer durchgeführt. Die auf dem Präparat befindliche Folie wurde in ein Röhrenchen eingepreßt. Dieses Röhrenchen war in einer Führung im Strahlengang sehr leicht verschiebbar.

Zwei Blenden am vorderen Teile der Kammer stoppten parallele Strahlen aus. Der Film befand sich in einer Kammer hinter schwarzem Papier. Der Primärstrahl wurde durch ein zweites Zylinderabgelenkt. Der Abstand Präparat zum Kondensator auf einem Maßstab in der Seite der Kammer und auf einer die Verschiebung des Films in sorgenden Trommelspindel auf 100 mm genau abgelesen werden. Auf diese Weise war es möglich, bei ähnlichen Aufnahmen den gleichen Abstand zu halten. Allerdings wurde der absolute Abstand aus den Linsenabständen fest mit, denn es war nicht immer möglich, die Folie genau im Nullpunkt des Maßstabes zu befestigen.

5. Ergebnisse

Die Aufnahmen zeigten starke Unregelmäßigkeiten in der Linienbreite. Innerhalb ein und derselben Aufnahme traten nach außen hin Verbreiterungen auf, die nicht allein von der Teilchengröße, sondern auch vom veränderten Abstand Präparat zum Kondensator. Ein diese Unterschiede auszugleichen, wurden alle Linienbreiten un-

rechnet auf den Radius der bereits verwendeten Debye-Kammer. Es ergab sich dadurch auch die Möglichkeit eines direkten Vergleichs beider Aufnahmeverfahren. Aus nebenstehender Skizze ist ersichtlich, wie die Umrechnung durchgeführt wurde. Die auf dem Film F-F gemessene Breite B'' wurde durch Gleichung (I) umgerechnet auf den Kreisbogen R', wobei wegen der geringen Größen die Krümmung vernachlässigt werden konnte.



$$B'' = B' \cos \chi \quad (I)$$

Um B' auf den Radius 28,65 mm umzurechnen, wurde angesetzt:

$$\frac{B}{R} = \frac{B'}{R'} \quad (II)$$

Somit war B, bezogen auf Debye-Kammerradius, bestimmt, wenn R' gefunden war. Dieser ergab sich aber aus der einfachen Beziehung:

$$R' = \frac{A}{\sin \chi} \quad (III)$$

wobei χ aus Teil I übernommen wurde. 2A, der Durchmesser der jetzt konzentrischen Interferenzlinien, wurde, wie auch deren Breite, photometrisch gemessen. Man sieht, daß die Entfernung a der Folie vom Film entbehrlich ist; sie wurde nur zur Orientierung herangezogen, um aus A und χ den Winkel χ und damit die reflektierende Ebene zu finden. Wegen der raschen Zunahme der Entfernung R' wurden die höheren Indizes-Reflexe so schwach, daß sie nicht mehr gemessen werden konnten. Die Aufnahmen zeigten sämtliche klaren Untergrund, konnten also gut photometriert werden. Sie wurden mit Cu K α -Strahlung gemacht, und zwar bei 18 mA und 45 KV sowie vierstündiger Belichtung. Die Blendengrößen waren 0,9 bzw. 0,7 mm. Auch bei diesen Aufnahmen wurde die Scherrer-Formel mit der Größe $b \cos^2 \frac{1}{2} \chi$ zur Auswertung benutzt.

Der Gang der Auswertung war also folgender: Aus dem Photogramm wurde B'' entnommen und B' aus Gleichung (I) mit dem Kreise R' berechnet. R' wurde aus Gleichung (III) durch Annehmen des Ringdurchmessers 2A gefunden. Die erhaltenen Werte, in Gleichung (II) eingesetzt, ergaben die gesuchte Breite B. Diese wurde korrigiert durch $- b \cos^2 \frac{1}{2} \chi$, dann in Bogenmaß in die Scherrer-Formel eingesetzt. Diese nimmt, wenn man die Konstanten zusammenzieht, folgende Gestalt an, woraus sich die Teilchengröße λ berechnen läßt:

$$\frac{(B - b \cos^2 \frac{1}{2} \chi) \cdot 10^4}{R \cos^2 \frac{1}{2} \chi} = \lambda$$

Da bei dieser Methode durch den teilweise großen Abstand R' die Wirkung des K α -Dubletts stark in Erscheinung tritt, wurden die Werte B-b' nach der bereits erwähnten Methode korrigiert. Es wurden so für die einzelnen Präparate erhalten:

Tabelle 66. Au

E	B''	B	b'	B · b'	B · b' <small>kor.</small>	λ
(111)	0,90	1,42	0,63	0,80	0,77	5,7
(200)	1,12	1,46	0,61	0,83	0,82	5,5

Mittel: 5,6 nm

Tabelle 67. Ag

E	B''	B	b'	B · b'	B · b' <small>kor.</small>	λ
(111)	0,83	1,17	0,63	0,54	0,52	6,4
(200)	0,92	1,09	0,61	0,48	0,45	6,6

Mittel: 6,2 nm

Tabelle 68. MgO

E	B''	B	b'	B · b'	B · b' <small>kor.</small>	λ
(111)	0,90	1,27	0,63	0,64	0,61	7,1
(200)	0,76	1,00	0,64	0,42	0,38	11,1

Mittel: 9,1 nm

Die verhältnismäßig großen Abweichungen von den auf Seite 15 angegebenen Werten dürften auf die möglichen Fehler

zurückzuführen sein, die bei der Umrechnung auf die verschiedenen Radien R' bzw. R auftreten können. Der Fehler bei der Breitenmessung wurde bereits mit 5% angegeben. Der durch die Vernachlässigung des Kreisbogens bei B' entstandene Fehler kann auf 5% geschätzt werden. Die zur Bestimmung von R' nötige Messung des Ringdurchmessers $2A$ ist nur auf etwa 20% genau, da sich infolge der Breite der Interferenzen die genaue Stelle des Maximums nicht mit genügender Sicherheit angeben läßt. Der Gesamtfehler dürfte aber bei dieser Methode 25% nicht übersteigen.

Wenn auch das erwähnte Verfahren an Genauigkeit noch einige zu wünschen übrigläßt, kann es doch in den Fällen mit herangezogen werden, wo es gilt, die Teilchengröße ihrer Größenordnung nach zu bestimmen, oder wenn die Größe nur relativ gemessen werden soll. Insbesondere eignet sie sich für Untersuchungen von Faserstoffen oder Folien, wie z. B. Papiersorten u. ä., bei denen es nicht möglich ist, die Bleiglas-Methode anzuwenden. Vor allem aber ist hierbei der Einfluß der Absorption im Präparat auf ein Minimum herabgedrückt.

In den nachfolgenden Bildern 10 und 11, die zwei Beispiele für dieses Aufnahmeverfahren geben, sind die Folien von Au und MgO auf Planfilm aufgenommen. Besonders deutlich ist hier der Unterschied in der Linienbreite zwischen beiden Aufnahmen sowie die rasche Intensitätsabnahme nach großen Winkeln hin zu erkennen.

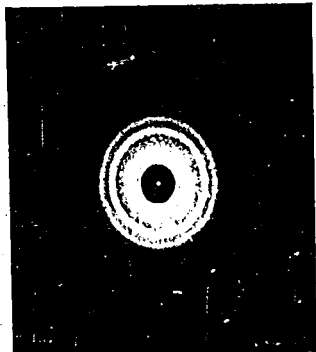


Bild 10



Bild 11

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse in den folgenden Tabellen vermittelt einen guten Überblick über die einzelnen Verfahren.

Tabelle 69. A-Werte für Pb-Glas und Verhältnisse in mg.

	Formel von Scherrer		Formel von Bragg		Näherungsformel von Bragg	
	Pb-Gl.	Verh.	Pb-Gl.	Verh.	Pb-Gl.	Verh.
MgO	14,7	26,3	14,5	10,9	14,4	—
Ag	12,9	16,4	9,1	6,6	9,4	6,6
Au	9,1	8,1	7,1	5,9	7,0	5,5

Tabelle 70. A-Werte für H-Spektren in mg.

	Brill-Kurve						neue Formel					
	Cu-Strahlung			Fe-Strahlung			Cu-Strahlung			Fe-Strahlung		
r	0,5	1,0	1,4	0,5	1,0	1,4	0,5	1,0	1,4	0,5	1,0	1,4
MgO	2,8	1,2	0,9	3,5	1,5	1,2	9,5	9,9	9,9	10,5	10,4	10,1
r	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5
Ag	3,2	1,6	1,0	—	1,7	—	8,5	10,5	9,5	—	—	—
r	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5	0,5	1,0	1,5
Au	3,5	1,5	1,0	—	1,7	—	10,0	9,4	9,7	—	—	—

Tabelle 71. A-Werte für Folien in mg.

	Daly-Kammer	Planfilm
MgO	16,0	9,1
Ag	9,4	9,2
Au	7,4	5,6

Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit zeigen, daß für von Brill entwickelte Methode zur Teilchengrößenbestimmung aus der Breite der Interferenzlinien die genaue Bestimmung gesuchten Substanzen haben demnach die Größen:

MgO 14,5 mg.

Ag 9,1 mg.

Au 7,1 mg.

Au und Ag sind also nahezu gleich. Es ist keinesfalls verwunderlich, daß die röntgenographisch erhaltenen Werte kleiner sind als die ultramikroskopischen. Wie schon eingangs angedeutet, sind die Messungen mit dem Ultramikroskop durch Zusammenballungen von Teilchen verschiedener Größe beeinträchtigt.

Es soll in nächster Zeit versucht werden, mit Hilfe des Elektronenmikroskops sowohl die Größe wie besonders auch die Verteilung der Teilchen zu bestimmen. Da aber das Arbeiten mit dem Elektronenmikroskop sehr hohe Anforderungen an die Konstanz der Spannung und des elektromagnetischen Feldes sowie an den Bau der Objektive stellt, stehen zur Zeit einer exakten Teilchengrößenbestimmung noch einige Schwierigkeiten entgegen.

Zusammenfassung.

Es wird die geschichtliche Entwicklung der verschiedenen Methoden, Teilchengrößen zu bestimmen, aufgeführt.

Die röntgenographischen Verfahren werden an Hand von Aufnahmen mit Präparaten aus Au, Ag und MgO überprüft. Dabei wird bestätigt, daß die Formel von Scherrer nur für stark absorbierende Präparate Gültigkeit besitzt und sehr ungenaue Werte liefert. Es wird ferner festgestellt, daß die von Brill eingeführte Methode, der die Verwendung eines Bleigaskernes zugrundeliegt, in allen Fällen exakte Werte liefert und somit heute die genaueste ist. Auch Brill's Nährungsformel ergibt hinreichend genaue Werte. Die Brill'sche Methode mit Hohlzylinder wird einer Prüfung unterzogen und für mangelhaft befunden. Der Grund dafür liegt in der von Brill aufgestellten Kurve. Es wird hierfür eine neue Formel empirisch aufgestellt und experimentell begründet. Um die Verschiedenheit der Absorption im Präparat zu beheben, wird ein Verfahren entwickelt, bei dem die zu untersuchende Substanz als Folie durchleuchtet wird. Hierbei wird sowohl Zylinderfilm wie auch Planfilm verwendet. Bei der Auswertung dieser Aufnahmen, die mit der Scherrer-Formel durchgeführt wird, macht sich eine Änderung der Formel nötig.

Literatur - Verzeichniss

- 1) Zsigmondy, Kolloidchemie, 3. Aufl. 1925.
- 2) D. Betcher, 23 El-Chem. 64 Nr. 6 1926.
- 3) P. Scherrer, Nachr. Ges. Wiss. Oettingen 1914, S. 98.
- 4) Artel, E. van, Physica 64 S (1923) S. 228.
- 5) Lase, M. von, 23 Krist. 64 (1926) S. 115.
- 6) K. Becker, 23 Physik. 42 (1927) S. 226.
- 7) O. Sachs u. P. K. v. Ocker, 23 Metallkunde 19 (1927) S. 618.
- 8) A. L. Patterson, 23 Krist. 65 (1927) S. 627.
- 9) Brill, 23 Krist. 64 (1927) S. 387.
- 10) Heugtenberg und Mack, 23 Krist. 69 (1928) S. 271.
- 11) Brill, 23 Techn. Physik 19 (1929) S. 662.
- 12) Brill und Pelzer, 23 Krist. 72 (1929) S. 304.
- 13) Brill und Pelzer, 23 Krist. 74 (1930) S. 142.
- 14) O. H. Cameron, Physica 3 (1927) S. 37.
- 15) Caglietti und Sachs, 23 Phys. 76 (1928) S. 647.
- 16) Fricke und Lüdke, 23 phys. Chem. 23 (1928) S. 829.
- 17) Wever und Pfaff, Mitt. Kgl. Wirt.-Inst. Chem. Düsseldorf 13 (1927) S. 162.
- 18) R. Fricke, Koll. 23 69 (1927) Nr. 2.
- 19) Sonderhoff d. Koll. 23 69 (1927) S. 2.
- 20) Fricke, Schaubel und Beck, 23 El. Chem. 42 (1926) Nr. 12.
- 21) Hofmann und Wenz, 23 phys. Chem. 43 (1926) Nr. 76 S. 304.
- 22) Brill, 23 Krist. 95 (1926) S. 456.
- 23) Kochendörfer, 23 Krist. 97 (1926) S. 608.
- 24) Haley u. Terry, Trans. Faraday Soc. 27 (1931) S. 1154.
- 25) Möller und Roch, Mitt. Kgl. Wirt.-Inst. Chem. Düsseldorf, 19 (1927) S. 123.
- 26) H. E. Schwyer, Ind. Eng. Chem. Analyt. Edn. 4 (1917).
- 27) R. Fricke, 23 El. Chem. 41 (1926) Nr. 3.
- 28) D. Betcher, 23 El. Chem. 64 (1926) Nr. 6.
- 29) F. W. Jones, Proc. Roy. Soc. London (1921) 64 (191) S. 61 - 63.
- 30) A. Glöcker, Mat.-Prög. u. Ber. 30 (1926) S. 225.
- 31) Brill, 23 Krist. 68 (1926) S. 205 - 94.
- 32) Brill, 23 Krist. 68 (1926) S. 206.
- 33) Brill und Pelzer, Z. Techn. Ph. 10 (1929) S. 614 R.
- 34) F. W. Jones, Proc. Roy. Soc. 146 (1934) S. 24.

Die vorliegende Arbeit wurde im Laboratorium für angewandte Röntgenographie der Technischen Hochschule Dresden auf Anregung von Herrn Professor Dr. rer. nat. O. W i e d m a n n ausgeführt.

Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Professor Dr. W i e d m a n n für das meiner Arbeit stets entgegengebrachte Interesse sowie für die mir zuteil gewordene Unterstützung meinen aufrichtigen Dank aussprechen. Ferner danke ich Herrn Professor Dr. S t u a r t für die Übernahme des Korreferates und der Physikprüfung sowie Herrn Professor Dr. L a g a l l y für die Übernahme der Mathematikprüfung.

Nicht zuletzt gilt mein Dank der Firma Chemische Fabrik von Heyden A. O., Radebeul, für die mir freundlicherweise zur Verfügung gestellten Präparate

Günter Freyer.

END
OF
REEL
Roll

61-CC

Frames

757-794

Test engine for light fuels. n. d.

795-823

Diesel test engine for Diesel fuels. 1940.

824-840

Control of D. C. motors. By C. Moerder. Jul 3, 1943.
Special reprint from the Archives for Electrical Engineering, pp. 571-587, Jul 3, 1943.

841-896

Traces of electric arcs supplied to metals for a short period of time. By Hans Roth. Nov 10, 1939.

897-944

Determination of the size of smallest particles by X-rays.
By Gunter Freyer. Jun 15, 1939.

Frames

- 506-537 Formation of mixtures in multi-cylinder Otto engines.
By Franz Kramor. 1944. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung,"
No. 82, 1944, pp. 1-29.
- 538-581 Thermodynamic tests on Diesel engines. By Hand List.
1944. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung," No. 79, 1944,
pp. 1-39.
- 582-608 Measurement of the lubricating properties of lubricants.
By Johannes Kluge. 1942. From the "Mitteilungen der
deutschen Akademie der Luftfahrtforschung," No. 6, 1942,
pp. 299-323.
- 609-632 Molecular-physical processes in lubrication. By Johannes
Wolf. 1942. From the "Mitteilungen der deutschen Akademie
der Luftfahrtforschung," No. 6, 1942, pp. 325-348.
- 633-638 Mixture formation and combustion in the Diesel engine. By
W. Pauer. Oct 1, 1940. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 639-646 Diesel engine with two types of fuel. By Potthoff. n. d.
From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 647-662 Diesel engine with two types of fuel. By Rimann. n. d.
From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 663-676 Efficiency and course of combustion in the Diesel engine.
By List. n.d. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 677-679 Supercharging of Diesel engines in vehicles. By Ernst. n. d.
From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 680-696 Formation and combustion of fuel-air mixtures. By Blume.
n. d. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 697-729 Influence of the mixture formation and combustion on losses
in combustion engines. By Ullmann. n. d. From "Deutsche
Kraftfahrzeugforschung."
- 730-746 Character of the injected fuel at injection into Diesel
engines. By Oschatz. n. d. From "Deutsche Kraftfahrzeugfor-
schung."
- 747-752 Measurement of the ignition delay in Diesel engines. By
Kraat. n. d. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."
- 753-756 Diesel engine with laterally controlled valves. By Kraat.
n. d. From "Deutsche Kraftfahrzeugforschung."

Frames

- 279-281 Liquid mixtures. By Dunken. Jun 29, 1943.
- 282-300 Lubricating behavior of oil during starting friction.
By Bartel. Feb 29, 1944.
- 301-306 Influence of the sliding speed on friction. By Kluge.
Feb 29, 1944.
- 307-309 Friction wear of piston rings. By Philippovich.
Feb 29, 1944.
- 310-315 Technique of lubrication. By Philippovich.
Feb 29, 1944.
- 316-322 Peroxide content of oils. By Seelich. Feb 29, 1944.
- 323-326 Lubricating oil. By Herbert Jaisly. 1939. (From "Die
Masse", No. 3, pp. 43-44, 1939.)
- 327-383 Bearing friction. By Theodor Ranow. Dec 7, 1936.
- 384-386 Rasch, Ewald (Inventor). Bearing with reduced friction.
Ger. patent 356,735, Class 47b, group 4, dated Jul 27,
1922. Supplement to patent 356,734.
- 387-389 Rasch, Ewald (Inventor). Method for reducing the stress
of moving parts in machine bearings. Ger. patent 356,734,
Class 47b, group 4, dated Jul 27, 1922.
- 390-395 Additive for high pressure lubrication. By E. Kaler.
1944. Reprint from "Oil und Kohle", 1944, 5/6, pp. 102-105.
- 396-413 Pumping behavior of motor oils. By Heider. Jul 20, 1944.
- 414-424 Determination of the octane number. By E. Singer.
Jun 23, 1941.
- 425-438 Lubrication and material wear. By Buchmann. Apr 22, 1943.
- 439-451 Lubrication as a boundary surface process. By Kluge.
Aug 31, 1944.
- 452-505 Evaluation factors of two-cycle engines. By Jaro Zeman.
1944. From "Deutsche Kraftfahrzeugtechnik", No. 61, 1944,
pp. 1-44.

INDEX - TOM REEL 283
(Original Designation FIAT Reel CC 61)
PB L70401

Documents taken from Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Berlin

<u>Frames</u>	
1-11	<u>Physikalisch-Technische Reichsanstalt.</u> By Alfred Schulze. 1943.
12-20	<u>Technique of lubrication.</u> By Heidebroek. Dec. 17, 1938.
21-44	<u>Technique of lubrication.</u> By Erk. Apr 11, 1938.
45-64	<u>Technique of lubrication.</u> By K. Wolf and H. Harms. Apr 11, 1938.
65-79	<u>Aging of lubricating oils.</u> By Philippovich. Apr 11, 1938.
80-114	<u>Technique of lubrication.</u> By Heidebroek and Rumpf. Apr. 11, 1938.
115-129	<u>Wear of machine parts.</u> By Siebel. Apr 11, 1938.
130-178	<u>Synthetic lubricating oils.</u> By H. Zorn. Dec 17, 1938.
179-202	<u>Technique of lubrication.</u> Dec 17, 1938.
203-217	<u>Technique of lubrication.</u> By Kluge. Mar 4, 1943.
218-222	<u>Friction and material wear.</u> By Hols. Mar 4, 1943.
223-227	<u>Bearing shells of hard metal.</u> By Heidebroek. Mar 4, 1943.
228-233	<u>Frictional heat of raw materials.</u> By Siebel. Mar 4, 1943.
235-240	<u>Wire drawing.</u> By Siebel. Mar 4, 1943.
241-246	<u>Oil testing process.</u> By v. Philippovich. Mar 4, 1943.
247-264	<u>Sliding friction of solid bodies.</u> By Wolf. Jun 29, 1943.
265-266	<u>Wear of material by friction.</u> By Kluge. Jun 29, 1943.
267-270	<u>Non-metallic phase in metals.</u> By Kramer. Jun 29, 1943.