

Technische Physik

Ragnar Holm

# Die technische Physik der elektrischen Kontakte

# Technische Physik

## in Einzeldarstellungen

Herausgegeben von  
W. Meißner, München und G. Holst, Eindhoven

---

---

4

---

---

# Die technische Physik der elektrischen Kontakte

Von

Dr. Ragnar Holm

Mit 130 Abbildungen



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1941

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung  
in fremde Sprachen, vorbehalten.  
Copyright 1941 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg  
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1941**

ISBN 978-3-662-42222-9

ISBN 978-3-662-42491-9 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-42491-9

## Vorwort.

Schalter, Relais, Klemmen, Mikrophone und Kollektoren der elektrischen Maschinen sind alle durch Kontakte wirksam. In wachsendem Ausmaß werden die Kontakte in der Technik benutzt, und immer größere Forderungen werden an sie gestellt. So entsteht ein Bedürfnis nach Kenntnis der physikalischen Grundlagen der Kontakterscheinungen, nach Beiwerten und Formeln für Berechnungen. Im vorliegenden Buch wird versucht, diesem Bedürfnis entgegenzukommen. Die Physik der Kontakte wird geschildert, technisch wichtige Problemstellungen werden ausgeformt und behandelt, und übersichtliche Tafeln geben die bezüglichen Beiwerte der Stoffe. Es wird aber nicht versucht, technische Einzelheiten irgendwie vollständig aufzuzählen.

Um die Kürze des Buchtitels zu gewinnen, mußte eine Ungenauigkeit in Kauf genommen werden. Der Titel deutet mehr an, als behandelt worden ist. Die thermoelektrischen sowie viele Erscheinungen bei Stromgleichrichtern gehören nämlich ebenfalls unter den Begriff „elektrische Kontakte“, sind aber hier nicht geschildert worden, und die Kontaktphysik der Schaltergeräte ist auf das Gebiet kleiner Leistungen begrenzt worden. Zweierlei Gründe haben mich zu diesen Einschränkungen veranlaßt. Teils bin ich auf den fortgelassenen Gebieten nicht zuständig, teils wurde, teils wird hoffentlich bald über sie von berufener Seite berichtet. Für die Thermoelektrizität haben wir schon die gründlichen Darstellungen von G. BORELIUS im Handbuch der Metallphysik und von W. MEISSNER im Handbuch der Experimentalphysik, während über die Gleichrichter-Erscheinungen W. SCHOTTKY schon Übersichten in Abhandlungsform gegeben hat (siehe das Literaturverzeichnis am Ende des Buches).

Das Buch beginnt mit einem einleitenden Paragraphen, in dem man an Hand einer vereinfachten Berechnungsweise mit dem Kern einiger Hauptprobleme der Kontaktlehre bekannt wird. So vorbereitet wird man die zweckgebundene Ausführlichkeit einiger folgender Paragraphen leichter hinnehmen. Zur Erleichterung beim Lesen möge es dienen, daß einige Abteilungen im Kleindruck gesetzt wurden. Sie sind nicht etwa unwichtig, brauchen aber erst beim genaueren Studium richtig beachtet zu werden; sie gehören sozusagen zum höheren Kursus.

Für die Reihenfolge des Stoffes ist das Prinzip leitend gewesen, die Begriffe möglichst ohne Wiederholung sozusagen organisch herauswachsen zu lassen. Dabei wurde Wert darauf gelegt, dem Leser das richtige Gefühl für den Grad der Zuverlässigkeit und der Reichweite der verschiedenen Resultate zu geben.

Auch über das Sammeln des Stoffes ist hier etwas zu sagen. Die zugrunde liegende Menge von Erfahrungen ist groß und entstammt neben eigenen Untersuchungen vielen anderen Quellen. Ohne die Hilfe von Mitarbeitern, ohne anregende Fragen verschiedener Techniker und ohne ein verständnisvolles Entgegenkommen der Leitung der Siemenswerke, zu deren Physikerstab ich die Ehre habe zu gehören, wäre dieses Werk kaum entstanden, auf keinen Fall aber in der zweckmäßigen Vollständigkeit. Ich danke darum wärmstens Herrn Dr. H. v. SIEMENS und Herrn Professor Dr. H. GERDIEN für die Förderung meiner Arbeit im Forschungslaboratorium der Siemenswerke. Unter meinen Mitarbeitern sei besonders meine Frau, Dr. ELSE HOLM, erwähnt, welche sowohl bei Messungen und Berechnungen wie auch bei der Bearbeitung des Manuskriptes beim Lesen der Korrekturen mitgewirkt hat. Ähnlich war Herr F. GÜLDENPFENNIG tätig. Herr Dr. R. STÖRMER hat bei der Ausführung gewisser grundlegender Kontaktuntersuchungen mitgewirkt; dasselbe gilt für Herrn Dr. B. KIRSCHSTEIN bezüglich Reibungsmessungen und Berechnungen über den Tunneleffekt; auch Herrn Dr. H. P. FINK sei hier für seine Mitarbeit gedankt. Von vielen Fachgenossen habe ich wertvolle Ratschläge für dieses Buch erhalten. Mit besonderem Dank erwähne ich unter ihnen die Herren Prof. Dr. H. BUSCH, Dr. J. KRÖNERT, Prof. Dr. W. MEISSNER, Dr.-Ing. D. MÜLLER-HILLEBRAND, Prof. Dr. W. SCHOTTKY, Dr. J. J. WENT und Prof. Dr. J. WALLOT. Bis es eventuell dazu kommt, daß eine neue Auflage erforderlich wird, hoffe ich, von Kritik sowie weiteren Vorschlägen und Mitteilungen viel gelernt zu haben.

Der Verlagsbuchhandlung Julius Springer danke ich für stets freundliches Entgegenkommen und gute Ausführung trotz mancherlei durch die Zeitlage bedingten Schwierigkeiten.

Berlin-Siemensstadt, im Mai 1941.

**RAGNAR HOLM.**

## Inhaltsverzeichnis.

I. Ruhende Kontakte . . . . .	1
§ 1. Einleitung. Vereinfachte Schilderung einiger Hauptbegriffe aus der Kontaktlehre . . . . .	1
§ 2. Der Begriff Kontaktwiderstand . . . . .	7
§ 3. Berechnung von Engewiderständen bei konstantem spezifischem Widerstand $\varrho$ . . . . .	11
§ 4. Die Beziehung zwischen elektrischem Potential und Temperatur in Strom-Engen, besonders bei symmetrischen Kontakten . . . . .	22
§ 5. Die Potential-Temperaturbeziehung in der Umgebung eines unsymmetrischen Kontaktes . . . . .	31
§ 6. Die Widerstandsveränderungen infolge der Stromwärme, sowie Beispiele zur Gl. (4, 14) . . . . .	32
§ 7. Die $RU$ -Linien von rein metallischen Einstoffkontakten. Entfestigungs- und Schmelzspannung . . . . .	37
§ 8. Die $RU$ -Linie eines stark unsymmetrischen Kontaktes . . . . .	45
§ 9. Die Temperaturverteilung in einem Strom-Engegebiet . . . . .	47
§ 10. Der zeitliche Verlauf der Erwärmung eines Strom-Engegebietes . . . . .	49
§ 11. Die Induktivität einer Strom-Enge . . . . .	57
§ 12. Elektrodynamische und elektrostatische Kräfte in Kontakten . . . . .	60
§ 13. Elastizität, Härte und Atomplatzwechsel . . . . .	63
§ 14. Kontaktwiderstand und Kontaktfläche in Abhängigkeit von der Kontaktlast, wenn diese mäßig oder groß ist. . . . .	69
§ 15. Kontaktwiderstand und Kontaktfläche in Abhängigkeit von der Kontaktlast, wenn diese klein ist . . . . .	78
§ 16. Bestimmung der Kontaktfläche $F_0$ besonders an Plattenkontakten. Stromdichte . . . . .	81
§ 17. Allgemeines über Anlaufschichten in Kontakten . . . . .	84
§ 18. Die Theorie des Anlaufvorganges . . . . .	85
§ 19. Beispiele der Ausbildung von Anlaufschichten . . . . .	88
§ 20. Die elektrische Leitung in dünnsten Fremdschichten . . . . .	94
§ 21. Die Theorie der Stromleitung durch die dünnsten Fremdschichten in Metallkontakten . . . . .	101
§ 22. Theoretisches zur Stromleitung durch dicke Fremdschichten in Kontakten . . . . .	106
§ 23. Die Frittung von Fremdschichten in Metallkontakten . . . . .	115
§ 24. $RU$ -Linien von Kontakten mit Fremdschichten . . . . .	126
§ 25. Das Haften der Kontakte, Sintern, Schweißen . . . . .	130
§ 26. Über die Wasserhaut auf Metallflächen und über die $VOLTA$ -Spannung . . . . .	137
§ 27. Widerstände in praktischen Kontakten, welche stromlos geöffnet oder geschlossen werden. . . . .	139
A. Allgemeines über die störende Fremdschicht in praktischen Kontakten . . . . .	139
B. Messungen an ohne Stoß und Reibung zusammgelegten Kontakten . . . . .	142
C. Messungen an Klemmkontakten . . . . .	143

§ 28. Dimensionierung eines Kontaktes mit Rücksicht auf seine Erwärmung	146
§ 29. Die Wirkung der Kontakte im Kohlekörnermikrophon . . . . .	150
§ 30. Der elektrische Widerstand gepreßter Pulver mit Elektronenleitung bei Zimmertemperatur . . . . .	161
<b>II. Gleit- und Schleifkontakte . . . . .</b>	<b>164</b>
§ 31. Einleitung zur Lehre der Gleitkontakte . . . . .	164
§ 32. Die hydrodynamische Schmierreibung . . . . .	166
§ 33. Die Gleit- und Schmierfähigkeit des Graphits . . . . .	169
§ 34. Die wirklich trockene Reibung an reinen Metalloberflächen im Vakuum	171
§ 35. Die unstete Bewegung metallischer Schleifkontakte. Die Temperatur in Schleifkontakten . . . . .	173
§ 36. Die Reibung bei Anwesenheit fester Fremdschichten sowie Epilamen- reibung . . . . .	177
§ 37. Die Theorie der trockenen und der Epilamenreibung . . . . .	184
A. Übersicht über die Tatsachen . . . . .	184
B. Erklärung der Epilamenreibung . . . . .	187
C. Die COULOMBSche Regel . . . . .	188
D. Die Theorie der trockenen Reibung ohne wesentliche Verschleiß- oder Verformungsarbeit . . . . .	188
§ 38. Die elektrische Leitung durch Schleifkontakte . . . . .	190
A. Graphit-Graphit-Kontakt . . . . .	190
B. Graphit-Metall-Kontakt . . . . .	192
C. Die Theorie der <i>RU</i> -Linien der Graphitbürsten-Schleifkontakte	195
§ 39. Der mechanische Verschleiß in Schleifkontakten und dessen Änderung bei Stromdurchfluß . . . . .	198
A. Apparat für Verschleißmessungen an Bürsten . . . . .	199
B. Maße für den Verschleiß . . . . .	200
C. Prinzip der empirischen Reduktionsformeln . . . . .	200
D. Der mechanische Verschleiß ohne Strom . . . . .	202
E. Der Verschleiß im stromführenden aber nicht funkenden Kontakt	208
§ 40. Der Verschleiß bei funkender Bürste . . . . .	209
§ 41. Die Kontakte der Stromabnehmer für den elektrischen Bahnbetrieb	213
<b>III. Abhebekontakte . . . . .</b>	<b>214</b>
§ 42. Einleitung . . . . .	214
§ 43. Allgemeines und Theoretisches über den Elektrizitätsdurchgang durch Gase, besonders über den Lichtbogen . . . . .	217
§ 44. Die <i>UI</i> -Kennlinien des Bogens. Ziehen des Bogens. Durchschlag .	222
§ 45. Methoden, um den Ausschaltbogen zu schwächen bzw. zu vermeiden	234
§ 46. Die Brenndauer des Lichtbogens und die durch diesen geflossene Elek- trizitätsmenge beim Einschalten ohne Prellung bzw. vor dem Prellen	237
§ 47. Die Brenndauer des Ausschaltbogens und die durch ihn geflossene Elektrizitätsmenge. Einzelner Kreis . . . . .	242
§ 48. Ausschalten mit Löschkreis laut Abb. (45, 01) . . . . .	248
§ 49. Formänderungen durch Stoffwanderung in Abhebekontakten. Ein- leitung. Bezeichnungen . . . . .	254
§ 50. Die Hauptgesetze der Stoffwanderung in Abhebekontakten unter dem Einfluß der Entladungen . . . . .	257
§ 51. Die Oxydation und sonstige chemische Reaktionen in bewegten strom- führenden Kontakten, besonders in Abhebekontakten . . . . .	268

§ 52. Das Prellen der Abhebekontakte . . . . .	271
§ 53. Verwertung der Stoffkonstanten $\gamma$ und Vergleich der Stoffe hinsichtlich der Stoffwanderung in Abhebekontakten mit Normalelektroden Tafel der die Grobwanderung kennzeichnenden Beiwerte der Kontaktstoffe . . . . .	274 277
§ 54. Feinwanderung, Volumenmessung . . . . .	278
§ 55. Die Physik der Feinwanderung. Stiftbildung . . . . . Erklärungsmöglichkeiten für die Feinwanderung . . . . . Stiftbildung durch Feinwanderung . . . . .	284 286 291
§ 56. Numerische Beispiele zu den Stoffwanderungsformeln. Die Berechnung eines Löschkreises . . . . .	292
§ 57. Quecksilberschalter und Kohleldruckwiderstände. . . . .	296
IV. Aus der Geschichte der Kontaktlehre . . . . .	298
§ 58. Aus der Geschichte der Kontaktlehre . . . . . Beiwertetafel. . . . .	298 310
Namen- und Literaturverzeichnis . . . . .	312
Sachverzeichnis . . . . .	332

## Liste der wichtigsten Bezeichnungen

mit für die Formeln (nicht immer für die Tafeln) geltenden Einheiten.

In den angegebenen Paragraphen werden die betreffenden Größen besonders verwendet bzw. beschrieben.

Die meisten Gleichungen sind „Zahlenwertgleichungen“.

Den Begriff Druck beziehen wir konsequenterweise auf das  $\text{cm}^2$  der beanspruchten Fläche. Ohne Rücksicht auf die Fläche sprechen wir von Druckkraft oder in dem besonderen Falle eines Kontaktes von Kontaktlast.

*a*-Fläche, eine zusammenhängende leitende Kontaktfläche bzw. Teilfläche eines Kontaktes, § 2, 13, 14, 15, 16.

*a* Halbmesser einer leitenden Kontaktfläche, besonders einer *a*-Fläche **cm**, § 2, 3, 15, 16.

*b* Halbmesser der die Kontaktfläche ersetzenden unendlich gut leitenden Kugel im Modell (1,01).

*c* Wärmekapazität **J cm<sup>-3</sup>**, § 10.

*e* Ladung des Elektrons, elektrostatische **CGS-Einheit**, § 21.

*f* Relative Feuchtigkeit, z. B.  $f=0,4$  bedeutet 40%.

*h* Ganghöhe einer Schraube **cm**, § 27.

*h* Lager-Spaltweite, § 32.

*j* elektrische Stromdichte **A cm<sup>-2</sup>**, § 22.

*l* Länge **cm**, § 3, 11.

*l* kleine Induktivität **H**, § 46.

*m* Elektronenmasse **g**, § 21.

*n* Anzahl, § 3, 16.

*n* Normale zu einer Fläche, § 4.

*p* Druck **g cm<sup>-2</sup>** (in Tafeln **t cm<sup>-2</sup>**), § 13, 31, 32, 37.

**p** HEAVISIDE-Operator  $\mathbf{p} = d/dt$ , § 48.

*q* durch eine Einzelentladung geflossene Elektrizitätsmenge **C**, § 50.

*r* Halbmesser **cm**.

*s* Gleitweg **km**, § 39.

*t* Zeit **s**, gelegentlich **h**.

*t* und *t<sub>b</sub>* Bogendauer **s**, § 44, 46, 47, 48.

*v* Geschwindigkeit **cm s<sup>-1</sup>**.

*v<sub>0</sub>* Umfangsgeschwindigkeit einer Welle, § 32.

*w<sub>i</sub>* Grenzenergie der FERMI-Verteilung **eV**, § 22.

*x* Abstand **cm**.

**x** Rechengröße, § 47, 48.

*y* Dicke **cm**, gelegentlich **Å**, auch Abstand senkrecht zur *x*-Richtung.

*y* Spaltweite, auch Bogenlänge **cm**, § 12, 19, 44.

**y** Rechengröße, § 47, 48.

$z = \frac{\lambda}{cb^2} \cdot t$  reduziertes Zeitmaß, § 10.

**A** Stoffbeiwert, der den Verschleiß eines stromdurchflossenen Kontaktes kennzeichnet, § 39.

**B** Halbmesser der Endfläche im Modell (1,01).

**B** Luftdruck **Torr**, § 44.

**C** elektrische Kapazität **F**, gelegentlich **cm**, § 3, 12, 46.

**D** Durchmesser **cm**, § 3, 29, 30.

**D** besonders *D<sub>k</sub>* und *D<sub>a</sub>* von der Kathode bzw. Anode verdampftes Metall,  $10^{-6} \text{ cm}^3$ , § 50.

- D** Durchtrittswahrscheinlichkeit, § 21.  
**E** elektromotorische Kraft **V**.  
**E** Elastizitätsmodul  $\text{g cm}^{-2}$ , § 13.  
 $\mathcal{E}$  elektrische Feldstärke  $\text{V cm}^{-1}$ , § 22, 23.  
 $\mathcal{E}_f$  Frittfeldstärke  $\text{V cm}^{-1}$ , § 23.  
**F** Fläche, Flächengröße  $\text{cm}^2$ .  
**F<sub>e</sub>** Endfläche einer Niveauflächenschaar, § 4.  
**F<sub>0</sub>** leitende Kontaktfläche  $\text{cm}^2$ , § 1, 2, 13, 16.  
**F** scheinbare Berührungsfläche, § 2.  
**F<sub>0</sub>** wirkliche, tragende Berührungsfläche, § 2, 13.  
**FL** Forschungslaboratorium der Siemens-Werke, Abt. Holm.  
**G** Stoffverlust bei Grobwanderung,  $10^{-6} \text{ cm}^3$ , § 50, 53.  
**G<sub>f</sub>** Stoffverlust bei Feinwanderung,  $10^{-6} \text{ cm}^3$ , § 54.  
**G<sub>r</sub>** Grenzfläche (eines Kontaktgliedes), welche nicht vom Strom durchsetzt wird, § 3, 4.  
**H** Härte, obere Grenze für  $p$ ,  $\text{g cm}^{-2}$  (in Tafeln  $\text{t cm}^{-2}$ ), § 13, 31, 37.  
 $\mathfrak{H}$  magnetische Feldstärke,  $\mathcal{O}$ , § 11, 12, 45.  
**I** Stromstärke **A**.  
**I<sub>0</sub>** Kurzschlußstromstärke **A**.  
**I<sub>b</sub>** Bogenstrom, eine Rechengröße **A**, § 47, 48.  
**I<sub>m</sub>** Mindeststromstärke für einen permanenten Lichtbogen **A**, § 43, 44, 53.  
**I<sub>t</sub>** Mindeststromstärke für einen Bogen, der den Kontakt zum Schweben bringt, eine Rechengröße **A**, § 46, 53.  
**J<sub>s</sub>** Löschstromstärke, eine Rechengröße **A**, § 47, 48, 53.  
**K** beliebiger Körper.  
**K** Kathodenfall **V**, § 50.  
**K<sub>α</sub>** ein natürlicher Körper mit endlichem Temperaturkoeffizienten  $\alpha$ , § 6, 55.  
**K<sub>0</sub>** ein gedachter Körper, ähnlich **K<sub>α</sub>**, aber mit  $\alpha = 0$ , § 6, 55.  
**K<sub>a</sub>** elektrostatische Anziehung **g**, § 12.  
**K<sub>r</sub>** elektrodynamische Abstoßung **g**, § 12.  
**L** Induktivität **H**, § 11, 45, 48.  
**M** Drehmoment  $\text{cm g}$ , § 27.  
**M** Stoffbeiwert, Verschleiß je  $\text{km}$  Gleitweg unter gewissen Normalbedingungen  $10^{-6} \text{ cm}^3$ , § 39.  
**N** Anzahl, § 50.  
**P** Kontaktlast **g**, § 13.  
**P<sub>b</sub>** Reibungskraft bei Bewegung **g**, § 31, 37.  
**P<sub>r</sub>** maximale Reibungskraft in Ruhe **g**, § 31, 37.  
**Q** Elektrizitätsmenge **C**, § 3, 46.  
**R** Engewiderstand in *einem* Kontaktglied  $\Omega$ , § 1, 2, 7 usw.  
**R** ganzer Engewiderstand eines Kontaktes  $\Omega$ , § 1, 2, 7 usw.  
**R<sub>a,b</sub>** und **R<sub>a,b</sub><sup>0</sup>** Meßzahlen bei der Ermittlung von **R**  $\Omega$ , § 2, 3, 4.  
**R<sub>h</sub>** Hautwiderstand  $\Omega$ , § 2, 20, 23.  
**R<sub>μ</sub>** Teilwiderstand zwischen der *S*-Fläche und einer Äquipotentialfläche  $F_\mu$   $\Omega$ , § 6.  
**RU**-Linie, Kennlinie eines Kontaktes in dem Koordinatensystem **R**, **U**, meistens logarithmisch, § 7.  
**S** Ausgangsfläche, nämlich eine Niveaufläche mit maximaler Temperatur, § 4.  
**T** absolute Temperatur  $^\circ\text{K}$ , § 4, 13.  
**U** *einem* Kontaktglied zugehörnde Engespannung **V**, § 1, 2, 4.  
**U** ganze Engespannung **V**, § 1, 2, 4 usw.  
**U<sub>d</sub>** Durchbruchspannung eines Kontaktpaltes **V**, § 44, 48.  
**U<sub>h</sub>** Hautspannung **V**, § 2, 22.  
**U<sub>m</sub>** Mindestspannung für den kürzesten Bogen **V**, § 44.  
**U<sub>0</sub>** Rechengröße nahe gleich **U<sub>m</sub>** **V**, § 46, 53.

- $U_e$  Entfestigungsspannung  $V$ , § 7, 25.  
 $U_h$  Haftspannung  $V$ , § 25.  
 $U_s$  Schmelzspannung  $V$ , § 7.  
 $UI$ -Kennlinien eines Bogens, § 44.  
 $V$  Voltäquivalent der Temperaturbewegung, § 22.  
 $V_f$  Frittspannung  $V$ , § 23.  
 $V_s$  Frittschlußspannung  $V$ , § 23.  
 $W$  Wärmewiderstand eines Kontaktgliedes  $W^{-1} \text{ cm grd}$ , § 1.  
 $W$  ganzer Wärmewiderstand eines Kontaktes  $W^{-1} \text{ cm grd}$ , § 1.  
 $Y$  Wärmestromstärke  $W$ , § 1.  
 $Z$  Zugfestigkeit  $g \text{ cm}^{-2}$ , § 25.  
 $\alpha$  Temperaturkoeffizient von  $\varrho$ , § 6, 7, 8.  
 $\beta$  Temperaturkoeffizient von  $\lambda$ , § 6, 7, 8.  
 $\gamma$  Formfaktor, § 3.  
 $\gamma$  Stoffbeiwert, Stoffverlust der am meisten verlierenden Elektrode bei Bogenentladung, je durchgeflossene Einheitsmenge Elektrizität,  $10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ C}^{-1}$ , § 50, 53.  
 $\gamma_f$  Stoffverlust der am meisten verlierenden Elektrode bei Feinwanderung,  $10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ C}^{-1}$ , § 54.  
 $\delta$  verdampfte Stoffmenge,  $10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ C}^{-1}$ , § 50.  
 $\varepsilon = \alpha + \beta$ , § 6.  
 $\varepsilon$  Dielektrizitätskonstante, § 22.  
 $\eta$  innerer Reibungskoeffizient, § 32.  
 $\vartheta$  gelegentlich Temperatur  $^{\circ}\text{C}$ , meistens Übertemperatur gegen vom Kontakt entfernte Teile der Kontaktglieder  $\text{grd}$ , § 4, 5, 6.  
 $\vartheta_f$  Formierungstemperatur  $^{\circ}\text{C}$ , § 13.  
 $\vartheta_0$  Übertemperatur der Kontaktfläche, wenn  $\vartheta_0 \neq \vartheta$  ist,  $\text{grd}$ .  
 $\vartheta$  Übertemperatur der wärmsten Niveaufäche (im symmetrischen Kontakt die Kontaktfläche)  $\text{grd}$ , § 4, 5, 6.  
 $\Theta$  Reibungswinkel. § 31.  
 $\kappa$  elektrische Leitfähigkeit  $S \text{ cm}^{-1}$ , § 4.  
 $\lambda = \lambda_0(1 + \beta\vartheta)$  Wärmeleitfähigkeit, wo  $\lambda_0$  zu der Temperatur der „Endflächen“ gehört und  $\beta$  der darauf bezogene Temperaturkoeffizient ist;  $W \text{ cm}^{-1} \text{ grd}^{-1}$ , § 4, 5, 6.  
 $\mu$  magnetische Permeabilität, § 11.  
 $\mu$  Reibungszahl, § 27, 31.  
 $\mu$  Parameter der Äquipotentialflächen eines symmetrischen Kontaktes mit ellipsenförmiger Berührungsfäche, § 3.  
 $\varrho = \varrho_0(1 + \alpha\vartheta)$  spezifischer elektrischer Widerstand, wo  $\varrho_0$  zu der Temperatur der „Endflächen“ gehört und  $\alpha$  der darauf bezogene Temperaturkoeffizient ist,  $\Omega \text{ cm}$ , § 4, 5, 6.  
 $\sigma$  THOMSON-Koeffizient, § 4.  
 $\sigma$  Hautwiderstand auf  $\text{cm}^2$  bezogen,  $\Omega \text{ cm}^2$ , § 14, 20.  
 $\tau$  eine Konstante des THOMSON-Effektes, § 4, 55.  
 $\tau$  bevorzugte Bogenzeit im Einschaltkontakt  $s$ , § 46, 53.  
 $\varphi$  elektrisches Potential  $eV$ , § 3, 4.  
 $\varphi_{\ominus}$  Austrittsarbeit der Elektronen  $eV$ , § 21, 22.  
 $\varphi_{\oplus}$  Austrittsarbeit der Defektelektronen  $eV$ , § 22.  
 $\Phi$  Volta-Spannung, § 26.  
 $\Psi$  (mittlere) Reibungskraft je  $\text{cm}^2$ , in Formeln  $g \text{ cm}^{-2}$ , sonst  $t \text{ cm}^{-2}$ , § 31, 37.  
 $\psi$  Rechengröße  $V^2 \text{ cm}^{-1}$ , § 47, 53.  
 $\downarrow$  bezeichnet Einschalten.  
 $\uparrow$  bezeichnet Ausschalten.  
 $a$  und  $k$  als Index verweisen auf Anode bzw. Kathode.

## Bemerkungen und Berichtigungen.

S. 100, *Mitte* :

Das Oberflächenoxyd auf Edelmetallen, welches an Platin besonders gut haftet, ist heute durch mehrere Untersuchungen bekannt, vgl. H. SCHÜTZA.

S. 102 :

Die Formel (21, 01) soll heißen:

$$\sigma = \frac{\hbar^3}{8\pi m e^2} \cdot \frac{A^2}{1 + A \sqrt{\varphi_{\ominus} - \frac{e^2}{y} \ln 2}} \cdot e^A \sqrt{\varphi_{\ominus} - \frac{e^2}{y} \ln 2}.$$

Man beachte, daß hier  $\varphi_{\ominus}$  die Austrittsarbeit in Erg bedeutet. Wenn z. B.  $\varphi_{\ominus} = 4 \text{ eV}$  gegeben ist, so ist  $\varphi_{\ominus} = \frac{4}{300} \cdot e = \frac{4}{300} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ Erg}$ .

Die Formel in der Fußnote gilt nur, wenn  $\varphi_{\ominus} \cdot y > \text{etwa } 40 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$  ist.

S. 118 :

Bei PEARSONS Versuchen kommen mittlere Feldstärken bis  $10^7 \text{ V/cm}$  vor, an mikroskopischen Erhöhungen natürlich noch größere.

S. 166 :

In den Gl. (31, 03) und (31, 05) hätte konsequenterweise  $\bar{p}$  statt  $p$  stehen müssen.

S. 179, *Mitte*, und S. 183, *Mitte* :

Die obere Grenze für die Weite des Kontaktpaltes ist  $22 \text{ \AA}$ , wenn  $\varphi_{\ominus} = 0,5 \text{ eV}$  ist. Würde tatsächlich  $\varphi_{\ominus}$  noch niedriger liegen, so kämen größere Weiten des Kontaktpaltes in Frage. Im Falle  $\varphi_{\ominus} = 0,3 \text{ eV}$  entspricht z. B.  $\sigma = 3 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$  einer Kontaktpaltweite von  $40 \text{ \AA}$ .

S. 185, *Tafel (37, 01)* :

Die vier ersten Werte von  $\Psi$  sollen sein:

	0,74;	0,72;	0,48;	4,3
anstatt	0,61;	0,66;	0,39;	4,1.

S. 252, *Mitte* :

Es handelt sich um einen Löschkreis mit dem Widerstand  $r$ . Nun sei  $r$  einmal gemäß Abb. (45, 01) in die Abzweigung zur Kapazität, ein andermal in die Lage  $a$ , unmittelbar vor den Kontakt geschaltet, während  $R$  so nachreguliert wird, daß beide Male die Kurzschlußstromstärke dieselbe bleibt. In der letztgenannten Schaltung (Lage  $a$ ) wird im allgemeinen die Bogendauer größer, z. B. um 50 bis 100%. Abb. (45, 01), auf die sich die Berechnungen in § 48 beziehen, zeigt also die günstigste Schaltung des Löschkreises.

## **Zur besonderen Beachtung.**

Sätze, Formeln und Abbildungen werden innerhalb jedes Paragraphen in einer Reihe numeriert, und zwar in folgender Weise: In Nr. (14, 04), einer Abbildung, verweist z. B. 14 auf § 14, während 04 die Stellennummer innerhalb dieses Paragraphen darstellt. Diese Nummerierungsweise hat den Vorzug, daß man viel leichter eine Gleichung oder eine Abbildung beim Nachschlagen finden kann, als wenn Abbildungen für sich und Formeln für sich ohne Bezug auf die Nummer des Paragraphen benannt werden.

Das häufig vorkommende Zeichen „FL“ steht als Ersatz für „Forschungslaboratorium der Siemenswerke“, besonders wenn auf nicht veröffentlichte Messungen in der dortigen Abteilung des Verfassers Bezug genommen wird.

Zahlen in eckigen Klammern verweisen in leicht begreiflicher Art auf das Literaturverzeichnis am Ende des Buches. Wenn mehrere Verfasser genannt werden, so bezieht sich die Zahl immer auf den erstgenannten. So folgt z. B. auf A. GÜNTHERSCHULZE [4] A. GÜNTHERSCHULZE und H. BETZ [5]. Wenn nach einem Verfassernamen keine Zahl folgt, so ist jedoch meistens ein Hinweis auf das Literaturverzeichnis gemeint; nur ist die Zahl als überflüssig fortgelassen, wenn von dem Betreffenden eine einzelne Arbeit angeführt ist.

# I. Ruhende Kontakte.

## § 1. Einleitung. Vereinfachte Schilderung einiger Hauptbegriffe aus der Kontaktlehre.

Die Physik der elektrischen Kontakte ist bisher nicht zusammenfassend geschildert worden, und mancher Leser dieses Buches wird vor viele neue Begriffe gestellt. Man hat gesagt, daß es abschreckend wirke, wenn dem Leser die mathematische Definition des Kontaktwiderstandes und diesbezügliche Rechnungen vorgelegt werden, ohne daß er vorweg erfahre, wozu die vielen Formeln später dienen sollen. Daher wird der Leser zunächst durch einen einleitenden Paragraphen über die wichtigsten, später zu behandelnden Begriffe orientiert. Durch einige Berechnungen erhält die Einführung einen quantitativen Charakter. Diese Berechnungen sind durch gewisse, ein wenig von der Wirklichkeit abweichende Ansätze sehr einfach gestaltet. Im ausführlichen Teile des Buches wird dieselbe Art der Vereinfachung für Sonderprobleme verwendet, und nur insofern ist das Spätere zum Teil von der Einleitung abhängig. Die Hauptdarstellung ist so ausgeführt, daß sie ohne die Einleitung verstanden werden kann. Sie bringt alle Begriffe, die sie braucht, von neuem und dabei in strengerer Form.

Das Wort *Kontaktwiderstand* werden wir besonders häufig verwenden. Die Erscheinung aber, die der Unbefangene wahrscheinlich unter Kontaktwiderstand verstehen wird und die ursprünglich auch mit dieser Bezeichnung gemeint war, existiert nicht. Das Wort suggeriert nämlich den Eindruck, daß der Kontaktwiderstand einen besonderen Widerstand in der Grenzfläche selbst zwischen zwei sich berührenden Körpern bedeutet; ein solcher Widerstand ist aber noch nie festgestellt worden. Eine Berührungsfläche hat ebensowenig wie jede sonstige Fläche eine Dicke, d. h. eine Ausdehnung in der in Frage kommenden Stromrichtung von Körper zu Körper. Eine solche ist aber für den physikalischen Widerstand gegen den Strom erforderlich. Das ist eine Behauptung, welche wir nicht als axiomatisch zu betrachten brauchen, obwohl sie es gewissermaßen ist; denn in § 19 werden Versuche geschildert, welche zeigen, daß der scheinbare Übergangswiderstand in einem Metallkontakt in dem Maße wirklich verschwindet, wie man die Oberflächen von jeglicher Fremdhaut befreit. Eine Fremdhaut hat natürlich eine gewisse Dicke, und sie hat auch einen elektrischen Widerstand. Nur weil die Dicke sehr klein ist, kann man diesen Widerstand mit gewissem Recht Übergangswiderstand nennen. Wir behalten diese Benennung aber *nicht*

bei, sondern wählen statt dessen die der Tatsache besser entsprechende: *Hautwiderstand*. Ist nun das, was an Hand der Messungen als Kontaktwiderstand erscheint, immer nur ein Hautwiderstand? Nein, fast immer gehört zum Kontaktwiderstand noch ein sog. *Engewiderstand*, den wir nach Klärung des Begriffes Berührungsfläche schildern werden.

Von vornherein setzen wir übrigens voraus, daß bei den Messungen der genannten Widerstände *Thermokräfte eliminiert* werden, indem in beiden Stromrichtungen gemessen und dann gemittelt wird. Nun zur Frage der Berührungsfläche!

Wenn zwei feste Körper mit einer gewissen Kraft, der *Kontaktlast*<sup>1</sup>, gegeneinander drücken, so findet die Berührung meistens in viel kleineren Flächen statt, als man bis in die letzte Zeit vermutet hat. Liegen z. B. zwei praktisch eben geschliffene Platten aufeinander, so hat man manchmal die Gesamtfläche sich deckender Ebenen als Berührungsfläche betrachtet und bezeichnet. Es ist richtiger, sie *scheinbare Berührungsfläche* zu nennen, wie es im folgenden geschieht. Meistens besitzen nur winzige Teile derselben wirklichen Kontakt, was darauf beruht, daß auch die am besten geschliffenen Flächen doch mehr oder weniger wellig sind. Wenn sie ganz unnachgiebig wären, so würden sie sich nur in drei Punkten berühren können. Die wirklichen Körper sind aber immer verformbar, und es bilden sich stets entweder durch elastische oder plastische Verformung wirkliche *Berührungsflächen* aus, so daß dort der Druck endlich bleibt. Eine oberste Druckgrenze ist die sog. Härte  $H$ . Häufig liegt der mittlere Kontaktdruck  $\bar{p}$  in Plattenkontakten bei etwa  $\bar{p} = H/2$ . Die  $P$  tragende Berührungsfläche  $F_0$  kann man also nach der Formel Kontaktlast  $P = H/2 \cdot F_0$  schätzen. Nur schwer kann man einen Kontakt so gut einschleifen, daß  $\bar{p}$  unterhalb  $H/10$  zu liegen kommt.

In einem Kontakt zwischen Metallstücken fließt der Strom, soweit er von Belang ist, meistens nur dort, wo eine metallische oder quasismetallische Berührung vorliegt. Die letzte geschieht über eine einmolekulare Fremdschicht, auf die wir mehrmals zu sprechen kommen werden (einmal schon am Ende dieses Paragraphen). Infolge des sog. Tunneleffektes stört sie die elektrische Leitung praktisch nicht merkbar. Nicht einmal alle den Druck tragenden Berührungsstellen kommen also als gut leitend in Frage, sondern unter ihnen scheiden diejenigen aus, welche eine mehrmolekulare Zwischenschicht (z. B. von Oxyd) tragen. Auf alle Fälle sind die *Stromlinien* durch die leitenden Kontaktstellen zosuzagen hindurchgezängt, und dies bedingt den sog. *Engewider-*

<sup>1</sup> In Übereinstimmung mit einem allgemeinen Sprachgebrauch namentlich innerhalb der Hydromechanik bezeichnet im folgenden das Wort *Druck* eine Kraft je Flächeneinheit. Nun wird zwar manchmal in der Praxis mit *Kontakt-druck* die ganze den Kontakt zusammendrückende Kraft gemeint. Das ist eine Inkonsequenz, welche in einfacher Weise durch die oben empfohlene, übrigens nicht neue Bezeichnung *Kontaktlast* vermieden wird.

stand, der nicht vorläge, wenn die ganze scheinbare Berührungsfläche metallischen Kontakt hätte.

Der größte Teil des Engewiderstandes hat seinen Sitz in unmittelbarer Nähe der Berührungsstelle. Will man nun die Spannung zwischen den beiden Kontaktgliedern messen, so wird man immer in einiger Entfernung von den winzigen Durchlaßstellen abtasten, und die Messung wird deshalb in der Regel fast die ganze Spannung umfassen, welche durch die Verengung der Strombahn bedingt ist. Division der Spannung durch die Stromstärke ergibt den Widerstand. Es ist somit klar, daß der Engewiderstand bei der Messung ebenso in Erscheinung tritt, wie es ein Widerstand in der Kontaktfläche hätte tun müssen. Die seit langem eingebürgerte Bezeichnung *Kontaktwiderstand* werden wir für die allgemeine Erscheinung behalten, welche also sowohl Engewiderstand wie Hautwiderstand umfassen kann.

Eine Berechnung soll jetzt den Begriff Engewiderstand beleuchten<sup>1</sup>. Die genaue *Berechnung eines Engewiderstandes* ist schon im einfachsten Falle, wo die wirkliche Berührungsfläche eben und kreisförmig ist, recht umständlich. Es gibt aber zum Stromverlauf in einem Kontakt ein etwas idealisiertes, also nicht ganz realisierbares Modell, für welches die Berechnungen sich bedeutend einfacher gestalten und immerhin einen guten Annäherungsgrad zur

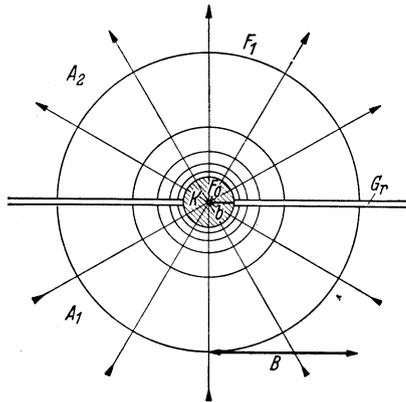


Abb. 1,01. Vereinfachtes Modell einer Strom-Enge; radiale Stromlinien und kugelförmige, konzentrische Äquipotentialflächen. Der Widerstand zwischen zwei von den gezeichneten aufeinanderfolgenden Äquipotentialflächen beträgt  $\frac{1}{6}$  des Engewiderstandes in einem Kontaktglied.

Wirklichkeit erlangen. Dieses Modell wird in Abb. (1,01) veranschaulicht. Hier ist die Kontaktfläche durch die Oberfläche einer die Elektrizität und die Wärme unendlich gut leitenden Kugel  $K$  vom Halbmesser  $b$  ersetzt. Zwischen den Grenzflächen  $G_r$  der beiden Kontaktglieder denke man sich eine vollkommen isolierende Haut. In dem Kontaktgliede  $A_1$  laufen die Stromlinien radial in die Kugel hinein, um im Kontaktgliede  $A_2$  ebenso radial und gleichmäßig verteilt aus  $K$  herauszutreten. Dieser einfache symmetrische Verlauf der Stromlinien bedingt die Erleichterung der Berechnungen. Die Äquipotentialflächen werden offenbar mit  $K$  konzentrische Halbkugelflächen.

Der in  $A_1$  liegende Teil  $R$  des Engewiderstandes berechnet sich folgendermaßen: Der Widerstand einer Elementarschale zwischen den

<sup>1</sup> R. HOLM [2] und [3].

Halbkugeln mit den Halbmessern  $r$  und  $r + dr$  ist

$$dR = \frac{\rho_1 dr}{2\pi r^2}.$$

Der ganze in  $A_1$  liegende Teil  $R$  des Engewiderstandes ergibt sich (bis auf eine in dieser Einleitung vernachlässigte Korrektur) durch Integration über einen Raum von der Kontaktfläche  $F_0$  (Halbfläche von  $K$ ) bis zu einer passend gewählten entfernten Äquipotentialfläche, der *Endfläche*. Ihr Abstand von der Fläche  $F_0$  soll gegen den Halbmesser von  $F_0$  groß sein. Solche von der Strom-Enge entfernte Teile geben belanglose Beiträge zum Engewiderstand  $R$ , so daß man eine meistens genügende Annäherung erhält, wenn man die obere Integrationsgrenze nach  $r = \infty$  verlegt. Wir denken uns  $\rho$  konstant. Dann ist:

$$R = \frac{\rho}{2\pi} \int_b^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho}{2\pi b}. \quad (1,02)$$

Der Engewiderstand von beiden Kontaktgliedern ist also:

$$R = \frac{\rho}{\pi b}. \quad (1,03)$$

Die *Erwärmung eines Strom-Engegebietes durch den Strom* ist in der Kontaktlehre eine wichtige Angelegenheit. Sie wird von überraschend einfachen Gesetzen beherrscht, namentlich von der eindeutigen Beziehung zwischen der Temperatur  $\theta$  der heißesten Stelle (beim symmetrischen Kontakt ist es die Berührungsfläche) und der ganzen Spannung der Strom-Enge  $I \cdot R = U$ . Wenn wir die Temperaturabhängigkeit von  $\rho$  vernachlässigen und das Modell der Abb. (1,01) benutzen, so gelangen wir durch die folgenden einfachen Überlegungen zu der Beziehung zwischen  $\theta$  und  $U$  in einer angenäherten Formel<sup>1</sup>.

Infolge der Symmetrie besteht keine Veranlassung zu einem Wärmefluß von einem Kontaktglied zum anderen. Die Wärme fließt ebenso radial wie die Elektrizität; gerade weil beide Stromarten dieselben Stromlinien haben, besteht die erwähnte einfache Beziehung.

Um zu einer Formel für den Wärmewiderstand zu gelangen, betrachten wir zuerst den Fall, daß der ganze Wärmestrom aus der Kugel  $K$  herausquillt. Dann ist der Widerstand  $W'$ , gegen den Wärmefluß im Körper  $A_1$  durch ein Integral ähnlich (1,02) auszudrücken, wo nur  $\rho$  durch  $1/\lambda$  ( $\lambda =$  Wärmeleitfähigkeit) ersetzt wird:

$$W' = \frac{1}{2\pi b \lambda} = \frac{R}{\rho \lambda}. \quad (1,04)$$

Im Strom-Engegebiet wird aber die Wärme nicht an einer Stelle, sondern in den verschiedenen Widerstandselementen (Halbkugelschalen) ent-

<sup>1</sup> Die vollständige auf KOHLRAUSCH, DIESELHORST und MEISSNER zurückgehende Form wird in §§ 4, 5 und 6 hergeleitet.

wickelt, und die verschiedenen Wärmemengen durchfließen ungleich große Teile des Engegebietes. Nimmt man, um die Rechnung übersichtlich zu machen, jedes  $dV$  proportional dem zugehörigen  $r^2$ , so daß alle  $dR$  gleich groß werden, so ist leicht einzusehen, daß die von den verschiedenen  $dR$  kommenden Teilwärmern *im Mittel* gerade die Hälfte des in (1,04) angegebenen Widerstandes durchfließen. Der im stromdurchflossenen Kontakt gegen die ganze entwickelte Wärme wirksame Wärmewiderstand des einen Kontaktgliedes (z. B.  $A_1$ ) ist also:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{R}{\varrho \lambda}. \quad (1,05)$$

Sekundlich wird in  $A_1$  die Wärmemenge  $RI^2$  erzeugt, und ebensoviel fließt in derselben Zeit ab, d. h. die ganze Wärmestromstärke aus  $A_1$  heraus beträgt:

$$Y = RI^2 = \frac{U^2}{R},$$

wenn  $U$  die auf den Körper  $A_1$  fallende Engespannung ist.

Die Temperaturerhöhung  $\theta$  der Berührungsfläche  $K$  gegenüber „unendlich“ entfernten Endflächen in den Kontaktgliedern, d. h. die *Kontakt-Übertemperatur*, spielt die Rolle einer den Wärmestrom  $Y$  treibenden Potentialdifferenz und ist also

$$\theta = YW = \frac{1}{2} \cdot \frac{U^2}{\varrho \lambda}.$$

Führen wir die gesamte Engespannung  $U = 2U$  ein, so wird:

$$\theta = \frac{1}{8} \cdot \frac{U^2}{\varrho \lambda}. \quad (1,06)$$

Dies ist, soweit  $\lambda$  und  $\varrho$  als konstant betrachtet werden können, der Ausdruck für die erwähnte Beziehung zwischen  $\theta$  und  $U$ . Werden  $\lambda$  und  $\varrho$  als temperaturabhängig angesetzt, so entsteht Gl. (4,17). An sie muß man anknüpfen, um die Widerstandsveränderung eines Kontaktes infolge der Erwärmung durch den Strom zu berechnen. Für die entstehende Formel ist die nachfolgende Gl. (1,07)<sup>1</sup> eine gute Annäherung. In derselben wird der bei sehr kleinem Strom, also ohne merkliche Erwärmung gemessene Engewiderstand mit  $R(0)$  und der beim aktuellen Strom  $I$  wirkende Engewiderstand mit  $R(\alpha)$  bezeichnet.  $\alpha$  ist der Temperaturkoeffizient des  $\varrho$ , und die Bezeichnung  $R(\alpha)$  soll andeuten, daß die betreffende Größe temperaturabhängig ist.

$$R(\alpha) = R(0) \cdot [1 + \frac{2}{3} \alpha \theta]. \quad (1,07)$$

Die Stromdichte erreicht in den Strom-Engen, wenn diese durch die JOULEsche Wärme auf hohe Temperatur gebracht werden, erstaunlich hohe Beträge. Wie Berechnungen am Ende von § 16 lehren, kommt man in die Größenordnung von einigen  $10^6$  A/cm<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Sie ist dieselbe wie (6,12).

Die Formeln (1,06) und (1,07) betreffen wie gesagt *Engewiderstände*, also die Leitung durch metallische (bzw. quasimetallische) Kontaktstellen. Da aber die unedlen Metalle in Luft normalerweise mit einer an sich schlecht leitenden Oxyd- oder sonstigen Fremdschicht bedeckt sind, müssen wir uns fragen, wie sich trotzdem auch in solchen Kontakten gut leitende Kontaktstellen ausbilden können. Es mag sich um einen Plattenkontakt, einen Kreuzdrahtkontakt oder sonst einen Kontakt handeln und die Kontaktlast nicht allzu klein sein; immer wird bei der Kontaktbildung der Druck  $p$  in gewissen Stellen die Grenze der Härte  $H$  übersteigen. Dort fließt das Metall mehr oder weniger auseinander, bis die Berührungsfläche so groß geworden ist, daß sie die Last  $P$  tragen kann. Beim Fließen bilden sich Risse in den deckenden Fremdschichten, und dort entstehen (quasi-) metallische Berührungsstellen.

Dies ist nun die eine Art, wodurch der hautbedeckte Kontakt sich gut leitend machen kann. Eine zweite wichtige Art ist die *Fritting*. Sie erscheint als eine lokale Widerstandsverminderung in der betreffenden Fremdschicht, sobald die an diese gelegte Spannung einen gewissen Grenzwert, die *Frittspannung*, überschreitet. Die Fritting ist begleitet von dem Aufbau einer metallischen Brücke, welche die verbesserte Leitung besorgt. Die Frittspannung ist der Schichtdicke proportional; es ist also eine gewisse *Frittfeldstärke* für den Vorgang maßgebend, Größenordnung  $10^6$  bis  $10^7$  V/cm. Wenn es über die Fritting hinaus zu einer sichtbaren Zerstörung der Fremdschicht kommt, spricht man von einem *Durchschlag*.

Durch Fritten wird der früher in der Funkentelegraphie benutzte Fritter oder Kohärer leitend. Der reagierende Teil des Fritters ist ein Haufen Nickelfeilspäne zwischen zwei Elektroden. Die Oxydhäute in den Berührungsstellen zwischen den Körnern werden gefrittet, sobald die Potentialdifferenz der Elektroden groß genug ist. Die Empfindlichkeit des Apparates beruht auf der Düntheit der immerhin anfangs ziemlich isolierenden Oxydhäute, vgl. § 23.

Die Fritting ist auch für die gute Leitung von der Kohlebürste zum Kollektor durch die sonst an sich fast isolierende Brünierungsschicht auf den Lamellen verantwortlich (vgl. § 38).

Hiermit sind nun einige Hapterscheinungen aus der Lehre der „ruhenden“ Kontakte skizziert. Die *bewegten Kontakte* teilen wir in *gleitende* und *abhebende* (Schalter). Die Elektrizitätsleitung ist in beiden von derselben Art wie in den ruhenden Kontakten, nur verhindert manchmal in Gleitkontakten die sehr kurze Berührungszeit der einzelnen Berührungsfläche, daß der durch die Gleichungen (1,06) und (1,07) gekennzeichnete Dauerzustand erreicht wird. Die Kontakttemperatur kann also mehr oder weniger tief unterhalb  $\theta$  bleiben.

Im Augenblick des Abhebens oder Schließens eines Kontaktes kann es zur Bildung von Entladungen kommen. Solche müssen wir recht

eingehend untersuchen, weil sie von wesentlicher Bedeutung für den Verschleiß sind. Der *Verschleiß* ist nämlich diejenige Erscheinung, die den Schaltern die engsten Brauchbarkeitsgrenzen setzt. Ein besonders arger Feind ist der Schalterbogen, dessen Studium ein großer Teil des Kapitels III gewidmet ist.

Der Gleitvorgang selbst, der die Gleitkontakte kennzeichnet, ist ein ziemlich komplizierter physikalischer Vorgang (s. Kapitel II). *Metallisch reine Oberflächen können gar nicht richtig aufeinander gleiten*; dazu haften sie zu stark aneinander, und bei der Bewegung werden Splitter herausgerissen, und der Verschleiß wird groß. Das richtige *Gleiten* ist immer *durch Fremdschichten* im Kontakt bedingt. Der Luft ausgesetzte Metalle überziehen sich mit Fremdschichten. Zuerst entsteht eine einmolekulare Haut von Sauerstoff oder evtl. Wasser, die sich mit der Zeit zu einer Oxydhaut entwickeln kann. Meistens setzen sich auch ölige Substanzen aus der Luft vielleicht auf die Sauerstoffhaut ab. Die einmolekularen Häute spielen im folgenden eine besondere Rolle und erhalten darum ihre eigene Benennung *Molekelhäute*. Besteht eine solche aus öliger Substanz, so heißt sie *Epilamen*. Sie haftet oft außerordentlich stark am Metall und ist darum als ganz fest zu betrachten, ebenso wie die Sauerstoffmolekelhaut. Aber schon eine zweite Molekellage ist weniger fest gebunden. Diese und weitere Lagen haben nämlich flüssigen Charakter. Sie werden aus den eigentlichen Kontaktstellen weggequetscht. Epilamenhäute veranlassen die praktisch bekannten niedrigen Reibungszahlen von  $\mu = 0,1$  bis  $\mu = 0,2$ .

Sowohl die dickeren wie die Molekelhäute würden die elektrische Leitung sehr stören, wenn die Leitfähigkeit der betreffenden Substanz allein maßgebend wäre. Sie ist es aber nur in Ausnahmefällen. Die dicken Oxydschichten, auch in Gleitkontakten, werden gefrittet, und bei den Molekelhäuten kommt offenbar, wie schon erwähnt, der wellenmechanisch erklärte Tunneleffekt dem Strom zu Hilfe, vgl. § 21 und § 36.

Über die jetzt geschilderten Erscheinungen und anderes mehr soll das Folgende nähere Auskunft geben.

## § 2. Der Begriff Kontaktwiderstand.

Wenn der Kontaktwiderstand nur in der Kontaktstelle säße, oder vielmehr dort zu einer äußerst dünnen Haut gehörte, so würde er nach der im folgenden verwendeten Bezeichnungsart ein „Hautwiderstand“ genannt werden und wäre räumlich leicht definierbar. So einfach liegen die Tatsachen aber nicht, sondern der Kontaktwiderstand ist immer mehr oder weniger ein sog. *Engewiderstand*, der darauf beruht, daß der Kontakt dem Strom nur enge Durchlaßstellen bereitet. Demgemäß greift der Raum des Kontaktwiderstandes in die Kontaktglieder hinein. Die Definitionen, welche nun folgen, nehmen hierauf Rücksicht.

Zwei Leiter, *Kontaktglieder* oder *Elektroden* genannt, seien mit der Kraft  $P$ , *Kontaktlast*, gegeneinander gedrückt und mögen anscheinend die Berührungsfläche  $F$ , *scheinbare Berührungsfläche*, haben. Auf der Abb. (2,01) seien die Zylinder  $A_1$  und  $A_2$  die Kontaktglieder, welche mit ihren Grundflächen in  $F$  aneinander liegen, so daß  $F$  die scheinbare Berührungsfläche darstellt. Die wirkliche Berührungsfläche  $F_0$  ist in

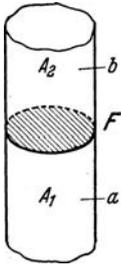


Abb. 2,01. Kontakt mit annähernd ebener scheinbarer Berührungsfläche  $F$ .

der Regel nur ein kleiner Bruchteil von  $F$ , weil die Oberflächen der beiden Kontaktglieder, auch wenn sie makroskopisch eben scheinen, doch mikroskopisch wellig sind und sich nur mit hervorragenden Teilen treffen.

Unter der *wirklichen Berührungs- oder Kontaktfläche*  $F_0$  verstehen wir somit die Gesamtheit der Stellen hart auf hart zwischen den festen Kontaktgliedern; das sind die Stellen, welche die *Kontaktlast tragen*. Wenn der Kontakt geschmiert ist, zählen zu den harten Stellen auch solche, die eine einmolekulare Schmierschicht besitzen; denn diese ist, wie wir finden werden, in der Tat fest. Dickere Schmierschichten können im ruhenden Kontakt, und um einen solchen handelt es sich

in Kapitel I, auf die Dauer keine Last tragen.

Nun betrachten wir die wirkliche lasttragende Kontaktfläche unter dem Gesichtspunkte des Stromdurchganges. Wir unterscheiden:

1. *Stellen mit metallischer Berührung*, wo der Strom ohne Hindernis die Grenzfläche durchströmt;
2. *quasimetallische Berührungsstellen*, welche mit Molekelhäuten bedeckt sind und dem Strome infolge des Tunneleffektes wenig Widerstand leisten, so daß man für praktische Zwecke meistens so rechnen kann, als wäre die Molekelhaut gar nicht vorhanden;
3. *Stellen mit einer störenden Fremdschicht*, die man oft praktisch als isolierend betrachten kann. Es können Anlaufschichten aus Oxyden, Sulfiden usw. oder Häute aus ganz fremden Stoffen sein. Von Öl- und Wasserhäuten bleiben im Kontakt nur einmolekulare Schichten zurück, die den Kontakt quasimetallisch machen.

Wir haben also zu unterscheiden: die *scheinbare Berührungsfläche*  $F$ , die viel kleinere *wirkliche Berührungs- oder Kontaktfläche*  $F_0$  und evtl. innerhalb dieser noch kleinere Strom-Übergangsflächen. Wenn der Leser sich das einmal klar gemacht hat, brauchen wir im folgenden den Unterschied nicht jedesmal zu betonen. Wir rechnen übrigens vorwiegend mit dem Fall, daß der Strom überall gleich gut durch die leitenden Stellen gehen kann, und bezeichnen dann die Gesamtheit dieser Stellen als die *leitende Kontaktfläche*  $F_0$ . Die einzelnen in sich zusammenhängenden Teilflächen von  $F_0$  bezeichnen wir mit einer schon eingebürgerten Benennung als *a-Flächen*, womit angedeutet ist, daß ihre mittlere Größe  $\pi a^2 \text{ cm}^2$  ist. Die Abb. (2,02) veranschaulicht diese Flächenarten. Über

die Größe von  $F_0$  und  $F_0$  werden wir in §§ 13, 14, 15, 16 und 37 Angaben erhalten.

Nun wollen wir eine allgemeine Definition des Kontaktwiderstandes aufstellen. Sie muß darauf Rücksicht nehmen, daß der betreffende Widerstandsraum, wie gesagt, in die Kontaktglieder hineingreift, ohne daß man genau sagen kann, wie weit er das tut. Die Definition wird auch in anderer Hinsicht ungenau werden, was aber wegen der Art des betreffenden Begriffes nicht zu vermeiden ist. Diejenige Komplikation, die von *Thermokräften* herrührt, sei von vornherein vermieden, indem man mit konstanter Stromstärke in beiden Stromrichtungen mißt und zwischen den Spannungsablesungen mittelt.

Wir halten uns an die Abb. (2,01). Die Punkte  $a$  und  $b$  mögen Abstände von der Fläche  $F$  haben, die groß gegen die linearen Abmessungen der leitenden Kontaktfläche  $F_0$  sind. Es möge ein elektrischer Strom  $I$  durch die Zylinder  $A_1$  und  $A_2$  fließen und die von *Thermokräften* freie Spannung  $U_{ab}$  zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  gemessen werden. Zwischen den diese Punkte enthaltenden Äquipotentialflächen wirkt dann der Widerstand

$$R_{ab} = \frac{U_{ab}}{I}.$$

Ein anderes sonst  $A_1 A_2$  ganz ähnliches Leitergebilde möge in seiner Fläche  $F$  ohne störende Zwischenschicht zusammenhängen (verschweißt oder dünn verlötet). Eine Widerstandsmessung der beschriebenen Art an diesem Leiter ergebe den Betrag  $R_{ab}^0$ . Dann ist definitionsgemäß der Kontaktwiderstand

$$R = R_{ab} - R_{ab}^0, \quad (2, 03)$$

und die Kontaktspannung ist

$$U = RI.$$

Der Kontaktwiderstand  $R$  ist zusammengesetzt aus der Summe der beiden Engewiderstände der Kontaktglieder und evtl. auch aus einem *Hautwiderstand* der Fremdschicht in der Berührungsstelle. Diese neuen Begriffe werden wir nicht möglichst allgemein definieren, sondern zunächst an Hand eines einfachen Beispiels erläutern.

Wir nehmen an, daß sich die Zylinder  $A_1$  und  $A_2$  (Halbmesser  $r$ ) nur in einer mittleren kleinen Kreisfläche (Halbmesser  $a$ ) leitend berühren. Dann entsteht der betreffende *Engewiderstand* dadurch, daß die Stromlinien, so wie es Abb. (2,04) andeutet, durch die kleine leitende Kontaktfläche  $F_0$  gedrängt werden. Wenn  $a$  sehr klein gegen  $r$  ist, so wird

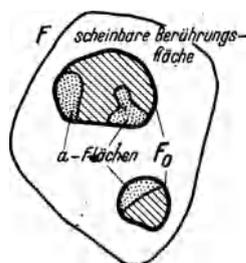


Abb. 2,02. Scheinbare Berührungsfläche  $F$ , wirkliche Kontaktfläche  $F_0$ , in welcher die Schraffierung eine isolierende Fremdschicht andeutet.  $a$ -Flächen punktiert.

der Engewiderstand der Kontaktglieder  $A_1$  und  $A_2$  annähernd  $\varrho_1/4a$  bzw.  $\varrho_2/4a$ , also der gesamte Engewiderstand des Kontaktes

$$\frac{\varrho_1 + \varrho_2}{4a},$$

wo  $\varrho_1$  und  $\varrho_2$  die spezifischen elektrischen Widerstände der Werkstoffe der beiden Zylinder bedeuten (Beweis in § 3).

Zu einem Engewiderstand  $\varrho/4a$  gehört im Stromkreis die Engespannung  $U = I \frac{\varrho}{4a}$ . Die gesamte Engespannung ist

$$\frac{\varrho_1 + \varrho_2}{4a} I.$$

Es möge nun eine Fremdschicht auf der einen oder auf beiden metallischen Oberflächen sitzen, so daß die Kontaktfläche  $F_0$  von einer Fremdschicht bedeckt ist. Wir nehmen an, daß diese Schicht in  $F_0$  homogen und überall gleich dick (Dicke  $\gamma$ ) ist, und daß sie einen spezifischen elektrischen Widerstand  $\varrho_3$  besitzt. Ferner vernachlässigen wir die der Strom-Enge eigene Ungleichmäßigkeit der Stromverteilung durch  $F_0$  [vgl. (3,12) und (3,16)]. Es berechnet sich dann der Hautwiderstand für die Fremdschicht zu

$$R_h = \frac{\varrho_3 \gamma}{\pi a^2}. \quad (2,05)$$

Zu dem Hautwiderstand gehört im Stromkreis die Hautspannung, hier

$$U_h = \frac{\varrho_3 \gamma}{\pi a^2} I.$$

Die Summe aus den Engespannungen der beiden Kontaktglieder und der Hautspannung ist die Kontaktspannung  $U$ .

Der Kontaktwiderstand ist im behandelten Falle annähernd

$$R = \frac{\varrho_1 + \varrho_2}{4a} + \frac{\varrho_3 \gamma}{\pi a^2} *. \quad (2,06)$$

In Wirklichkeit kann die leitende Kontaktfläche eine sehr verwickelte Form haben; sie kann durch ungleichmäßig dicke Fremdschichten bedeckt sein, so daß die Leitfähigkeit ungleichmäßig verteilt ist. Dem-

\* Die Formel gilt nur annähernd, weil der Hautwiderstand die Stromverteilung innerhalb der Berührungsfläche  $F_0$  in einer Weise ändert, die wir hier noch nicht berücksichtigen, vgl. § 3F.

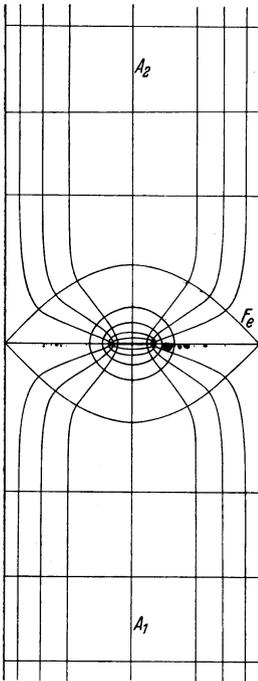


Abb. 2,04. Stromlinien und Äquipotentialflächen in einem Strom-Engegebiet.

gemäß wird die maßgebende Gleichung natürlich komplizierter als die Gleichung (2,06), vgl. z. B. (3,22) und (3,26).

Wo der *Hautwiderstand fehlt*, wird der *Kontaktwiderstand gleich dem doppelseitigen Engewiderstand, und die Kontaktspannung besteht nur aus Engespannung*.

Denjenigen Raum, in dem die Stromlinien infolge der Kleinheit der Berührungsfläche von einem sonst etwa parallelen Lauf merklich abgelenkt und zusammengedrängt werden, nennen wir das Gebiet einer *Strom-Enge*. Wenn nur kleine Teile der wirklichen Berührungsfläche  $\mathbf{F}_0$  den Strom leiten, dann beziehen sich natürlich die Strom-Engen auf diese leitenden Kontaktflächen, die *a*-Flächen.

### § 3. Berechnung von Engewiderständen bei konstantem spezifischem Widerstand $\rho$ .

Der Begriff Engewiderstand wurde in § 1 geprägt und in § 2 an Hand eines Beispiels, das zur Formel (2,03) führte, näher erläutert. Bei seiner genauen Berechnung mußte als Korrektur derjenige Widerstand  $\mathbf{R}_{ab}^0$  abgezogen werden, der sich ergeben hätte, wenn die ganze sog. scheinbare Berührungsfläche eine wirklich metallische gewesen wäre. In dem gewählten Beispiel ist es sehr anschaulich, welche Fläche die scheinbare Berührungsfläche und was für eine Größe  $\mathbf{R}_{ab}^0$  ist. Diese Anschaulichkeit fehlt aber in vielen Fällen; es ist oft unklar, was als scheinbare Berührungsfläche gelten soll. In dem unten folgenden Beispiel A fällt dieser Begriff sogar ganz fort. Es liegt also gelegentlich eine Unklarheit vor, die allerdings glücklicherweise wenig störend ist, weil nämlich  $\mathbf{R}_{ab}^0$  im allgemeinen eine vernachlässigbar kleine Größe ist<sup>1</sup>; und wir können uns weitgehend erlauben,  $\mathbf{R}_{ab}^0$  in den Engewiderstand mit hinein zu rechnen, d. h.  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{ab}$  zu setzen.

Von der normalen Kleinheit der Größe  $\mathbf{R}_{ab}^0$  überzeugt die folgende Überlegung. Eine rohe Schätzung genügt, die an das Strombild der Abb. (1,01) anknüpft. Ist  $B$  der Radius der Endflächen, so ist:

$$\mathbf{R}_{ab} = 2 \frac{\rho}{2\pi} \int_b^B \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho}{\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{B} \right).$$

Hiervon soll ein Widerstand  $\mathbf{R}_{ab}^0$ , der einer leitenden Verbindung in der ganzen scheinbaren Berührungsfläche  $\mathbf{F}$  entspricht, abgezogen werden. In dem Sonderfall der Abb. (2,04) ist  $\mathbf{R}_{ab}^0$  der Widerstand von einem Zylinder mit der Länge  $B$

und dem Radius  $B$ , so daß  $\mathbf{R}_{ab}^0 = \frac{\rho B}{\pi B^2} = \frac{\rho}{\pi B}$  ist.  $\mathbf{R}_{ab}^0$  wird überhaupt von der

Größenordnung  $\rho/B$ , wenn  $B$  ein mittlerer Radius der Endfläche ist. Wählt man also  $B \gg b$  — natürlich muß das betreffende Kontaktglied groß genug sein —, dann wird die Korrektur  $\mathbf{R}_{ab}^0$  im selben Maß vernachlässigbar, wie es die lineare Dimension  $b$  der Kontaktfläche neben der linearen Dimension  $B$  der Endfläche ist.

<sup>1</sup> Wegen Ausnahmen siehe die punktiert-gestrichelte Kurve in Abb. (14,04) und Erläuterungen dazu.

Für die Berechnung in diesem Paragraphen setzen wir, wie in der Überschrift angegeben, ein räumlich konstantes  $\rho$  voraus. Man muß sich also denken, daß der Widerstand mit so kleinem Strom gemessen wird, daß die Stromwärme keine störende Veränderung von  $\rho$  innerhalb des Engegebietes eines Kontaktgliedes bedingt. Daß strukturbedingte Verschiedenheiten von  $\rho$  innerhalb des Engegebietes nicht vorkommen sollen, ist übrigens keine die Allgemeingültigkeit sehr störende Bedingung, denn das einzelne Engegebiet ist im allgemeinen so klein, daß schon deswegen innerhalb desselben der Kontaktstoff genügend homogen bleibt.

Zunächst möge die leitende Kontaktfläche  $F_0$  eine beliebige sein; wir fordern von ihr nur, daß sie eine Äquipotentialfläche ist und *suchen* den Widerstand zwischen ihr und irgendeiner anderen Äquipotentialfläche  $F_1$  in einem Kontaktglied, z. B.  $A_2$  in Abb. (2,01). Wir suchen darum für die Strömung zwischen  $F_0$  und  $F_1$  einen mathematischen Ausdruck. Er braucht die Verhältnisse jenseits dieser Flächen gar nicht richtig zu fassen. Ein bewährtes Verfahren ist das folgende:  $F_0$  wird als Stromquelle und  $F_1$  als Senke betrachtet, während der dazwischenliegende Raum des Kontaktgliedes wirbel- und quellenfrei ist. Dann kann die Strömung durch einen Stromvektor als Gradient eines Potentials  $\varphi$  gekennzeichnet werden. Die Größe der Stromstärke ist nur durch einen Faktor von  $\varphi$  gegeben.

Wir werden nun die Widerstandsberechnung auf eine elektrostatische Kapazitätsbestimmung zurückführen. Dies ist vorteilhaft, weil das Kapazitätsproblem schon weitgehend gelöst ist, so daß vorhandene Formeln ausgenützt werden können. Die Zurückführung auf das Kapazitätsproblem ist deswegen möglich, weil es sich sowohl bei der Widerstands- als auch bei der Kapazitätsberechnung um Aufgaben handelt, die mathematisch auf dasselbe klassische Potentialproblem hinauslaufen, nämlich: Bei bis auf konstante Faktoren gleichen Randbedingungen zu der

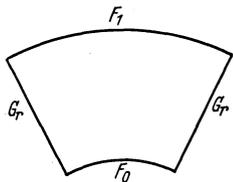


Abb. 3, 01.

LAPLACESchen Differentialgleichung  $\Delta\varphi=0$  die Lösung  $\varphi$  zu finden. Die LAPLACESche Gleichung besagt für unser Strombild, daß im Innern des Kontaktgliedes zwischen  $F_0$  und  $F_1$  keine Quellpunkte sind, und für den Kapazitätsfall, daß sich außer auf den Flächen  $F_0$  und  $F_1$  keine Ladungen im betreffenden Raume befinden; und die geladenen Flächen  $F_0$  und  $F_1$  spielen im Stromproblem, wie gesagt, die Rolle von Einfluß- bzw. Ausflußstellen des elektrischen Stromes.

Vom Kontaktglied betrachten wir das von den Grundflächen  $F_0$  (Kontaktfläche),  $F_1$  und der Mantelfläche  $G_r$  (Körperbegrenzung) begrenzte Volumen, vgl. Abb. (3,01). Im Kapazitätsproblem denken wir uns die Platten  $F_0$  und  $F_1$  in einem unbegrenzten Vakuum. Die

Potentiale von  $F_0$  bzw.  $F_1$  seien in beiden Fällen  $\varphi_0$  bzw.  $\varphi_1$ , und im Raum zwischen den Flächen bildet sich das Feld eines Potentials  $\varphi$  aus. Der Körpertrand  $\mathcal{G}r$  muß dabei, das verlangen wir, automatisch in der Richtung von Kraftlinien liegen, so daß in ihm  $\partial\varphi/\partial n = 0$  ist<sup>1</sup>. Diese Forderung lautet etwas übertrieben, aber man kann sich leicht davon überzeugen, daß sie in allen folgenden Beispielen tatsächlich erfüllt ist. Die Oberflächenladung  $Q$  auf  $F_0$  ergibt sich zu:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{F_0} \left| \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right| dF_0. \quad (3,02)$$

Demgemäß ist die Kapazität des beschriebenen Leitergebildes ( $F_0, F_1$ ):

$$C = \frac{Q}{|\varphi_0 - \varphi_1|}. \quad (3,03)$$

In dem ursprünglichen Stromproblem wird die Stromstärke durch den Potentialgradienten  $\partial\varphi/\partial n$  vor der Fläche  $F_0$  und den spezifischen Widerstand  $\varrho$  des Kontaktmaterials folgendermaßen ausgedrückt:

$$I = \frac{1}{\varrho} \cdot \int_{F_0} \left| \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right| dF_0. \quad (3,04)$$

Mit Berücksichtigung von (3,04), (3,02) und (3,03) ergibt sich somit der gesuchte Widerstand zu

$$R_{01} = \frac{|\varphi_0 - \varphi_1|}{I} = \frac{\varrho}{4\pi C}. \quad (3,05)$$

Jetzt folgen einige mit A bis H bezeichnete Beispiele der Berechnung von Engewiderständen hauptsächlich mit Hilfe von (3,05).

**Beispiel A.** Zuerst sei die Verwendung von (3,05) an Hand eines besonders einfachen Beispiels gezeigt. Eine Metallkugel  $K$  [Abb. (3,06)], deren spezifischer elektrischer Widerstand  $\varrho$  und deren Durchmesser  $D$  seien, habe halbkugelige Zuleitungsflächen  $F_0$  und  $F_1$ , beide Äquipotentialflächen. Ihr Halbmesser sei  $b$ , wo  $b \ll D$  ist. Wir wollen den Widerstand  $R$  zwischen  $F_0$  und  $F_1$  in der Kugel  $K$  berechnen. Wir setzen zunächst an Stelle von  $F_0$  und  $F_1$  ganze Kugelflächen in einem unbegrenzten Vakuum. Die Kapazität zwischen ihnen berechnet sich dann in einfacher Weise zu

$$C = \frac{1}{2\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{D}\right)}.$$

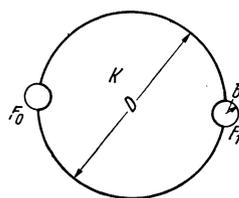


Abb. 3,06. Metallkugel mit halbkugelförmigen Zuleitungsflächen an den Enden eines Durchmessers.

<sup>1</sup>  $n$  bedeutet die Normale zu einer Fläche ( $\mathcal{G}r$  bzw.  $F_0$ ).

Um zu dem eigentlichen Leitungsproblem zu gelangen, denken wir uns diese Kugeln unendlich gut leitend und von einem endlich gut leitenden unbegrenzten Raum<sup>1</sup> umgeben. Dann würde der elektrische Widerstand zwischen ihnen laut (3,05) den folgenden Betrag  $R'$  haben:

$$R' = \frac{\varrho}{2\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{D} \right).$$

Liegen die Kugelflächen sehr weit auseinander, so strahlen aus jeder die Stromlinien kugelsymmetrisch heraus. Die Kugelfläche  $K$  geht durch die Mittelpunkte der Zuleitungskugeln, und innerhalb  $K$  beginnt gerade die Hälfte der Stromlinien, während die andere Hälfte außerhalb von  $K$  abläuft. Würden nun die in der Schnittlinie zwischen der großen Kugel  $K$  und der kleinen Zuleitungskugel beginnenden Stromlinien längs der Oberfläche von  $K$  weiter verlaufen, dann hätte die Kugel  $K$  gerade die Hälfte des Stromflusses in dem ganzen Raume abgetrennt. Ganz so einfach verhält es sich aber nicht, sondern in weiter Entfernung von den Zuleitungskugeln schneiden eine Anzahl von Stromlinien die Oberfläche von  $K$  unter einem gewissen Winkel<sup>2</sup>. Die Beiträge zum Widerstand sind aber in dieser Entfernung sehr klein, und wir können mit Annäherung so rechnen, als ob  $K$  den halben Stromfluß zwischen den Zuleitungskugeln führe; d. h. der gesuchte Widerstand zwischen den mit  $F_0$  und  $F_1$  bezeichneten halbkugeligen Zuleitungsflächen ist mit Annäherung

$$R = 2R' = \frac{\varrho}{\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{D} \right). \quad (3,07)$$

**Beispiel B.** Es seien  $F_0$  und  $F_1$  in Abb. (1,01) Halbkugelflächen mit den Radien  $b$  und  $B$ . Dann wird nach § 1 der Widerstand zwischen ihnen

$$R_{01} = \frac{\varrho}{2\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{B} \right) \quad (3,08)$$

und im Falle von  $B = \infty$  so wie gemäß (1,02):

$$R = \frac{\varrho}{2\pi b}. \quad (3,09)$$

**Beispiel C.** Es sei  $F_0$  eine ebene Ellipsenfläche mit den Halbachsen  $\alpha$  und  $\beta$ . Die Fläche  $F_1$  liege im Unendlichen. Im zugehörigen Kapazitätsproblem geht man von der Kapazität eines Ellipsoids aus, dessen zu  $F_0$  senkrechte Achse man zu Null werden läßt, so daß aus dem Ellipsoid eine flache Scheibe in der  $F_0$ -Ebene entsteht<sup>3</sup>. Die Äquipotentialflächen, vgl. Abb. (3,17), sind die Ellipsoide

$$\frac{x^2}{\alpha^2 + \mu} + \frac{y^2}{\beta^2 + \mu} + \frac{z^2}{\mu} = 1, \quad (3,10)$$

<sup>1</sup> Die seitliche Körperbegrenzung in Abb. (3,01) fällt hier weg.

<sup>2</sup> Vgl. F. KOTTLER, Abschnitt 60. <sup>3</sup> Vgl. z. B. F. KOTTLER, S. 458 bis 464.

wo  $\mu$  ein Parameter ist<sup>1</sup> und die Koordinatenachsen  $x$  und  $y$  mit den Ellipsenachsen  $\alpha$  und  $\beta$  zusammenfallen. Der Widerstand zwischen  $F_0$  und einer unendlich entfernten Äquipotentialfläche ergibt sich mit Hilfe von (3,05) zu:

$$R = \frac{\varrho}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty \frac{d\mu}{\sqrt{(\alpha^2 + \mu)(\beta^2 + \mu)\mu}}.$$

Durch die Transformation

$$\mu = \alpha\beta \frac{1-t}{1+t} \quad \text{bzw.} \quad \sin\varphi = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \mu}}$$

gelangt man zu:

$$R = \frac{\varrho}{\pi(\alpha + \beta)} \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2) \cdot \left[1 - \left(\frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}\right)^2 t^2\right]}} \quad \text{bzw.} \quad R = \frac{\varrho}{2\pi\alpha} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2} \sin^2\varphi}},$$

also nach Einführung der von JAHNKE-EMDE benutzten Bezeichnung mit

$$k_1 = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \quad \text{und} \quad k_2 = \sqrt{\frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2}}:$$

$$\boxed{R = \frac{\varrho}{\pi(\alpha + \beta)} \mathbf{K}(k_1) = \frac{\varrho}{2\pi\alpha} \mathbf{K}(k_2)}, \quad (3, 11)$$

wo  $\mathbf{K}$  das vollständige elliptische Integral erster Gattung bedeutet. Die Stromdichte ist an verschiedenen Stellen der Berührungsfläche verschieden. Die Stromdichte<sup>2</sup> im Punkte  $(xy)$  ist:

$$j(xy) = \frac{I}{2\pi\alpha\beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2}\right)}}. \quad (3, 12)$$

**Beispiel D.** Grenzfall von Beispiel C, worin  $F_0$  ein Kreis ist, so daß  $\alpha = \beta = a$  ist.  $F_1$  möge zunächst im Endlichen liegen.

$$\begin{aligned} R_{01} &= \frac{\varrho}{4\pi} \int_0^\mu \frac{d\mu}{(a^2 + \mu)\sqrt{\mu}} = \frac{\varrho}{2\pi} \int_0^{\sqrt{\mu}} \frac{dz}{a^2 + z^2} \\ &= \frac{\varrho}{2\pi a} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\mu}}{a} \end{aligned} \quad (3, 13)$$

<sup>1</sup> Wie  $\mu$  die Ellipsoidachsen beeinflusst, geht unmittelbar aus (3,10) hervor; so ist z. B. in der  $\alpha$ -Richtung die Halbachse  $\sqrt{\alpha^2 + \mu}$ . Eine weitere Anschauung vermittelt Abb. (3,17), wo an jeder Ellipse der zugehörige  $\mu$ -Wert vermerkt ist.

<sup>2</sup> Der Ausdruck der Stromdichte folgt aus der Formel  $j = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial\varphi}{\partial n}$ , vgl. den angeführten Artikel von F. KOTTLER.

und für  $F_1$  im Unendlichen, d. h.  $\mu = \infty$

$$R = \frac{\rho}{4a}. \quad (3, 14)$$

Wenn  $\mu = a^2$  ist, wird

$$R_{01} = \frac{1}{2} R = \frac{1}{2} \frac{\rho}{4a}. \quad (3, 15)$$

Der Widerstand  $R/2$  gehört also zum Strom-Engegebiet zwischen  $F_0$  und  $F_1$ , wenn  $F_1$  ein mit dem Kreis  $F_0$  konzentrisches Halb-Ellipsoid mit den Halbachsen  $a\sqrt{2}$ ,  $a\sqrt{2}$  und  $a$  darstellt.

Die Stromdichte ist in einem Punkte der Berührungsfläche, wenn der Abstand von der Kreismitte mit  $r$  bezeichnet wird:

$$j(r) = \frac{I}{2\pi a} \cdot \frac{1}{\sqrt{a^2 - r^2}}. \quad (3, 16)$$

Die Hälfte des Stromes fließt laut Formel (3,16) in größerem Abstand als  $0,9a$  von der Kreismitte.

Die Abb. (3,17) zeigt einen Mittelschnitt durch die Schar der Äquipotentialflächen. Zwischen zwei benachbarten Äquipotentialflächen

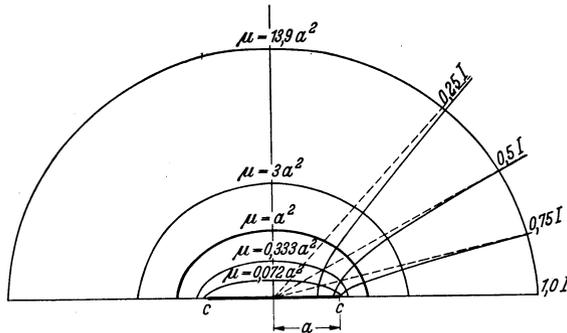


Abb. 3,17. Mittelschnitt durch das Bild der Stromlinien und Äquipotentialflächen in der Umgebung einer kreisförmigen  $a$ -Fläche  $cc$  eines symmetrischen Kontaktes. Zwischen je zwei von den benachbarten gezeichneten Äquipotentialflächen liegt  $1/6$  des Enge-Widerstandes in einem Kontaktglied.

liegt der Widerstand  $R/6$ . Die Schnittkurven sind Ellipsen, deren Brennpunkte  $c, c$  auf dem Rande der Berührungsfläche liegen. Das Ellipsoid, welches laut (3,15) den Engewiderstand halbiert, schneidet die Bildebene in der stark ausgezogenen Ellipse. An den Stromlinien ist vermerkt, ein wie großer Teil des Stromes bis zu dem Achsenabstand dieser Linie fließt.

**Beispiel E.** Darstellung eines durch eine elliptische Kontaktfläche bedingten Engewiderstandes mit Hilfe eines Formfaktors:

Setzt man  $\alpha = \gamma a$  und  $\beta = a/\gamma$ , so ist die elliptische Berührungsfläche  $\pi\alpha\beta = \pi a^2$ , also gleich groß wie ein Kreis mit dem Radius  $a$ , und  $\gamma$  ist ein gewisses Maß für die Länglichkeit der Ellipse. Es ist

manchmal zweckmäßig, den Engewiderstand  $R(\alpha, \beta)$  an der Ellipsenfläche durch denjenigen an der Kreisfläche  $R(a, a) = \rho/4a$ , siehe (3,14), auszudrücken. Wir tun es mit Hilfe der Gleichung:

$$R(\alpha, \beta) = R(a, a) \cdot f(\gamma) = \frac{\rho}{4a} \cdot f(\gamma), \quad (3,18)$$

wo  $f(\gamma)$  der *Formfaktor* ist. Dessen Größe ergibt sich, wenn  $R(\alpha, \beta)$  aus (3,11) berechnet wird. Das Diagramm (3,19) zeigt das Resultat von solchen Berechnungen.

**Beispiel F.** *Die Veränderung des Engewiderstandes bei Anwesenheit einer Fremdschicht.*

Wir denken uns einen Kontakt mit kreisförmiger Kontaktfläche  $F_0$ , aber nicht mehr rein metallisch, sondern über eine Fremdschicht<sup>1</sup>. Man

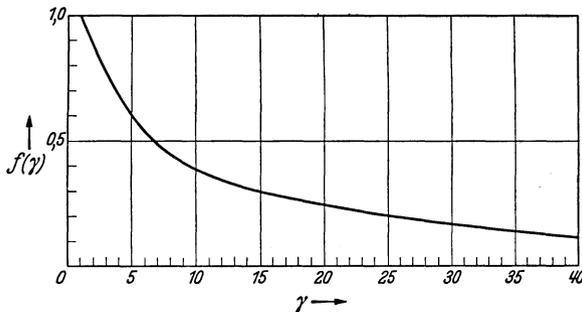


Abb. 3,19. Die Funktion  $f(\gamma)$ , ein Formfaktor.

würde wohl zunächst vermuten, daß der Engewiderstand  $R_e$  seinen Wert behalten und daß die Fremdschicht nur einen Hautwiderstand  $R_h$  hinzufügen würde, etwa gemäß der Gl. (2,05). So einfach verhält es sich aber nicht, weil der Hautwiderstand die Verteilung der Stromfäden beeinflusst. Diese bleiben nicht mehr so nach außen gedrängt wie nach der Abb. (3,17), sondern sie verteilen sich gleichmäßiger. Im Extremfalle einer gleichmäßig dicken und gleichmäßig leitenden Fremdschicht mit  $R_h \gg R_e$  wird die Stromdichte durch die Fremdschicht überall beinahe dieselbe. Die gute Leitfähigkeit im angrenzenden Metall sorgt nämlich dafür, daß die Feldstärke in tangentialer Richtung klein gegen diejenige senkrecht durch die Schicht wird, so daß für die Stromführung durch die Fremdschicht beide Seiten derselben sich wie Äquipotentialflächen benehmen. Dann führen beliebige, die Fremdschicht durchquerende Stromtuben mit gleichem Querschnitt und also demselben Widerstand denselben Strom. Dies ist nun sozusagen vom Standpunkt der Fremdschicht aus gesehen. Im gut leitenden

<sup>1</sup> Natürlich hat jedes Kontaktglied eine Fremdschicht. Beide zusammen bilden nach unserer Bezeichnung die Fremdschicht des zusammengelegten Kontaktes.

Metall haben die tangentialen Potentialunterschiede, die wir, was die Fremdschicht anbelangt, vernachlässigen konnten, eine Aufgabe; sie müssen nämlich dafür sorgen, daß sich die Stromfäden an der Fremdschichtgrenze nicht besonders am Rande etwa laut Formel (3,12) sammeln, sondern sich, wie es die Fremdschicht verlangt, gleichmäßig über die Kontaktfläche verteilen. Diese tangentialen Felder verhindern, daß sich in dem Metall die Niveaufächenschar asymptotisch an die Grenzfläche Metall-Fremdschicht anschließt. Darum ist hier die exakte Berechnung des Engewiderstandes im Metall schwierig. Wir begnügen uns mit einer Annäherung. Um die Kapazität zu finden, denken wir uns eine kreisförmige, nicht leitende Scheibe mit dem Radius  $a$ , die gleichmäßig mit der Elektrizitätsdichte  $\varepsilon$  beladen ist. Die Potentialdifferenz zwischen ihrem Mittelpunkt und der Unendlichkeit ist  $2\pi\varepsilon a^2$ , und da ihre gesamte Ladung  $\pi a^2\varepsilon$  beträgt, so hat sie mit dieser Ladungsverteilung die Kapazität  $a/2$ . Kehren wir nun zum vorliegenden Stromproblem zurück und definieren die einseitige Engespannung  $U$  als die Potentialdifferenz zwischen der Mitte der metallischen Berührungsstelle mit der Fremdschicht und der Unendlichkeit, so erhalten wir mit Annäherung den entsprechenden Engewiderstand  $R_e$  durch Einsetzen von  $C = a/2$  in (3,05). Wir gelangen so zu dem Ausdruck:

$$R_e = \frac{\rho}{2\pi a}. \quad *$$
(3,20)

Dieses  $R_e$  ist etwas kleiner als der Engewiderstand  $\rho/4a$  nach (3,14), der sich mit derselben Berührungsfläche ohne Fremdschicht ergibt.

Sind  $R_h$  und  $R_e$  vergleichbar, so gilt für  $R_e$  eine Formel zwischen (3,14) und (3,20), und auch  $R_h$  ist nicht so zu berechnen, als ob die Fremdschicht gleichmäßig von Stromtuben durchsetzt wäre, denn jetzt sind nicht mehr die äußersten Äquipotentialflächen in der Fremdschicht eben und parallel zur Grundfläche, sondern buchtig. Wir sehen, daß die Verhältnisse sich bedeutend komplizieren, erstreben aber im folgenden bei der Behandlung von Fremdschichten keine so große Genauigkeit, daß es sich lohnen würde, auf die geschilderten Umstände näher einzugehen.

**Beispiel G.** *Rein metallischer Kontakt mit mehreren kreisförmigen Berührungsflächen.*

Oft, z. B. im Kontakt zwischen Platten, findet die Berührung nicht nur in einer, sondern in mehreren Flächen statt. Jede einzelne nennen wir eine  $a$ -Fläche. Ihre Summe bildet die leitende Kontaktfläche  $F_0$ . Zuerst vereinfachen wir das Problem, indem wir die  $a$ -Flächen als Kreise

<sup>1</sup> Das Potential in einem Punkt auf der Symmetrieachse senkrecht zur Scheibe berechnet sich in sehr einfacher Weise, wenn man die Scheibe in konzentrische, ringförmige Elemente einteilt.

\* Der Ausdruck (3,20) hat zufällig dieselbe Form wie (3,09).

mit den Halbmessern  $a_1, a_2, a_3$  usw. betrachten und außerdem annehmen, daß diese Flächen im Verhältnis zu ihrem Durchmesser weit auseinander liegen. Dann bedingen sie zusammen den Engewiderstand:

$$R = \frac{\varrho}{4 \sum a_v}, \quad (3, 22)$$

weil ja die einzelnen Widerstände einfach nebeneinander geschaltet sind, so daß  $\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{\varrho/4 a_v}$  ist, woraus (3,22) folgt. Auf der Abb. (3,21) werden die  $a$ -Flächen von einem Kreis mit dem Halbmesser  $A$  gerade umfaßt. Bedeutet dieser Kreis die scheinbare Berührungsfläche  $F$ , so ist auf dem Bilde eine ziemlich gleichmäßige Besetzung der scheinbaren Berührungsfläche mit  $a$ -Flächen vorhanden.

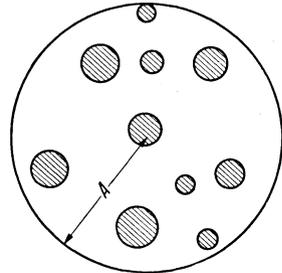


Abb. 3,21. Die schattierten Kreise bedeuten  $a$ -Flächen, welche zusammen die leitende Kontaktfläche  $F_s$  bilden. Der sie umschließende Kreis möge die scheinbare Berührungsfläche darstellen.

Liegen die  $a$ -Flächen so dicht beisammen, daß ihre Stromlinien sich gegenseitig stören, so kann für diese Störung keine allgemeine Regel aufgestellt werden, weil die Form des betreffenden Kontaktgliedes auch maßgebend ist. Nehmen wir als Beispiel einen Zylinder als Kontaktglied an (Halbmesser  $r$ ), so wie in Abb. (3,23), so kann man folgendermaßen rechnen: Wir denken uns zunächst die  $n$   $a$ -Flächen als gleiche Kreise mit dem Halbmesser  $a$ . Der mittlere Abstand zweier benachbarter  $a$ -Flächencentren sei  $2l$ . Dann wird  $n$  annähernd gleich der Anzahl Quadrate mit der Seite  $2l$ , welche von der Fläche  $\pi r^2$  umfaßt werden, also

$$n = \frac{\pi r^2}{4 l^2}.$$

Wir denken uns den zylindrischen Körper so in Teilzylinder aufgeteilt [Abb. (3,23)], daß jeder eine  $a$ -Fläche in seiner Basismitte hat, durch Verdickung der Grundlinie angedeutet. Dann vergleichen wir den Gesamtwiderstand der parallelen Teilzylinder von den Basisflächen bis zur Höhe  $r$  einmal in seiner Größe  $R_1$ , die er annimmt, wenn  $n=1$  ist, ein andermal in seiner Größe  $R_n$  für ein beliebiges  $n$ . Annähernd<sup>1</sup> erhält man gemäß (3,13)

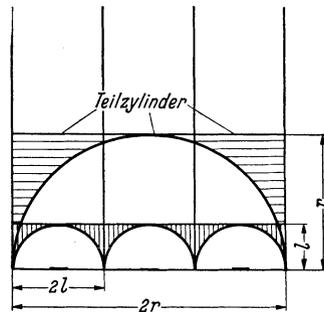


Abb. 3, 23. Ein Kontaktglied in Teilzylinder aufgeteilt, so daß jeder eine  $a$ -Fläche in seiner Basismitte hat.

$$R_1 \approx \frac{\varrho}{2 \pi a} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{r}{a},$$

<sup>1</sup>  $\sqrt{u} = r$  kennzeichnet eigentlich ein Ellipsoid mit den Achsen  $\sqrt{r^2 + a^2}$  und  $r$ , das aber hier annähernd durch eine Kugelfläche mit dem Radius  $r$  ersetzt wird.

indem der Widerstand des  $\equiv$  schattierten Körpers vernachlässigt wird; sowie

$$R_n \approx \frac{1}{n} \cdot \frac{\varrho}{2\pi a} \operatorname{arc\,tg} \frac{l}{a} + \varrho \cdot \frac{r-l}{\pi r^2},$$

indem der Widerstand der  $\lll$  schattierten Körper vernachlässigt wird; oder mit Einführung von  $l = 1,23 \frac{r}{\sqrt{n}}$

$$R_n \approx \frac{1}{n} \cdot \frac{\varrho}{2\pi a} \operatorname{arc\,tg} \frac{1,23 r}{a\sqrt{n}} + \varrho \cdot \frac{1 - \frac{1,23}{\sqrt{n}}}{\pi r}. \quad (3,24)$$

Allgemein gilt:

$$R_n > \frac{1}{n} R_1.$$

Die Größe

$$\left( R_n - \frac{1}{n} R_1 \right) \quad (3,25)$$

ist ein Maß für die gegenseitige Störung der  $a$ -Flächen.

Handelt es sich um  $a$ -Flächen von verschiedener Form und Größe, so benutze man die Formel:

$$R_n = \frac{0,9}{n} \cdot \frac{\varrho}{2\pi a} \operatorname{arc\,tg} \frac{1,23 r}{a\sqrt{n}} + \varrho \cdot \frac{1 - \frac{1,23}{\sqrt{n}}}{\pi r}. \quad (3,26)$$

Der Unterschied gegen (3,24) besteht darin, daß erstens  $a$  jetzt eine Rechengröße bedeutet, indem  $\pi a^2$  die *mittlere*  $a$ -Flächengröße mißt, zweitens der Faktor 0,9 hinzukommt. Er ist ein Formfaktor gemäß (3,18), der sich für eine Ellipse berechnet, die dreimal länger als breit ist ( $\gamma = \sqrt{3} = 1,73$ ). Er dürfte aber überhaupt eine ähnliche Länglichkeit der  $a$ -Flächen mit Annäherung berücksichtigen, auch wenn die Flächen nicht Ellipsen sind; und da eine mittlere Länglichkeit von dieser Größenordnung wahrscheinlich ist, so besitzt (3,26) eine sehr allgemeine Gültigkeit<sup>1</sup>.

Verwendet man diejenige annähernde Rechnungsweise, welche zu (3,24) führt, um den halben Kontaktwiderstand zwischen zwei Zylindern zu ermitteln, die sich in einer kleinen zentralen Kontaktfläche mit dem Radius  $a$ , in ihrer Basisfläche, berühren [vgl. Abb. (2,04)], so ergibt sich:

$$R_e = \frac{\varrho}{2\pi a} \operatorname{arc\,tg} \frac{r}{a} - \frac{\varrho}{\pi r}. \quad (3,27)$$

**Beispiel H.** D. MÜLLER-HILLEBRAND [1] und [4] hat folgende Probleme behandelt. Erstens: Eine Platte mit dem spezifischen Widerstand  $\varrho$  habe an der einen Seite zahlreiche ebene kreisförmige Stromeinlaßflächen und gegenüber von jeder solchen Fläche auf der anderen Seite eine gleiche Abflußfläche. In der Aufsicht sind diese Teilflächen so wie die kleinen Kreise in Abb. (3,28) verteilt. Einen

<sup>1</sup> R. HOLM [27].

Querschnitt durch die Platte mit Äquipotential- und Stromlinien zeigt Abb. (3,29). Es ist einleuchtend, wie da die Stromlinien von verschiedenen Teilströmen sich gegenseitig einengen. Die Berechnung ist besonders dadurch interessant, daß sie über die Bedeutung dieser gegenseitigen Beeinflussung Bescheid gibt. MÜLLER-

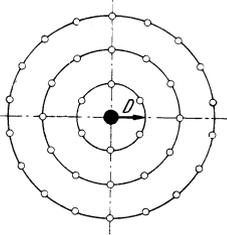


Abb. 3,28. Verteilung der Stromeinlaßstellen auf die Widerstandsplatte.

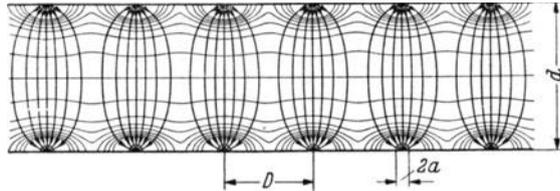


Abb. 3,29. Äquipotentialflächen und Stromlinien in einer von vielen gleichen Teilströmen durchflossenen Widerstandsplatte.

HILLEBRAND denkt sich mehrere Platten hintereinander geschaltet, was mathematisch keine andere Rolle spielt als die Annahme von ebenen Einflußstellen. Korrektionsgrößen werden allerdings unter Zugrundelegung des Modells der Abb. (1,04) mit halbkugelliger Einflußfläche ausgedrückt. Wenn  $U$  der Spannungsabfall in der Platte und  $i$  die Stromstärke eines Teilstromes (durch eine Ein- und eine Ausflußstelle) ist, so lautet die Schlußformel (korr. lt. [4]) mit Bezeichnungen aus der Abb. (3,29):

$$U = \varrho \frac{i}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2a} - \frac{2}{d} \ln 2 + \frac{8}{D} \cdot F\left(\frac{d}{D}\right) \right], \quad (3,30)$$

wobei  $F(d/D)$  der Tafel (3,31) zu entnehmen ist.

Die Formel (3,30) ist bis hinauf zu  $a$ -Werten vom Betrage  $D/4$  zu gebrauchen.

In der zweiten Abhandlung berechnet MÜLLER-HILLEBRAND [4] exakt den Kontaktwiderstand zu dem in (2,04) veranschaulichten Kontakt zweier Zylinder (Radius  $r$ ) mit einer kleinen zentralen Kontaktfläche (Radius  $a$ ). Seine Schlußformel lautet für ein Kontaktglied, dessen Länge mindestens das Fünffache des Durchmessers beträgt:

$$R = \frac{\varrho}{2\pi a} \cdot \left[ \frac{\pi}{2} - 2 \frac{a}{r} \right]. \quad (3,32)$$

Sie unterscheidet sich von der Formel (3,27) bei  $r/a = 10$  nur um 1%.

Tafel (3,31). Werte von  $F\left(\frac{d}{D}\right)$ .

$\frac{D}{d}$	$F\left(\frac{d}{D}\right)$	$\frac{D}{d}$	$F\left(\frac{d}{D}\right)$
0,1	4,51	1,2	0,0717
0,2	2,02	1,4	0,0407
0,3	1,20	1,6	0,0232
0,4	0,797	2,0	0,0073
0,6	0,404	2,5	0,0017
0,8	0,223	3,0	0,0004
1,0	0,125		

### Der doppelseitige Engewiderstand.

In den Beispielen B bis H wurden Engewiderstände eines Kontaktgliedes berechnet. Messungen geben den *doppelseitigen Widerstand*  $R$ . Für einen Einmetall-Kontakt mit kreisförmiger Berührungsfläche (Halbmesser  $a$ ) berechnet sich gemäß Gl. (3,14):

$$R = \frac{\varrho}{2a}. \quad (3,33)$$

R. HOLM und R. STÖRMER [11] haben experimentell diese Formel (3,33) innerhalb der Meßfehler von 1,5% bestätigt.

### Beispiel einer verzerrten Strom-Enge.

Wir betrachten Abb. (3,17) und die untenstehende Abb. (3,34). Die erste ist gedacht als ein Ausschnitt aus einem sehr großen Kontaktglied, das sich weit über das Gebiet der Abbildung hinaus ausdehnt. Zu der Abb. (3,34) gehöre eine ebenso große kreisförmige Berührungsfläche, das Kontaktglied möge aber eine Platte sein, deren Dicke nur  $\sqrt{3} \cdot a$

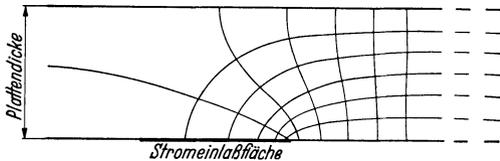


Abb. 3,34. Äquipotentialflächen und Stromtuben in einer Platte mit kreisförmiger Stromeinlaßfläche in der Mitte ihrer unteren Oberfläche.

beträgt. Ihre Breite sei  $6a$ . Die Berührungsfläche möge in der Mitte ihrer unteren Oberfläche liegen, und der Strom fließe nach rechts gleichmäßig verteilt ab.

Die obere Plattenbegrenzung würde in Abb. (3,17) das Ellipsoid mit  $\mu = 3 \cdot a^2$  berühren. Dasselbe Ellipsoid kann aber nun nicht mehr eine Äquipotentialfläche sein. Wenn der Strom nach rechts abfließt, dann müssen sich die Äquipotentialflächen etwa so verformen, wie es die Abb. (3,34) im mittleren Längsschnitt andeutet. Selbstverständlich werden dann die obigen Berechnungen, z. B. die Formel (3,13), ungültig bzw. sind nur als Annäherungen für Teile des Strombildes zu verwenden.

Will man jetzt den Widerstand berechnen, so benutzt man die übliche Methode<sup>1</sup>, um durch eine sukzessive annähernde Bestimmung von Äquipotentialflächen und Stromtuben den durchströmten Körper in Elemente mit gleichem Widerstand einzuteilen. Wenn  $l$  die mittlere Länge und  $F$  die mittlere Querschnittsfläche eines solchen Elementes bedeuten, so soll für alle Elemente  $l/F = k$  gelten, wo  $k$  eine Konstante ist. Münden  $n$  solche Elemente auf eine Äquipotentialfläche (gleich viele münden auf jede andere), und sind längs jeder Stromlinie  $m$  Elemente aufgereiht, so ist der gesamte Widerstand:

$$R = \frac{m}{n} \cdot k \varrho, \quad (3,35)$$

wo  $\varrho$  den spezifischen Widerstand bedeutet.

#### § 4. Die Beziehung zwischen elektrischem Potential und Temperatur in Strom-Engen, besonders bei symmetrischen Kontakten.

Wenn ein Kontakt *metallisch*, d. h. von keiner Fremdschicht gestört ist, leitet er so, als ob die Kontaktglieder in der wirklichen Berührungsfläche  $F_0$  metallisch fest zusammenhängen<sup>2</sup>, und wir dürfen hinsichtlich

<sup>1</sup> Es ist dieselbe Methode, die zum Zeichnen von magnetischen und elektrostatischen Kraftlinien verwendet wird. Über die praktische Ausführung siehe z. B. TH. LEHMANN [1] und [2] sowie K. KÜPFMÜLLER, § 19.

<sup>2</sup> Vgl. § 20.

der Leitung die beiden Kontaktglieder als einen Körper ohne Unterbrechung behandeln. Unter der Voraussetzung, daß sowohl der elektrische Strom wie der von ihm erzeugte Wärmestrom (Joulesche Wärme) so fließen, daß sie bis weit vom Kontakt entfernt den Rand<sup>1</sup> nicht durchqueren, erhalten beide Ströme einen manchmal exakt, in anderen Fällen annähernd gleichen Verlauf und eine einfache Beziehung zwischen dem elektrischen *Potential*  $\varphi$  und der *Übertemperatur*, d. h. der Temperaturerhöhung  $\vartheta$  infolge des elektrischen Stromes wird mehr oder weniger genau bestehen.

Wir denken uns einen zylindrischen Metallstab, welcher eine Vakuumröhre durchquert. Wir schicken einen Strom durch ihn, der ihn etwas erwärmt, jedoch so wenig, daß die Ausstrahlung unbedeutend ist. Die seitliche Wärmeableitung ist durch das Vakuum vermieden, und alle Wärme strömt durch die von außen gekühlten Stabenden ab. Dann liegt der vorausgesetzte Fall vor, daß der elektrische Strom und die nach beiden Enden des Stabes abfließende Wärme den gleichen Verlauf haben, nämlich parallel zur Stabachse, und die erwähnte Beziehung zwischen  $\varphi$  und  $\vartheta$  wird bestehen. Hier waren nun experimentelle Maßnahmen getroffen, um zu verhindern, daß Ströme die Körpergrenze durchqueren. Bei der Behandlung dieses Stabproblems entdeckte F. KOHLRAUSCH [2] die betreffende  $\varphi\vartheta$ -Beziehung. Im Falle der Kontakte sind die Bedingungen für die  $\varphi\vartheta$ -Beziehung, wie wir bald finden werden (Satz 4,16), weitgehend automatisch erfüllt, und die  $\varphi\vartheta$ -Beziehung hat in der Lehre der Kontakte eine grundlegende Bedeutung.

H. DIESELHORST [1] hat die Herleitung der  $\varphi\vartheta$ -Beziehung auf eine sehr allgemeine mathematische Grundlage gestellt; aber die von ihm angesetzten Grenzbedingungen sind nicht dem Kontaktproblem angepaßt<sup>2</sup>. Um dem besonderen Charakter des Kontaktproblems gerecht zu werden, und auch um eine größere physikalische Anschaulichkeit zu gewinnen, wählen wir hier einen neuen Weg. Dem mathematisch Interessierten empfehlen wir jedoch dringend das Studium der DIESELHORSTschen Arbeit.

Die Symmetrieeigenschaften spielen für die Kontakte eine maßgebende Rolle. Wir gehen von *einer* Fläche  $S$  aus, welche aus Symmetriegründen sowohl thermisch wie elektrisch eine Niveaulfläche wird. Meistens ist es die Kontaktfläche selbst. *Zunächst* denken wir uns allerdings einen *zusammenhängenden* Körper, und die Kennzeichen der Kontaktfläche werden erst später diskutiert.

In Abb. (4,01) sei  $K$  ein Teil des stromdurchflossenen Leiters,  $G_r$  ist seine Mantelfläche,  $S$  ist eine ausgezeichnete Fläche im Körper  $K$ , welche wir die Ausgangsfläche nennen.

<sup>1</sup> Der Begriff Rand umfaßt hier die ganze Begrenzung der Strom-Enge, ausgenommen Kontaktfläche und Endflächen.

<sup>2</sup> Vgl. Bemerkung S. 29.



gleiche Wärme

$$\frac{\kappa(d\varphi)^2 dS}{dn}. \quad (4,07)$$

Infolge der bis zum Rande  $G_r$  geltenden Gleichmäßigkeit, die kein Element bezüglich des behandelten Vorganges auszeichnet, fließt diese Wärme senkrecht zu  $S$  ab, wobei die gleichen Wärmewiderstände überall die gleiche Temperaturdifferenz  $d\vartheta$  zwischen  $S$  und  $F_1$  bedingen. Es wird also  $F_1$  ebenso wie  $S$  eine Isothermfläche.

Eine ähnliche Überlegung wird für den Raum zwischen  $F_1$  und der ihr benachbarten Äquipotentialfläche  $F_2$  durchgeführt. Dabei ist wesentlich, daß man die neuen Raumelemente so wählen kann, daß ihre Seitenwände eine Fortsetzung derjenigen zwischen  $S$  und  $F_1$  gewählten darstellen, was ja nichts anderes bedeutet als die Tatsache, daß zusammengehörige Flächenelemente  $dS$  und  $dF_1$  Querschnitte von demselben Stromtubus des als bekannt angenommenen elektrischen Strombildes sind. Längs der Seitenwände des Tubus laufen Stromlinien. Die Überlegung über die Erwärmung wiederholt sich, nur mit dem Unterschiede, daß jedes Element jetzt eine Wärmemenge, und zwar die gleiche über  $F_1$  zugeführt erhält. Der Wärmefluß erfolgt senkrecht zu  $F_1$ . Die Äquipotentialfläche  $F_2$  wird eine Isothermfläche. In ähnlicher Weise schreitet durch Weiterbau der Stromtuben usw. der Beweis weiter zu den Äquipotentialflächen  $F_3, F_4, F_5, \dots$ , die auch alle als Isothermflächen erkannt werden.

*Bemerkung (4,08):* Man beachte, daß die Form der Niveauflächen unabhängig von der jeweiligen Stromdichte und Temperatur ist. Die obigen Überlegungen können nämlich immer mit derselben Flächenreihe  $S, F_1, F_2$  usw. ausgeführt werden, nur werden je nach der Stromstärke die Schritte  $d\varphi$  und  $d\vartheta$  zwischen den Nachbarflächen sich ändern; z. B. wird zwischen  $F_1$  und  $F_2$  je nach der Stromstärke eine andere Temperaturdifferenz herrschen, aber in tangentialer Richtung entstehen keine Temperaturdifferenzen. Deshalb buchten sich die Flächen nicht infolge der Temperaturerhöhung und bleiben in ihrer Form von dieser unabhängig.

*Satz (4,09):* Die eindeutige Beziehung zwischen  $\varphi$  und  $\vartheta$  wird auch bestehen, wenn durch die Ausgangsfläche  $S$  ein Wärmestrom solcher Art dem betrachteten Körper  $K$  zugeht, daß die Stromdichte durch  $S$  proportional zu  $dS/dn$  ist.

Die Fläche  $S$  verliert in diesem Falle die Eigenschaft, eine extreme Isotherme zu sein. Sie bekommt aber denselben Charakter wie z. B.  $F_1$  oder  $F_2$  bei Satz (4,05). Der bei Satz (4,05) gegebene Beweis ist dann hier ohne weiteres übertragbar. Allerdings sind die Grenzbedingungen an der jetzigen  $S$ -Fläche komplizierter als im Falle (4,05), und die Untersuchung, ob sie in einem praktischen Falle erfüllt sind, ist schwieriger.

*Satz (4,10):* Wir haben nun bewiesen, daß in dem betreffenden Stromweg zu jedem  $\varphi$  ein  $\vartheta$  eindeutig zugeordnet ist. *Zwischen  $\varphi$  und  $\vartheta$  besteht also eine eindeutige Beziehung*, deren mathematischen Ausdruck man in folgender Weise erhält:

Wir betrachten ein durch zwei Äquipotentialflächen (Potentiale  $\varphi$  und  $\varphi + d\varphi$ , Temperaturen  $\vartheta$  und  $\vartheta + d\vartheta$ ) abgegrenztes Element im Körper  $K^1$ . Seine Elektrizitäts- und Wärmewiderstände seien  $dR$  bzw.  $dW$ . Weitere solche Elemente schließen sich an, und zwar wählen wir sie so, daß der Schritt  $d\varphi$  zwischen zwei Nachbarflächen immer derselbe bleibt. Da derselbe elektrische Strom alle Elemente durchfließt, so sind ihre elektrischen Widerstände  $dR$  alle gleich. Die Temperatur  $\vartheta$  ändert sich aber von Element zu Element, ebenso  $d\vartheta$  und der Wärmewiderstand  $dW$ , weil  $\lambda$  in anderer Weise als  $\varkappa$  von  $\vartheta$  abhängt. Wenn nun die durch die erste Fläche hineinfließende Wärme

$$- \frac{d\vartheta}{dW}$$

ist, so wird die durch die andere herausfließende Wärme

$$- \frac{d(\vartheta + d\vartheta)}{d(W + dW)}.$$

Gleichzeitig wird im Widerstand  $dR$  die Wärme

$$\frac{(d\varphi)^2}{dR}$$

erzeugt. Da die im Element entwickelte Wärme gleich der abfließenden vermindert um die zufließende ist, erhalten wir die Gleichung:

$$\frac{d\vartheta}{dW} - \frac{d\vartheta + d^2\vartheta}{dW + d^2W} = \frac{(d\varphi)^2}{dR}.$$

Nun ist  $d^2W \ll dW$ , und  $\frac{1}{dW + d^2W}$  kann durch  $\frac{1 - \frac{d^2W}{dW}}{dW}$  ersetzt werden. Dann entsteht

$$- \frac{d^2\vartheta - d\vartheta \frac{d^2W}{dW}}{dW} = \frac{(d\varphi)^2}{dR}. \quad (4,11)$$

Da nun laut (4,06)

$$\frac{dW}{dR} = \frac{\varkappa}{\lambda}$$

und  $dR$  eine Konstante ist, so haben wir

$$d^2W = dR \cdot d\left(\frac{\varkappa}{\lambda}\right) = - \frac{dR}{\left(\frac{\lambda}{\varkappa}\right)^2} \cdot d\left(\frac{\lambda}{\varkappa}\right).$$

<sup>1</sup> Also ein größeres Element als vorher, indem es nun quer über den ganzen Körper  $K$  reicht.

Einsetzen in (4,11) ergibt:

$$\frac{\left(\frac{\lambda}{\kappa}\right) d^2 \vartheta + d \vartheta \cdot d \left(\frac{\lambda}{\kappa}\right)}{d \varphi} = d \left(\frac{\lambda}{\kappa} \cdot \frac{d \vartheta}{d \varphi}\right) = -d \varphi. \quad (4,12)$$

Eine erste Integration von der S-Fläche mit  $\vartheta = \theta$ ,  $d \vartheta / d \varphi = 0$  und  $\varphi = 0$  bis zu einer beliebigen Fläche mit dem Potential  $\varphi$  und der Über-temperatur  $\vartheta$  liefert:

$$\frac{\lambda}{\kappa} \frac{d \vartheta}{d \varphi} = -\varphi, \quad (4,13)$$

und eine zweite Integration ergibt:

$$\int_{\vartheta}^{\theta} \frac{\lambda}{\kappa} d \vartheta = \boxed{\int_{\varphi}^{\theta} \varrho \lambda d \varphi = \frac{1}{2} \varphi^2.} \quad (4,14)$$

Gl. (4,14) drückt die *gesuchte  $\varphi \vartheta$ -Beziehung* aus. Sie ist davon unabhängig, ob der Körper *K* wirklich überall fest zusammenhängt, oder ob er von Kontaktflächen durchzogen ist, wenn diese nur eine ununterbrochene metallische Berührung besitzen, denn dann ändern sie nichts an der Leitung.

Die Gl. (4,14) hat eine, man möchte sagen, erstaunlich einfache Form. Wenn nur nicht ihre Randbedingungen (4,03) und (4,04) mehr verlangen, als von praktischen Kontakten erfüllt ist! Sie tun es glücklich-

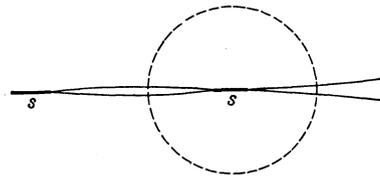


Abb. 4,15. Veranschaulichung der annähernden Symmetrie in der Umgebung von *a*-Flächen *ss*.

licherweise nicht oder nur unbedeutend. Die Gründe für diese Behauptung werden wir an Hand der Abb. (4,15) erläutern. Sie zeigt den Querschnitt durch einen Teil eines Kontaktes. Die schwache Welligkeit der sich treffenden Oberflächen ist angedeutet und *s*, *s* sind zwei *a*-Flächen. Die Umgebung der einen ist umkreist und innerhalb der Umkreisung ist eine räumliche, zumindest annähernde Symmetrie um *s* herum auffällig. Bestehen beide *Kontaktglieder* aus *demselben Metall*, so folgt aus der räumlichen Symmetrie, daß die *a*-Fläche *s* eine Äquipotentialfläche und eine Fläche höchster Temperatur für jede sie durchquerende Stromlinie ist. Um zu verstehen, daß sie auch eine Isothermfläche ist, müssen wir auf die Beweisführung zum Satze (4,05) hinweisen. Wir sahen da, daß hinsichtlich Wärmeerzeugung und -abfluß kein Element der Fläche *S* einem anderen gegenüber eine Sonderstellung einnimmt. *S* kann eine Isothermfläche sein, und es gibt keinen Grund, warum sie es nicht sein sollte. Dasselbe gilt für *s*. Alles natürlich unter der Voraussetzung, daß keine Wärme über die *s* umrandende Kurve in den Kontaktpalt abfließt. Diese Voraussetzung ist nie streng erfüllt.

Aber da der schmale Kontaktpalt um  $s$  herum im Verhältnis zum Metall erstens spezifisch äußerst schlecht leitet, zweitens infolge seiner Dünne senkrecht zum betreffenden Wärmestrom viel Widerstand leistet, ist die hier abfließende Wärme im Verhältnis zu dem Wärme-  
fluß im Metall zu vernachlässigen. Die Voraussetzung (4,04) ist also gut erfüllt.

Die Voraussetzung (4,03) ist es auch, und zwar aus dem Grunde, daß sich im Kontaktpalt gleichwarme Stellen der Kontaktglieder gegenüberliegen. Zwischen ihnen besteht natürlich keine Neigung zu einem Wärmeaustausch. Elektrisch isoliert der Kontaktpalt, und also sind hier die Bedingungen (4,03) und (4,04) für eine ziemlich weite Umgebung von  $s$  automatisch erfüllt.

Bestehen die *Kontaktglieder aus verschiedenem Stoff*, so liegen die Verhältnisse nicht ganz so günstig. Immerhin ist eine solche Symmetrie vorhanden, daß die  $s$ -Fläche nicht schräg von einer Niveaufläche durchquert wird, sondern annähernd eine Niveau- und Äquipotentialfläche sein kann. Die Bedingung (4,04) ist also annähernd erfüllt. Dasselbe gilt für die Bedingung (4,03). Es werden sich zwar ungleich warme Stellen im Kontaktpalt gegenüberstehen, ein Wärmestrom fließt zumindest durch Strahlung, aber infolge der Kleinheit der Grenze  $G_r$  im Verhältnis zu dem breiten Weg der Ströme in den Kontaktkörpern wird der Wärmestrom über den Kontaktpalt in vielen Fällen doch klein genug, um vernachlässigt zu werden. Die eben bewiesenen Resultate fassen wir zusammen in dem

*Satz (4,16)*: Rings um eine  $a$ -Fläche eines Kontaktes herrscht eine räumliche Symmetrie und der Kontaktpalt nimmt jedenfalls in der nächsten Umgebung wenig Raum ein im Verhältnis zu den Kontaktkörpern. Hieraus folgt für den Einstoffkontakt eine sehr gute Erfüllung der Bedingungen (4,03) und (4,04), aber auch für den Zweistoffkontakt sind diese Bedingungen annähernd erfüllt. Die Erfüllung von (4,02) ist ja überhaupt vorausgesetzt. Demgemäß gilt die Gl. (4,14) sehr weitgehend für Kontakte, wie wir an Messungen bestätigt finden werden.

Im § 3 wurden typische Engewiderstände berechnet, und zwar als Widerstand zwischen einer Ausgangsfläche  $S$  und einer entfernten, im Verhältnis zu  $S$  großen Niveaufläche, in deren Umgebung der Spannungs- und Temperaturgradient klein sind. Wir nennen diese passend gewählte größere Fläche weiterhin die *Endfläche*  $F_e$ . Definitionsgemäß soll an der Endfläche **grad**  $\varphi$  und **grad**  $\vartheta$  so klein sein, daß dort  $\varphi$  und  $\vartheta$  makroskopisch, d. h. überhaupt gemessen werden können. Oft kann man sich die Endfläche in ein Gebiet des Kontaktgliedes verlegt denken, wo die Temperatur sich praktisch räumlich nicht mehr ändert. Die Punkte  $a$  und  $b$  in Abb. (2,01) können zu zwei zum Kontakt symmetrisch gelegenen Endflächen gehören. Wenn beide dieselbe Tem-

peratur haben, empfiehlt es sich, von dieser aus als Nullpunkt die Temperaturen in der Kontaktumgebung anzugeben, welche dann als *Übertemperaturen*  $\vartheta$  im Verhältnis zu der Endflächentemperatur berechnet werden.

*Bemerkung bezüglich der Endflächen.* Wir erinnern uns der schrittweisen Untersuchung der Äquipotentialflächen hinsichtlich ihrer Isothermie. Diese kann an der S-Fläche und in ihrer Umgebung fast exakt erfüllt sein, während noch im entfernten Gebiet, wo wir die Endflächen wählen wollen, die beiden Niveauscharen infolge störenden seitlichen Wärmeabflusses gegeneinander neigen. Dann gilt natürlich Gl. (4,14) immer noch gut annähernd. Wir sehen also: Für das Kontaktproblem brauchen wir nur für *eine* Fläche die Grenzbedingung, daß in ihr sowohl das Potential wie die Temperatur einheitlich sein sollen, nämlich in der S-Fläche. Dies ist ein wesentlicher Unterschied gegenüber der Problemstellung von DIESELHORST, wo zwei solche Flächen vorausgesetzt werden.

Gemäß der Beziehung (4,14) liegt das Potential in S mitten zwischen den Potentialen der Endflächen. Bezeichnen wir für die symmetrischen Kontakte die Potentialdifferenz der Endflächen, d. h. die *Kontaktspannung*, also hier die gesamte Engespannung, mit  $\mathbf{U}$ , so sind die Potentiale für die erste Endfläche  $-\mathbf{U}/2$ , für die Berührungsfläche gleich Null und für die zweite Endfläche  $\mathbf{U}/2$ . Dann folgt aus (4,14):  $\frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{U}}{2}\right)^2 =$

$$\int_0^\theta \varrho \lambda d\vartheta = \frac{\mathbf{U}^2}{8}, \quad (4,17)$$

wo nun  $\vartheta$  und  $\theta$  Übertemperaturen gegenüber der Endflächentemperatur sind,  $\theta$  also die höchste Übertemperatur im Strom-Engegebiet ist. Die Gl. (4,17) wird in der Kontaktlehre besonders häufig verwendet.

Insofern mit dem Gesetz von WIEDEMANN-FRANZ-LORENZ<sup>1</sup>

$$\varrho \lambda = A T \quad (4,18)$$

gerechnet werden kann, nimmt die Gl. (4,17) die folgende einfache Gestalt an, wobei  $\mathbf{T}$  die absolute Temperatur der heißesten Stelle (Kon-

<sup>1</sup> Nach den Entdeckern WIEDEMANN, FRANZ und LORENZ wird ein Gesetz genannt, welches sich mathematisch so ausdrückt: Für die gut leitenden Metalle gilt bei nicht zu niedriger Temperatur  $\lambda/\kappa = AT$ , wo  $T$  die absolute Temperatur und  $A$  beinahe eine Konstante ist, welche sich von Metall zu Metall sehr wenig ändert. Die Unabhängigkeit des  $A$  vom Metall wird darauf zurückgeführt, daß im Metall nicht nur der elektrische Strom ganz, sondern auch der Wärmestrom hauptsächlich von den Elektronen getragen wird, und im selben Maße, wie diese den einen befördern, tun sie es auch mit dem anderen. Auch wenn eingemischte Fremdkörper oder Einengungen der Leitbahn die sog. freien Weglängen der Elektronen und dadurch die von den Elektronen geschaffenen Leitfähigkeiten herabsetzen, trifft dieses im gleichen Maße  $\lambda$  und  $\kappa$ , so daß  $A$  immer noch fast dasselbe bleibt. Die Erklärung der Proportionalität zu  $T$  ist etwas komplizierter. Wegen näherer Auskunft wird auf irgendein Lehrbuch verwiesen, z. B. auf R. BECKER, § 41, oder ausführlicher auf A. SOMMERFELD und H. BETHE, Ziffer 5.

taktstelle) und  $T_0$  die absolute Endflächentemperatur bedeuten:

$$\int_{T_0}^T A T dT = \frac{1}{2} A [T^2 - T_0^2] = \frac{U^2}{8}. \quad (4, 19)$$

*Berücksichtigung des THOMSON-Effektes.* Bei der Herleitung von (4, 14) zählte als in einem Widerstandselement entwickelte Wärme lediglich die JOULEsche. Unter Umständen kommt die sog. THOMSON-Wärme hinzu. Besteht an einer Stelle des Metalles ein Temperaturgradient in der Stromrichtung, so wie es in der Regel in der Umgebung von stromdurchflossenen Kontakten ist, so rührt eine gewisse Wärmeezeugung bzw. Wärmevernichtung populär ausgedrückt daher, daß der Elektronenstrom beim Übergang von wärmeren zu kälteren Stellen Wärme mitführt und abgibt bzw. beim umgekehrten Lauf aufnimmt. Das ist der normale THOMSON-Effekt. Es gibt auch einen umgekehrten THOMSON-Effekt, d. h. eine Wärmeabgabe des Elektronenstromes, wenn dieser zu wärmeren Stellen läuft. Dieser Effekt ist mit dem normalen durchaus verwandt, und sein merkwürdiges Verhalten erklärt sich nur durch die wellenmechanische Theorie. Der Effekt kann zweierlei Gründe haben. Der erste, wir nennen ihn Ursache A, liegt vor, wenn die sog. freie Weglänge der Elektronen mit steigender Elektronengeschwindigkeit abnimmt. Die Ursache A dürfte z. B. im festen Au, Ag und Cu wirksam sein; das sieht man daran, daß der umgekehrte THOMSON-Effekt mit einem normalen HALL-Effekt verbunden ist. Die zweite Ursache B liegt vor, wenn das Niveauband der Leitungselektronen (vgl. § 22) fast gefüllt ist. Dann erhält der elektrische Strom einen solchen Charakter, als ob er von Positronen getragen wäre, was sich sowohl an dem HALL-Effekt wie an dem anormalen THOMSON-Effekt zeigt. Näheren Bescheid über die Theorie findet man z. B. bei SOMMERFELD und BETHE<sup>1</sup>.

Die Quantentheorie erklärt auch die sog. „Entartung des Elektronengases“ in den Metallen, die dazu führt, daß die Energie der Leitungselektronen bei mäßigen Temperaturen nur zu einem kleinen Teil zwischen ihnen und den Atomen austauschbar und als spezifische Wärme merkbar ist. Damit hängt zusammen, daß der THOMSON-Effekt klein und annähernd proportional zu der absoluten Temperatur  $T$  ist.

In einem späteren Paragraphen wird es erforderlich, den Einfluß des THOMSON-Effektes zu schätzen. Darum sollen jetzt die Gl. (4, 11) nebst einigen darauffolgenden ergänzt werden. Dabei gehen wir etwa so vor, wie W. VOIGT und H. DIËSSELHÖRST [*I*] getan haben. Der THOMSON-Effekt ist proportional dem THOMSON-Koeffizienten  $\sigma$ . Dieser bezeichnet diejenige Wärmemenge, welche außer der JOULEschen erzeugt wird, wenn die positive Einheit der Elektrizität zu einer um  $1^\circ$  kälteren Stelle des Leiters fließt. Es tritt also zu der rechten Seite der Gl. (4, 11) noch das Glied:

$$-I \sigma d\vartheta = \frac{d\varphi}{dR} \sigma d\vartheta, \quad (4, 20)$$

wo  $I$  die Stromstärke bedeutet. Dann erhält man statt (4, 12) die Gleichung

$$d\left(\frac{\lambda}{\kappa} \frac{d\vartheta}{d\varphi}\right) = -d\varphi - \sigma d\vartheta, \quad (4, 21)$$

statt (4, 13) die Gleichung

$$\frac{\lambda}{\kappa} \cdot \frac{d\vartheta}{d\varphi} = -\varphi - \int_{\vartheta}^{\vartheta} \sigma d\vartheta = -\varphi + \int_{\vartheta}^{\theta} \sigma d\vartheta \quad (4, 22)$$

<sup>1</sup> A. SOMMERFELD und H. BETHE, Kap. 3, Ziffer 6.

und statt (4,14) die Gleichung

$$\int_{\vartheta}^{\theta} \frac{\lambda}{\kappa} d\vartheta = \frac{1}{2} \cdot \varphi^2 - \int_0^{\varphi} d\varphi \int_{\vartheta}^{\theta} \sigma d\vartheta. \quad (4,23)$$

Wie oben gesagt, ist für Metalle  $\sigma$  einigermaßen proportional zu  $T$ , ebenso wie es  $\varrho \cdot \lambda^*$  ist. Darum kann mit Annäherung

$$\frac{\sigma}{\varrho \lambda} = \tau \quad (4,24)$$

als eine Konstante behandelt werden<sup>1</sup>. Dann liefert (4,14) annähernd

$$\int_{\vartheta}^{\theta} \sigma d\vartheta = \tau \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta = \frac{\tau}{2} \cdot \varphi^2, \quad (4,25)$$

und schließlich entsteht<sup>2</sup> als Ersatz für die Gl. (4,14), wenn der THOMSON-Effekt mitberücksichtigt wird:

$$\int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta = \frac{1}{2} \varphi^2 - \frac{\tau}{6} \varphi^3 = \frac{1}{2} \varphi^2 \left( 1 - \frac{\tau}{3} \varphi \right). \quad (4,26)$$

### § 5. Die Potential-Temperaturbeziehung in der Umgebung eines unsymmetrischen Kontaktes.

Beim Beweis des Satzes (4,05) fanden wir, wie für  $\varphi$  und  $\vartheta$  gemeinsame Niveauflächen sich sozusagen aneinander lagern, wenn wir uns mit elementaren Schritten von der extrem temperierten Fläche  $S$  entfernen. Wenn wir in dieser Weise zu einer Niveaufläche  $F_0$  gelangt sind und sich jenseits von ihr ein *anderes* Metall anschließt, so braucht hierdurch das weitere Anlagern von Niveauflächen offenbar nicht gestört zu werden. Nur **grad**  $\varphi$  und **grad**  $\vartheta$  ändern sich sprunghaft in  $F_0$ , wogegen  $\kappa$  **grad**  $\varphi$  und  $\lambda$  **grad**  $\vartheta$  als Ausdruck einer Stromkontinuität kontinuierlich bleiben. Das Weiterschreiten von  $\vartheta$  in Abhängigkeit von  $\varphi$  wird sich fortsetzen und die Gl. (4,14) behält ihre Gültigkeit durch die Stoffgrenze hindurch. Man beachte jedoch, daß die Existenz einer  $S$ -Fläche vorausgesetzt ist. Ihre Existenz ist aber in einem bimetalischen und also unsymmetrischen Kontakt nicht ohne weiteres exakt garantiert.

Anders als geschildert verhält es sich, wenn die Stoffgrenze  $F_0$  Äquipotentialflächen durchschneidet. Wir denken uns zunächst den Aufpunkt an der Schnittlinie zwischen der Kontaktfläche  $F_0$  und einer der Äquipotentialflächen,  $F_1$ , deren Potential  $\varphi$  sei. Eine benachbarte Äquipotentialfläche  $F_2$  mit dem Potential  $\varphi + d\varphi$  wird, irgendwie ge-

\* Letztes gemäß des LORENZ-Gesetzes, vgl. Fußnote 1, S. 29.

<sup>1</sup> Siehe H. DIESELHORST [I], S. 230. Wegen  $\sigma$  vgl. W. MEISSNER [2], Tab. 163, S. 476.

<sup>2</sup> Die Gl. (4,26) entspricht der Gl. (15) bei H. DIESELHORST [I], S. 321.

brochen, die Grenze durchsetzen. Der Temperaturschritt  $d\vartheta$  zwischen  $F_1$  und  $F_2$  im Körper  $A_1$  [s. Abb. (5,01)] braucht nun nicht derselbe zu sein wie zwischen  $F_1$  und  $F_2$  im Körper  $A_2$ . Die Ungleichheit im Temperaturschritt bedingt zunächst an der Körpergrenze, daß die Äquipotential- und Isothermflächen eine Neigung gegeneinander erhalten, so daß die Grundbedingung für die Herleitung von (4,14) mehr oder weniger entscheidend verlorenght.

Nur wenn das Verhältnis  $\kappa/\lambda$  in beiden Körpern  $A_1$  und  $A_2$  dasselbe ist, wird die Temperaturdifferenz zwischen  $F_1$  und  $F_2$  in beiden Körpern dieselbe sein, und die Beziehung (4,14) bleibt durch die Stoffgrenze hindurch gültig. Der Temperaturschritt  $d\vartheta$  wird nämlich nach den Berechnungen zum Satz (4,05) proportional zu

$$\frac{\kappa \cdot (d\varphi)^2 \cdot dF}{dn} \cdot \frac{dn}{\lambda \cdot dF} = \frac{\kappa}{\lambda} (d\varphi)^2,$$

also bei gegebenem  $d\varphi$  derselbe in beiden Körpern, wenn  $\kappa/\lambda$  konstant bleibt<sup>1</sup>.

Eine Konstanz von  $\kappa/\lambda$  beim Übergang von Metall zu Metall ist gar keine Utopie, sondern ist tatsächlich mehr oder weniger exakt gemäß des WIEDEMANN-FRANZ-LORENZSchen Gesetzes verwirklicht<sup>2</sup>. Für Kontakte zwischen Metallen, die beide dieses Gesetz erfüllen, kann also (4,14) durch den Kontakt hindurch gelten. Allerdings ist es, wie oben gesagt, für einen zweimetallischen Kontakt nicht mehr sicher, daß eine

S-Fläche wirklich vorhanden ist, da eine Symmetrie ihre Existenz nicht mehr garantiert. Aus diesem Grunde werden die elektrischen und thermischen Niveauflächen meistens nicht ganz zusammenfallen und dann wird Gl. (4,14) nur annähernd gültig sein.

Beim Übergang von Metall zu Kohle ändert sich  $\kappa/\lambda$  stark. Die Übereinstimmung der Niveauflächen des Potentials und der Temperatur ist gestört. Immerhin bedingt eine Stromrichtung senkrecht zur Kontaktfläche, daß bedeutende Brechungen der Niveauflächen ausbleiben und daß die Störung mäßig wird. Wir werden auch finden, daß die Gl. (4,14) immer noch zu Resultaten führt, welche experimentell gut bestätigt werden.

## § 6. Die Widerstandsveränderungen infolge der Stromwärme sowie Beispiele zur Gl. (4,14).

Für die in diesem Paragraphen zu beweisenden Sätze gelten die Voraussetzungen (4,02), (4,03) und (4,04) des Satzes (4,05). Ob eine Strom-Enge in dem Leiter existiert, ist an und für sich ohne Belang,

<sup>1</sup> Vgl. F. KOHLRAUSCH [2], S. 151.

<sup>2</sup> Siehe Fußnote 1 auf S. 29.

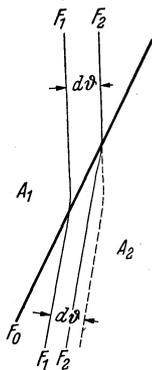


Abb. 5,01. Zweimetall-Kontakt mit gegen die Äquipotentialflächen schief liegender Berührungsfläche  $F_0$ .

abgesehen davon, daß die Strom-Engen eines symmetrischen Kontaktes automatisch zu einer Erfüllung der nämlichen Voraussetzungen (4,02), (4,03) und (4,04) führen. Die Stromwärme bedingt eine Temperaturerhöhung. Daraus folgt, der Temperaturabhängigkeit von  $\varrho$  entsprechend, eine Widerstandsveränderung. Um sie zu erforschen, werden wir Widerstände in einem von der Stromstärke  $I$  durchflossenen, also erwärmten Leiter  $K_\alpha$  mit entsprechenden Widerständen im nichterwärmten (also mit schwachem Strom beschickten) Leiter vergleichen, wobei die Temperatur im letzten Falle überall gleich der Temperatur in einer Endfläche des ersten Falles sein möge. Der Vergleich wird durch die folgende Überlegung vereinfacht: Wir denken uns einen Leiter  $K_0$ , der mit  $K_\alpha$  in allem übereinstimmt mit Ausnahme davon, daß in ihm  $\varrho = \varrho_0$  und  $\lambda = \lambda_0$  konstant (also  $\alpha = \beta = 0$ ) sind, wobei  $\varrho_0$  und  $\lambda_0$  zu der erwähnten *Endflächentemperatur* von  $K_\alpha$  gehören. Dieser Körper  $K_0$  setzt der Stromstärke  $I$  denselben Widerstand  $R(0)$  entgegen wie  $K_\alpha$  gegen einen schwachen Strom. Den wirklichen Widerstand beim Strom  $I$  in  $K_\alpha$  nennen wir  $R(\alpha)$ .

Es soll durch die Körper  $K_\alpha$  und  $K_0$  dieselbe Stromstärke  $I$  fließen. Wir betrachten nun eine bestimmte Reihe von Flächen  $S, F_1, F_2$  usw. geometrisch gleich gelegen in  $K_\alpha$  und  $K_0$ . Sie sind in  $K_\alpha$  so gewählt wie die in § 4 gleich genannten Flächen. Der Bemerkung (4,08) entsprechend sind sie in beiden Körpern Niveauflächen. Das Potential wird im Leiter  $K_0$  bzw.  $K_\alpha$  allgemein mit  $\varphi(0)$  bzw.  $\varphi(\alpha)$  bezeichnet, und beide Potentiale zählen von der Ausgangsfläche  $S$  aus. In der Fläche  $S$  selbst ist also beide Male das Potential gleich Null. Um die Übertemperatur  $\vartheta$  brauchen wir uns nur im Falle des Körpers  $K_\alpha$  zu kümmern; in der Fläche  $S$  des Körpers  $K_\alpha$  hat sie ihr Maximum  $\theta$ . Wenn  $d\varphi(\alpha)$  die Potentialdifferenz zwischen zwei der gewählten Flächen in  $K_\alpha$  und  $d\varphi(0)$  die entsprechende Potentialdifferenz in  $K_0$  ist, so gilt:

$$\frac{d\varphi(0)}{d\varphi(\alpha)} = \frac{\varrho_0}{\varrho}. \quad (6,01)$$

Hier führen wir  $d\varphi(\alpha)$  aus Gl. (4,13) ein:

$$d\varphi(0) = -\frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\varphi(\alpha)}. \quad (6,02)$$

Um die Gl. (6,02) integrierbar zu machen, drücken wir  $\varphi(\alpha)$  durch die Temperatur aus, setzen also nach Gl. (4,14)

$$\varphi(\alpha) = \sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}. \quad (6,03)$$

Dann integriert sich (6,02) zu<sup>1</sup>:

$$\varphi(0) = \int_{\vartheta}^{\theta} \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}}. \quad (6,04)$$

<sup>1</sup> Vgl. H. DIESELHORST [I], S. 317.

Nun prägen wir den Begriff eines *Teilwiderstandes* des Strom-Enggebietes. Der Teilwiderstand zwischen den Flächen  $S$  und  $F_\mu$ , wo  $F_\mu$  zwischen  $S$  und der Endfläche liegt, wird mit  $R_\mu(\alpha)$  bzw. mit  $R_\mu(0)$  bezeichnet.  $\mu$  sei etwa so wie in (3,10) ein die Fläche  $F_\mu$  kennzeichnender Parameter. Offenbar ist

$$\frac{R_\mu(0)}{R_\mu(\alpha)} = \frac{\varphi(0)}{\varphi(\alpha)}, \quad (6,05)$$

und wir erhalten aus (6,04)

$$\frac{R_\mu(0)}{R_\mu(\alpha)} = \frac{1}{\varphi(\alpha)} \int_{\vartheta}^{\theta} \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}}. \quad (6,06)$$

*Bemerkung (6,07):*  $\lambda$  wirkt dermaßen ähnlich auf Zähler und Nenner in (6,06), daß  $R_\mu(0)/R_\mu(\alpha)$  bei niedriger Temperatur wenig von dem Temperaturkoeffizienten des  $\lambda$  beeinflußt wird, vgl. (6,12) und Tafel (7,12).

Die Integration in der Gl. (6,06) gestaltet sich verschieden je nach der Art der Temperaturabhängigkeit von  $\varrho$  und  $\lambda$ . Wir werden sie hier in vier typischen Beispielen durchführen:

**Beispiel A.** Der Werkstoff ist ein Metall mit

$$\varrho \lambda = \varrho_0 \lambda_0 (1 + \varepsilon \vartheta) \quad \text{und} \quad \varrho \approx \varrho_0 (1 + \alpha \vartheta), \quad \lambda \approx \lambda_0 (1 + \beta \vartheta), \quad \varepsilon = \alpha + \beta, \quad (6,08)$$

wie es mit Annäherung gemäß des Gesetzes von WIEDEMANN-FRANZ-LORENZ<sup>1</sup> bei den Metallen der Fall ist. Man beachte, daß in diesen Formeln  $\vartheta$  nicht vom Schmelzpunkt des Eises, sondern von der Temperatur der Endflächen, z. B. von der Zimmertemperatur ab gezählt wird.  $\alpha$  und  $\beta$  haben also eine etwas andere Bedeutung als die gewöhnliche. Nach Gl. (6,03) ist:

$$\varphi(\alpha)^2 = 2 \varrho_0 \lambda_0 \varepsilon \int_{\vartheta}^{\theta} \left( \frac{1}{\varepsilon} + \vartheta \right) d\vartheta = \varrho_0 \lambda_0 \varepsilon \left[ \left( \frac{1}{\varepsilon} + \theta \right)^2 - \left( \frac{1}{\varepsilon} + \vartheta \right)^2 \right]. \quad (6,09)$$

Einsetzen in (6,04) gibt

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \int_{\vartheta}^{\theta} \frac{(1 + \beta \vartheta) d\vartheta}{\sqrt{\left( \frac{1}{\varepsilon} + \theta \right)^2 - \left( \frac{1}{\varepsilon} + \vartheta \right)^2}} = \frac{\alpha}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \arccos \frac{\frac{1}{\varepsilon} + \vartheta}{\frac{1}{\varepsilon} + \theta} + \frac{\beta}{\varepsilon} \varphi(\alpha) = \\ &= \frac{\alpha}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\left( \frac{1}{\varepsilon} + \theta \right)^2 - \left( \frac{1}{\varepsilon} + \vartheta \right)^2}}{\frac{1}{\varepsilon} + \vartheta} + \frac{\beta}{\varepsilon} \varphi(\alpha) = \\ &= \frac{\alpha}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \frac{\varphi(\alpha)}{1 + \varepsilon \vartheta} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} \varphi(\alpha). \end{aligned}$$

<sup>1</sup> Vgl. Fußnote 1 auf S. 29.

Also wird

$$\frac{\varphi(0)}{\varphi(\alpha)} = \frac{R_{\mu}(0)}{R_{\mu}(\alpha)} = \frac{\alpha}{\varepsilon \varphi(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \frac{\varphi(\alpha)}{1 + \varepsilon \vartheta} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon}. \quad (6, 10)$$

Wenn speziell der Widerstand  $R$  bis zur Endfläche berechnet wird, so ist  $\vartheta = 0$  und  $\varphi(\alpha) = U/2$ , also

$$\frac{R(0)}{R(\alpha)} = \frac{\alpha}{\varepsilon} \frac{2}{U} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \frac{U}{2} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} = \frac{R(0)}{R(\alpha)}. \quad (6, 11)$$

Die Gleichsetzung mit  $R(0)/R(\alpha)$  beruht auf der Voraussetzung:  $R(0) = 2R(0)$  und  $R(\alpha) = 2R(\alpha)$ ; die Gleichsetzung gilt also nur im Falle eines symmetrischen Kontaktes.

Wenn  $\theta$  genügend klein ist, so dürfen wir die Entwicklung  $\operatorname{arctg} x = (x - x^3/3)$  verwenden und erhalten statt (6, 11) bzw. (6, 15)

$$\frac{R(0)}{R(\alpha)} = \frac{\alpha}{\varepsilon} \left( 1 - \frac{2}{3} \varepsilon \theta \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} = 1 - \frac{2}{3} \alpha \theta$$

oder annähernd

$$\frac{R(\alpha)}{R(0)} = 1 + \frac{2}{3} \alpha \theta \quad (6, 12)$$

unabhängig von  $\beta$ . Die Formel (6, 12) kann man auch leicht direkt herleiten, indem man davon ausgeht, daß statt

$d\varphi(\alpha) = d\varphi(0) \cdot (1 + \alpha\theta)$  annäherungsweise  $d\varphi(0) = d\varphi(\alpha) \cdot (1 - \alpha\theta)$  gesetzt werden kann<sup>1</sup>. Für die Gl. (6, 12) sind allerdings keine Sonderannahmen über  $\varrho$  und  $\lambda$  erforderlich, denn nach W. MEISSNER [I] ist ganz allgemein mit guter Annäherung

$$R(\alpha) = R(0) \left[ 1 + \frac{2}{3} \theta \left( \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{d\vartheta} \right)_{\vartheta=0} \right] \quad (6, 13)$$

und  $\left( \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{d\vartheta} \right)_{\vartheta=0}$  ist nichts anderes als unser  $\alpha$ .

**Beispiel B.** Der Kontaktstoff sei wieder durch (6, 08) gekennzeichnet,  $\varepsilon$  sei aber jetzt negativ. Derartige Kontaktstoffe sind gewisse Kohlesorten. Die Gl. (6, 08) bedeuten nun eine gröbere Annäherung als vorher. Die Gl. (6, 10) und (6, 11) behalten indessen ihre Gültigkeit unabhängig vom Vorzeichen der Größen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\varepsilon$ . Es ist jedoch zweckmäßig, in (6, 09) vor der Klammer  $|\varepsilon|$  statt  $\varepsilon$  zu verwenden und in die Gl. (6, 10) und (6, 11)  $\operatorname{Ar} \operatorname{I} \operatorname{g}$  statt  $\operatorname{arc} \operatorname{tg}$  einzuführen<sup>2</sup>. Die Gleichungen lauten dann:

$$\frac{\varphi(0)}{\varphi(\alpha)} = \frac{R_{\mu}(0)}{R_{\mu}(\alpha)} = - \frac{\alpha}{|\varepsilon| \varphi(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{|\varepsilon|}} \cdot \operatorname{Ar} \operatorname{I} \operatorname{g} \left( \sqrt{\frac{|\varepsilon|}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi(\alpha)}{1 - |\varepsilon| \vartheta} \right) - \frac{\beta}{|\varepsilon|} \quad (6, 14)$$

oder statt (6, 11):

$$\frac{R(0)}{R(\alpha)} = - \frac{\alpha}{|\varepsilon|} \frac{2}{U} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{|\varepsilon|}} \cdot \operatorname{Ar} \operatorname{I} \operatorname{g} \left( \sqrt{\frac{|\varepsilon|}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{U}{2} \right) - \frac{\beta}{|\varepsilon|}. \quad (6, 15)$$

Ist  $\alpha$  negativ aber  $\varepsilon = 0$ , so gilt immerhin die Gl. (6, 12).

<sup>1</sup> Die betr. Herleitung ist ausgeführt bei R. HOLM [7], S. 230.

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM und R. STÖRMER [I7].

**Beispiel C.**  $S$  sei wie vorher die Ausgangsfläche, von der aus wir alle Potentiale zählen. Sie soll isotherm sein, aber jetzt keine extreme Temperatur haben, sondern ein Wärmestrom von der Größe  $Y$  mit einer dem Satz (4,09) angepaßten Stromdichte möge über  $S$  in den Körper  $K$  hineinfließen. Wir werden immerhin eine Abart der Gl. (6,10) gültig finden, natürlich nur insofern die Bedingungen für (4,10) erfüllt sind. Um zu ihr zu gelangen, denken wir uns den stromdurchflossenen Körper  $K_\alpha$  rückwärts von  $S$  aus verlängert, Abb. (6,16). Die Verlängerung machen wir schrittweise von Niveauläche zu Niveauläche, vergleiche die Schritte von  $S$  zu  $F_1, F_2$  usw. in § 4. Durch passende Symmetrieeigenschaften des Anbaus können wir es so einrichten, daß in ihm eine gewisse Äquipotentialfläche  $\mathbf{S}$  eine extreme

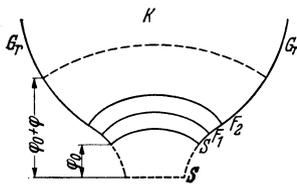


Abb. 6,16. Stromdurchflossener Körper  $K$ , welcher bis  $\mathbf{S}$  in solcher Weise verlängert gedacht ist, daß in  $\mathbf{S}$  die Temperatur ein Maximum erreicht.

Temperatur erhält, während zwischen  $S$  und  $\mathbf{S}$  sekundlich gerade die Wärmemenge  $Y$  entwickelt wird.  $Y$  fließt dann so wie vorausgesetzt durch  $S$  ab. Die zur Entwicklung von  $Y$  erforderliche Potentialdifferenz zwischen den Flächen  $\mathbf{S}$  und  $S$  sei  $\varphi_0$  und der zugehörige Widerstand sei  $R_0$ . Es ist

$$Y = I \varphi_0 = \frac{\varphi_0^2}{R_0}, \quad (6,17)$$

woraus sich bei gegebenem  $Y$  und  $I$  die Größen  $\varphi_0$  und  $R_0$  berechnen. Nun spielt hier die Fläche  $\mathbf{S}$  offenbar dieselbe Rolle wie bei der Herleitung von (4,14) die dortige Fläche  $S$ . Werden also alle Potentiale jetzt von  $\mathbf{S}$  ausgehend gerechnet, d. h. wird zu den ursprünglichen Potentialen immer  $\varphi_0$  addiert und dann überhaupt von  $\mathbf{S}$  aus integriert, so gelten die Gl. (4,14) und (6,09) auch für diesen Fall. Wir integrieren die Gl. (4,14) einmal bis zu einer Fläche  $F$  mit dem ursprünglichen Potential  $\varphi(\alpha)$ , also dem jetzigen  $\varphi(\alpha) + \varphi_0$  und der Temperatur  $\vartheta$ , ein zweites Mal bis zur Fläche  $S$  mit dem jetzigen Potential  $\varphi_0$  und der Temperatur  $\vartheta_0$ . Die Differenz dieser Integrale kann geschrieben werden:

$$(\varphi(\alpha) + \varphi_0)^2 - \varphi_0^2 = 2 \int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \varrho \lambda d\vartheta, \quad (6,18)$$

und besonders wenn  $F$  die Endfläche  $F_e$  ist:

$$(U + \varphi_0)^2 - \varphi_0^2 = 2 \int_0^{\vartheta_0} \varrho \lambda d\vartheta, \quad (6,19)$$

wo  $U$  die als bekannt vorausgesetzte Potentialdifferenz zwischen  $S$  und  $F_e$  ist. Nachdem aus (6,18) und (6,19)  $\vartheta_0$  und  $\vartheta$  bestimmt worden sind, bildet man den Ausdruck für den im Körper  $K_0$  zwischen  $S$  und  $F$  sich ausbildenden Widerstand  $R_\mu(0)$  als die Differenz zwischen dem Widerstand  $R_{\mathbf{S}F}(0)$  von  $\mathbf{S}$  bis  $F$  und demjenigen  $R_{\mathbf{S}S}(0)$  von  $\mathbf{S}$  bis  $S$ . Es ist:

$$R_{\mathbf{S}F}(0) = \frac{\alpha}{\varepsilon} \frac{R_0 + R_\mu(\alpha)}{\varphi_0 + \varphi(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0 + \varphi(\alpha)}{1 + \varepsilon \vartheta} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} (R_0 + R_\mu(\alpha))$$

und

$$R_{\mathbf{S}S}(0) = \frac{\alpha}{\varepsilon} \frac{R_0}{\varphi_0} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0}{1 + \varepsilon \vartheta_0} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} R_0$$

und also:

$$R_\mu(0) = R_{\mathbf{S}F}(0) - R_{\mathbf{S}S}(0) = \frac{\alpha}{\varepsilon} \frac{R_0 + R_\mu(\alpha)}{\varphi_0 + \varphi(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0 + \varphi(\alpha)}{1 + \varepsilon \vartheta} \right) - \frac{\alpha}{\varepsilon} \frac{R_0}{\varphi_0} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0}{1 + \varepsilon \vartheta_0} \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} R_\mu(\alpha), \quad \text{und wenn } \beta = 0:$$

$$R_\mu(0) = \frac{1}{I} \sqrt{\frac{\varrho_0 \lambda_0}{\alpha}} \left[ \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\alpha}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0 + \varphi(\alpha)}{1 + \alpha \vartheta} \right) - \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\alpha}{\varrho_0 \lambda_0}} \cdot \frac{\varphi_0}{1 + \alpha \vartheta_0} \right) \right]. \quad (6,20)$$

**Beispiel D.** Ein gewisses Interesse hat auch der Fall, wo der Werkstoff ein mäßiger Leiter ist, dessen spezifische Leitfähigkeit einen negativen Temperaturkoeffizienten hat, welcher sich etwa folgendermaßen auswirkt:

$$\varrho' = \varrho'_0 \cdot e^{-\alpha'\vartheta}.$$

Wir führen die Rechnung nur mit konstantem  $\lambda' = \lambda'_0$  durch. Hier wird nach Gl. (4,14):

$$\varphi(\alpha)^2 = \frac{2\varrho'_0\lambda'_0}{\alpha'} \cdot (e^{-\alpha'\vartheta} - e^{-\alpha'\theta}). \quad (6,21)$$

Einsetzen in (6,04) ergibt:

$$\varphi(0) = \sqrt{\frac{\varrho'_0\lambda'_0\alpha'}{2}} \cdot \int_{\vartheta}^{\theta} \frac{d\vartheta}{\sqrt{e^{-\alpha'\vartheta} - e^{-\alpha'\theta}}}.$$

Hier setzen wir

$$x = e^{\frac{\alpha'\vartheta - \theta}{2}}$$

und erhalten

$$\varphi(0) = \sqrt{\frac{2\varrho'_0\lambda'_0}{\alpha'}} \cdot \int_x^1 \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}}$$

und schließlich

$$\frac{R_{\mu}(0)}{R_{\mu}(\alpha)} = \frac{1}{\varphi(\alpha)} \cdot \sqrt{\frac{2\varrho'_0\lambda'_0 e^{\alpha'\theta}}{\alpha'}} \cdot \text{arctg} \left[ \sqrt{\frac{\alpha'}{2\varrho'_0\lambda'_0 e^{\alpha'\theta}}} \cdot \frac{\varphi(\alpha)}{e^{-\alpha'\theta}} \right]. \quad (6,22)$$

### § 7. Die *RU*-Linien von rein metallischen Einstoffkontakten. Entfestigungs- und Schmelzspannung.

Die Widerstands-Spannungs-Kennlinie veranschaulicht die Beziehung des Kontaktwiderstandes **R** zu der Kontaktspannung **U**. Sie wird im folgenden der Einfachheit halber *RU-Linie* genannt. Eine besonders

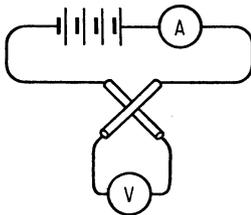


Abb. 7,01. Schaltung für die Messung des Kontaktwiderstandes zwischen gekreuzten Stäben.

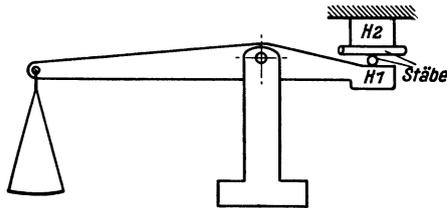


Abb. 7,02. Waage für Messungen an Stabkontakten. Jeder Stab ist von seinem Halter  $H_1$ , bzw.  $H_2$  gehalten und so unterstützt, daß er sich nicht durchbiegen kann.  $H_2$  ist fest,  $H_1$  am Waagebalken befestigt.

günstige Übersichtlichkeit wird gewonnen, wenn man die Größen **R** und **U** in ein logarithmisches Koordinatensystem einträgt. Wir werden als zahlenmäßige Beispiele zwei Typen von *RU*-Linien berechnen. In beiden Fällen kann man sich denken, daß der betreffende Kontakt zwischen zylindrischen gekreuzten Stäben gebildet ist. Die Abb. (7,01) zeigt die Schaltung der Meßanordnung, die Abb. (7,02) und (7,03) eine

zweckmäßige Ausführung des Druckgebers und Stabhalters. Bei genügender Kontaktlast und, wie vorausgesetzt, reiner Metalloberfläche entsteht eine *kreisförmige, überall metallisch leitende Kontaktfläche*  $F_0$ . Hier ist also  $F_0 = F_0$ . In Abb. (7,04) ist die ungefähre Form der Äquipotentialflächen in einem

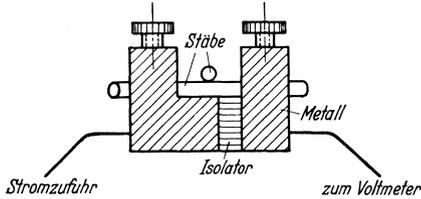


Abb. 7,03. Form der Halter  $H_1$  und  $H_2$  der in Abb. 7,02 gezeigten Waage.

Äquipotentialflächen in einem Stab angegeben. In nächster Nähe der als Punkt angedeuteten kreisförmigen (vgl. § 13) Berührungsfäche haben die Niveauflächen die von Abb. (3,17) bekannte Form von mit der Kontaktfläche konzentrischen Ellipsoiden. Die mit  $F_e$  bezeichnete Niveaufläche möge im Verhältnis zur Kontaktfläche so groß sein, daß sie als Endfläche behandelt werden kann. Von der Temperatur dieser Endfläche ab wird die Übertemperatur  $\vartheta$  gerechnet.

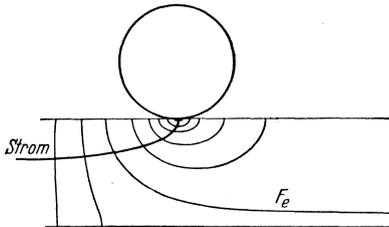


Abb. 7,04. Äquipotentialflächen am Kontakt zwischen gekreuzten Stäben.

Im anderen Kontaktglied setzen wir eine ähnliche Endfläche mit derselben Temperatur voraus. Da ein reiner Kontakt vorliegt, existiert kein Hautwiderstand. Außerdem sind, weil die Endflächen im Verhältnis zur Kontaktfläche sehr groß sind, sowohl die Korrektionsgröße  $R_{ab}^0$ , wie auch der Einfluß der starken Abweichung der Endflächen von der Ellipsoidenform sowie ihre evtl. mangelnde Isothermie belanglos. Also mißt man in der Schaltung (7,01) eine Spannung  $U$ , welche genügend genau als die Kontaktspannung gelten kann. Das Verhältnis zwischen  $U$  und der Stromstärke  $I$  ist der Kontaktwiderstand  $R(x)$ . Ähnlich würde man bei kleiner Stromstärke den Kontaktwiderstand  $R(0)$  erhalten. Diese Widerstände sind von der Art, die wir als Engewiderstände bezeichnen. Zwischen ihnen und der Spannung  $U$  gilt die Gl. (6,11), deren geometrischer Ausdruck die  $RU$ -Linie ist.

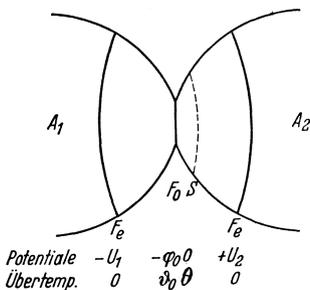


Abb. 7,05. Zwei Kontaktglieder  $A_1$  und  $A_2$  mit Bezeichnungen für die §§ 7 bis 9.  $U_1 + U_2 = U =$  Kontaktspannung.

Einige im folgenden verwendete Bezeichnungen gehen aus der Abb. (7,05) hervor. Es sei dazu nur betont, daß  $-\varphi_0$  das Potential der Kontaktfläche  $F_0$  bedeutet, während für die heißeste Fläche  $S$  das Potential gleich 0 gesetzt wird. Fallen  $F_0$  und  $S$  zusammen, so ist natürlich  $\varphi_0 = 0$ .

**Beispiel A.** Die  $RU$ -Linie eines symmetrischen reinen Kupferkontaktes.

Die Kontaktfläche  $F_0$  ist die Symmetrieebene. Hier fallen  $S$  und  $F_0$  der Abb. (7,05) zusammen und es wird  $\varphi_0 = 0$  und  $U_1 = U_2 = U/2$ . Wir machen die einem künftigen Kupfer entsprechenden Annahmen:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha \vartheta) = 1,76 \cdot 10^{-6} (1 + 0,004 \vartheta) \Omega \text{ cm} \quad \text{und} \quad \lambda = 3,8 \frac{\text{W}}{\text{cm grad}},$$

also  $\beta = 0$ . In der folgenden Zahlentafel (7,06) stehen in der obersten Reihe Werte der (ganzen) Kontaktspannung  $U$ . Die zweite Reihe gibt den nach (6,11) berechneten Faktor  $R(\alpha)/R(0) = \mathbf{R}(\alpha)/\mathbf{R}(0)$  der Widerstandserhöhung durch die Stromwärme. Dann folgt in der dritten Reihe die höchste Übertemperatur  $\theta$  laut (4,17) und schließlich in der vierten Reihe  $\mathbf{R}(\alpha)/\mathbf{R}(0)$  gemäß der Annäherung (6,12), und zwar mit den Temperaturen der dritten Reihe berechnet.

Tafel (7,06). Berechnung der  $RU$ -Linie eines reinen Kupferkontaktes mit  $\rho = 1,76 \cdot 10^{-6} (1 + 0,004 \vartheta) \Omega \text{ cm}$  und  $\lambda = 3,8 \frac{\text{W}}{\text{cm grad}}$ .

$U =$	0,02	0,03	0,06	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	$V$
$\frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}(0)}$ laut (6,11)	1,019	1,044	1,16	1,38	2,07	2,82	3,56	4,34	
$\theta$	7,0	15,9	59,7	148	407	700	998	1281	grad
$\frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}(0)}$ laut (6,12)	1,019	1,044	1,16	1,39	2,08	2,87	3,66	4,42	

Die durch die Formel (6,12) gewonnene Annäherung ist mit der exakten Berechnung nach (6,11) zu vergleichen und erweist sich als recht gut. Sie wird allerdings weniger gut, wenn ein endliches  $\beta$  vorliegt<sup>1</sup>.

In Abb. (7,07) stellt die Kurve  $AB$  die laut (6,11) berechnete, also nach den ersten Zeilen in (7,06) gezeichnete  $RU$ -Linie dar. Ordinate ist  $\mathbf{R}(\alpha)/\mathbf{R}(0)$  (Skala auf

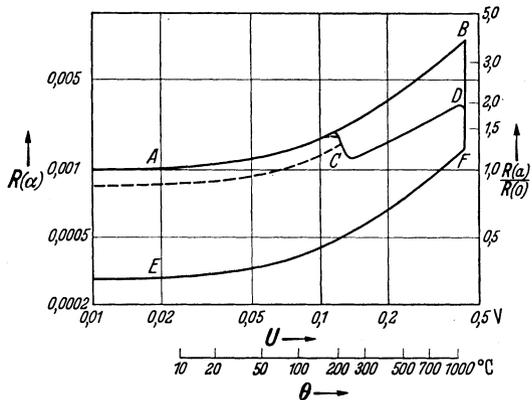


Abb. 7,07. Typische  $RU$ -Linien eines symmetrischen, rein metallischen Kontaktes, Kupferkontakt. Kurve  $AB$  ist berechnet nach (6,11) für  $P = 2 \text{ g}$ , Kurve  $ACDF$  ist gemessen mit Entfestigungsabfall bei  $C$  und Schmelzabfall  $DF$ .  $FE$  zeigt den Verlauf einer reversiblen  $RU$ -Linie, die parallel zu  $BA$  verläuft. Die gestrichelte Kurve bedeutet eine Reversible, die am Entfestigungsabfall beginnt.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM und R. STÖRMER [11], Abb. (2j).

der rechten Seite) und Abszisse ist  $U$  bzw.  $\theta$ . Links ist eine Skala für  $R(\alpha)$ -Werte eingetragen, die man etwa bei  $2g$  Kontaktlast messen würde<sup>1</sup>. Eine größere Last würde die  $RU$ -Linie parallel mit sich selbst zu kleineren Widerständen verschieben.

Einen so glatten Verlauf wie gemäß der Kurve  $AB$  kann eine Meßreihe nur dann ergeben, wenn die leitende Kontaktfläche metallisch ist und in ihrer Größe konstant bleibt. Wir haben einen rein metallischen Charakter des Kontaktes vorausgesetzt; dieser hindert jedoch nicht, daß sich die Berührungsfläche meistens ändert, wenn die Stromstärke vergrößert wird, und zwar infolge zweier Erscheinungen im Kontaktgebiet, die wir nun besprechen werden, nämlich erstens infolge der Entfestigung und Erweichung und zweitens, weil der Stoff schmilzt.

**Die Entfestigung und die Erweichung.** Wenn nicht die in Kontakt befindlichen Körper vor der Messung in ihrer Lage ausgeheizt worden sind, so liegt im Kontakt immer eine gewisse *Kaltverfestigung* vor, die meistens von einer früheren Bearbeitung der Kontaktstücke, zum Teil aber auch von Verformung bei der Kontaktbildung herrührt. Wir denken uns nun einen nicht vorgewärmten Kontakt mit immer weiter steigendem Strom beschickt. Demgemäß steigt auch die Übertemperatur  $\theta$  der Kontaktstelle. Sobald die *Entfestigungstemperatur* des Metalles erreicht ist, geht die Verfestigung ziemlich rasch verloren. Infolge der so zunehmenden Weichheit des Kontaktstoffes vergrößert sich die Berührungsfläche und infolgedessen vermindert sich der Kontaktwiderstand. An der Kennlinie zeigt sich dies so, daß sie nach  $C$  abfällt statt nach  $B$  fortzusetzen, *Entfestigungsabfall*.

*Dieser* Kontaktflächenvergrößerung überlagert sich eine andere infolge der weiteren *Erweichung* des entfestigten Metalles mit steigender Temperatur. Schon vor dem Entfestigungsabfall (punktiert), besonders aber nach ihm, steigt deswegen die gemessene Kennlinie weniger als die ideale Linie  $AB$ . Die Abweichung wird um so größer, je länger die jeweilige Stromstärke dauert. Die Kennlinien der Abb. (7, 08) und (7, 09) beziehen sich auf Messungen mit Stromstößen von nur ein paar Sekunden Dauer. Die Erweichung tritt dann wenig in Erscheinung, ausgenommen in der  $RU$ -Linie des Goldes in Abb. (7, 08). In der Nähe der Schmelztemperatur erweicht das Metall kräftiger und die Kennlinie sinkt rasch ab.

**Die Schmelzung.** Die Schmelztemperatur selbst bildet natürlich eine obere Grenze der Kontakttemperatur, und über die zugehörige *Schmelzspannung* kann die Kontaktspannung (für die Dauer) nicht erhöht werden. Jeder Versuch, durch eine große Stromstärke die Kontaktspannung über diese Grenze zu treiben, führt nur zu schnellem weiterem Schmelzen und Zusammensinken (Schweißen) des Kontaktes. An der

<sup>1</sup> Über den Zusammenhang zwischen Kontaktwiderstand und Kontaktlast berichtet § 14.

Schmelzspannung fällt darum die  $RU$ -Linie senkrecht ab, *Schmelzabfall*  $DF$  in Abb. (7,07). Der Zustand möge so den Punkt  $F$  erreicht haben. Vermindert man von nun ab die Stromstärke, so läuft die Kennlinie längs  $FE$  parallel zu  $BA$ . Dieser Kurvenzweig  $FE$  kann hin und her durchlaufen werden, ohne daß eine Entfestigung stört, und er wird darum eine *reversible  $RU$ -Linie* genannt. Die Grundbedingung für die Reversibilität ist natürlich, daß die Kontaktfläche  $F_0$  konstant bleibt. Daraus ergibt sich, daß die Aufnahme einer Reversiblen nur dann gelingt, wenn Erschütterungen keine Loslösung in der Kontaktfläche oder sonstige Veränderungen in ihr bewirken.

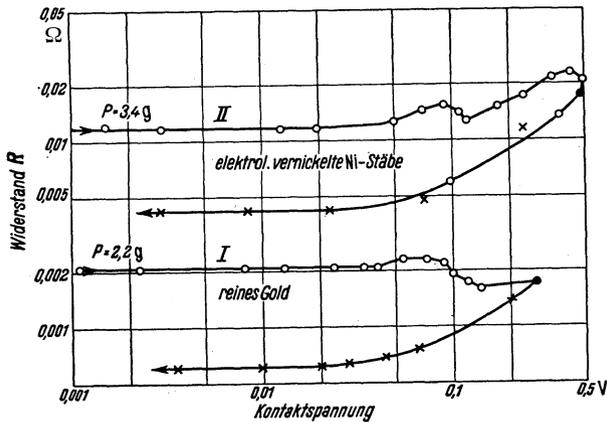


Abb. 7,08.  $RU$ -Linien von Nickel- und Goldkontakten mit Stromstößen von ein paar Sekunden Dauer gemessen. Die Kurvenzweige mit rückwärts gerichteten Pfeilen sind sog. Reversible. Ihre Neigungen entsprechen berechneten Kurven wie  $AB$  in Abb. 7,07. Man beachte, wie wenig die jungfräuliche Kurve am leicht erweichenden Gold im Vergleich zu Nickel ansteigt.

Aber auch bei völliger Ruhe ist eine Änderung der Kontaktfläche aus dem Grunde denkbar, daß die Härte sich mit der Temperatur ändert. Dieser Effekt bleibt oft aus. Die Härteänderung mit der Temperatur hat z. B. die reversiblen Kennlinien der Abb. (7,08) und (7,09) wenig beeinflußt. Warum? Die Erklärung liegt im Haften der metallischen Kontaktstellen. Wo solche bei hoher Temperatur und demgemäß großer Weichheit des Metalls entstanden sind, dort bleiben sie auch bei der Temperatursenkung bestehen, wenn der Kontakt in Ruhe gehalten wird; aber schon geringste Erschütterungen lockern gewisse Haftstellen, und es gehört viel Umsicht dazu, so regelrechte reversible Kennlinien zu bekommen, wie die hier abgebildeten<sup>1</sup>. Eine reversible  $RU$ -Linie braucht nicht bei der Schmelzspannung anzufangen, sondern kann z. B. auch wie die gestrichelte Kurve in Abb. (7,07) beginnen.

Die Abb. (7,08) und (7,09) enthalten gemessene  $RU$ -Linien, darunter mit einem rückwärts oder doppelt gerichteten Pfeil gekennzeichnete re-

<sup>1</sup> Dasselbe gilt für viele Kennlinien der Arbeit von R. HOLM und E. HOLM [8].

versible  $RU$ -Linien. Die Messungen dieser Abb. geschahen mit Stromstößen von nur ein paar Sekunden Dauer. In dieser kurzen Zeit wirkte sich eine Erweichung des Nickels nicht aus, und infolgedessen läuft schon die jungfräuliche Kurve angenähert parallel zu der Reversiblen. Am schneller weich werdenden Goldkontakt zeigt sich ein größerer Unterschied in der Neigung der jungfräulichen im Vergleich zur reversiblen Kurve bei gleichen  $U$ -Werten.

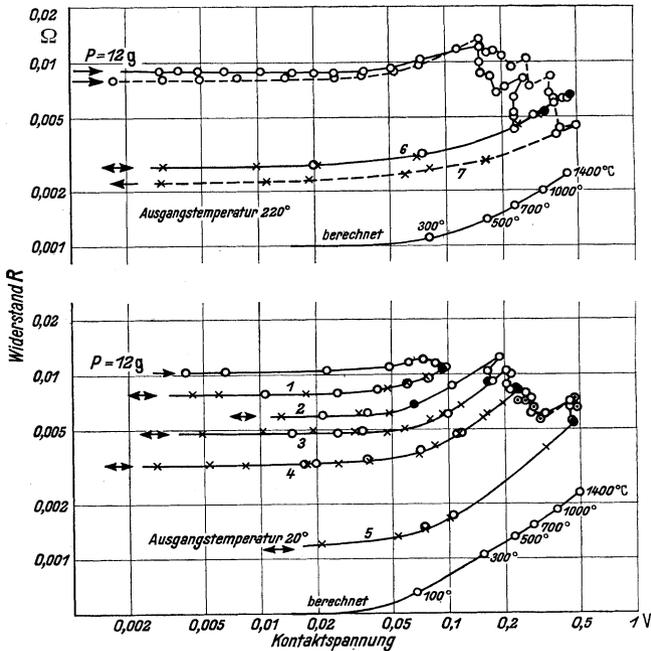


Abb. 7,09.  $RU$ -Linien von Nickel im Vakuum  $10^{-5}$  Torr gemessen. Die Kurven des oberen Bildes gehören zu einer Endflächentemperatur von  $220^\circ$ , infolgedessen haben die Reversiblen eine verhältnismäßig kleine Neigung.

In Abb. (7,09) geben die untersten Kurven Beispiele davon, wie reversible  $RU$ -Linien teils am Entfestigungsabfall, teils am Schmelzabfall der jungfräulichen Kurven beginnen können, ohne daß der Ausgangspunkt ihre Form beeinflusst. Die oberen Kurven gehören zu einer erhöhten mittleren Temperatur der Kontaktglieder (= Endflächentemperatur). In diesem Falle muß in der Formel  $\varrho = \varrho_0(1 + \alpha \vartheta)$  die Größe  $\varrho_0$  sich auf die Endflächentemperatur beziehen. Sie ist also größer als sonst, und das zugehörige  $\alpha$  ist natürlich entsprechend kleiner anzusetzen, damit richtige  $\varrho$ -Werte herauskommen. Infolgedessen erscheint, wie es die Gl. (6,14) ergibt, die Neigung der betreffenden Reversiblen verhältnismäßig klein.

Unter jeder Kurvengruppe ist eine *berechnete  $RU$ -Linie* eingetragen. Sie läuft annähernd wie die gemessenen Reversiblen, wenn auch mit

merkbareren Abweichungen, welche wohl darauf beruhen, daß die benutzten Größen  $\varrho$ ,  $\lambda$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  nicht aus Messungen am selben Material stammen.

Um zu zeigen, wie genau Berechnungen und Messungen mit gekreuzten Stäben wirklich übereinstimmen können, wenn  $\varrho$ ,  $\lambda$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  und auch die Kontaktwiderstände alle genau und an demselben Stoff gemessen werden, führen wir die von R. HOLM und R. STÖRMER [11] entnommene Tafel (7,10) an.

Tafel (7,10). Messungen an Platin von HOLM und STÖRMER<sup>1</sup>.

Spannung $U$ in V	0,122	0,200	0,2745	0,348	0,42	Bemerkung
Übertemperatur $\theta$	200°	400°	600°	800°	1000°	
$\frac{R(\alpha)}{R(0)}$ berechnet	1,415	1,84	2,233	2,6	2,945	
$\frac{R(\alpha)}{R(0)}$ gemessen bei festhaftendem Kontakt	1,42	1,83	2,22	2,62	2,96	
$\frac{R(\alpha)}{R(0)}$ gemessen bei nicht deutlich haftendem Kontakt	1,42	1,83	2,24	—	—	Rückwärts- u. Vorwärts- $RU$ -Linie identisch

Die Tafel (7,11) enthält einige Entfestigungsspannungen und Entfestigungstemperaturen, so wie sie sich aus Kontaktmessungen für käufliche Metalle ergeben haben<sup>2</sup>.

Tafel (7,11). Entfestigungs- und Schmelzspannung sowie Entfestigungstemperaturen von Metallen.

Metall	Entfestigungsspannung $U_e$	Entfestigungstemperatur	Schmelzspannung $U_s$	Metall	Entfestigungsspannung $U_e$	Entfestigungstemperatur	Schmelzspannung $U_s$
	V	°C	V		V	°C	V
Al	0,1	150	0,3	Sn	0,07	100	0,13
Fe	0,21	500	0,60	Sb	0,2	—	0,3
Ni	0,22	520	0,65	Ta	(0,3)	(800)	1,0
Cu	0,12	190	0,43	W	0,4	1000	1,0
Zn	(0,1)	170	0,17	Pt	0,25	540	0,70
Mo	(0,3)	900	0,9	Au	0,08	100	0,45
Ag	0,09	150	0,35	Pb	0,12	200	0,19
				Bi	—	—	0,18

### Beispiel B. Die $RU$ -Linie eines symmetrischen Kohlekontaktes.

Die Kontaktfläche  $F_0$  ist die Symmetrieebene. Hier fallen die Flächen  $S$  und  $F_0$  der Abb. (7,05) zusammen, und es wird  $\varphi_0 = 0$  und

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM und R. STÖRMER [11], Tab. (3b) sowie R. STÖRMER [1].

<sup>2</sup> Vgl. R. HOLM [12], besonders S. 15 und 16.

$U_1 = U_2 = U/2$ . Die folgenden Annahmen entsprechen einer normalen sog. amorphen Kohle:

$$\varrho = \varrho_0(1 + \alpha \vartheta), \text{ wo } \varrho_0 = 0,009 \Omega \text{ cm und } \alpha = -0,0003 \text{ ist,}$$

$$\lambda = \lambda_0(1 + \beta \vartheta), \text{ wo } \lambda_0 = 0,02 \frac{\text{W}}{\text{cm grad}} \text{ und } \beta = 0,0005 \text{ ist.}$$

$\vartheta$  und  $\theta$  werden von der Endflächentemperatur, d. h. von der Zimmer-temperatur ab gerechnet. Berechnungen mit obigen Werten sind in der Tafel (7,12) zusammengestellt und mit einigen Messungen verglichen. Die Abhängigkeit des  $\lambda$  von  $\vartheta$  ist in Wirklichkeit nicht streng linear, und die gemachten Annahmen entsprechen nur mit Annäherung Meßbefunden des FL und einiger englischer Forscher<sup>1</sup>, und zwar nur für  $\theta < 1500^\circ \text{C}$ .

Tafel (7,12). Berechnung der  $RU$ -Linie eines Kohlekontaktes mit  $\varrho = 0,009(1 - 0,0003\vartheta) \Omega \text{ cm}$  und  $\lambda = 0,02(1 + 0,0005) \text{ W/cm grad}$ .

Laut Formel	$\theta =$	100	200	400	700	1000	1500	2000	Bemerkungen
(6,09)	$U =$	0,381	0,54	0,77	1,04	1,26	1,58	1,86	mit $\beta$
(6,09)	$U =$	0,377	0,53	0,74	0,95	1,11	1,29	1,42	ohne $\beta$
(6,12)	$\frac{R(\alpha)}{R(0)} =$	0,98	0,96	0,92	0,86	0,80	0,70	0,60	grobe An- näherung
(6,11)	$\frac{R(\alpha)}{R(0)} =$	0,98	0,96	0,93	0,89	0,85	0,80	0,76	exakt
(6,11)	$\frac{R(\alpha)}{R(0)} =$	0,98	0,96	0,92	0,86	0,80	0,69	0,58	ohne $\beta$
gemessen	$\frac{R(\alpha)}{R(0)} =$		0,97 $\pm 0,01$		0,89 $\pm 0,01$	0,86 $\pm 0,01$			

Die Abb. (7,13) veranschaulicht die Resultate von Berechnungen nach der Formel (6,11), welche in der Zeile 4 der Tafel (7,12) zu finden

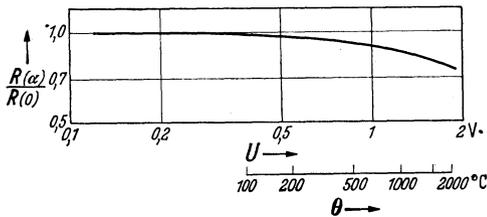


Abb. 7,13. Berechnete  $RU$ -Linie eines Kohlekontaktes.

$R(\alpha)/R(0)$ -Werten nur dann führt, wenn die Temperaturen klein sind ( $\leq 500^\circ \text{C}$ ), dagegen für höhere Temperaturen unzulänglich ist.

Die Messungen für die Tafel (7,12) haben R. HOLM und R. STÖRMER<sup>2</sup> ausgeführt. Der Koeffizient  $\beta$  der betreffenden Kohle

<sup>1</sup> L. J. COLLIER, W. S. STILES und W. G. A. TAYLOR sowie R. W. POWELL und F. H. SCHOFIELD.

<sup>2</sup> R. HOLM und R. STÖRMER [17], Tabelle (12a).

ist nicht genau bekannt. Die kleinen Abweichungen der gemessenen und der exakt berechneten Werte von  $\mathbf{R}(\alpha)/\mathbf{R}(0)$  können auf einer Ungleichheit der betreffenden Koeffizienten  $\beta$  beruhen. Andere vergleichbare Messungen geben die reversiblen Kurven der Abb. (24,03).

### § 8. Die $RU$ -Linie eines stark unsymmetrischen Kontaktes.

Wir wählen als Beispiel den stark unsymmetrischen Kontakt zwischen einem Elektrographit und einem gut leitenden Metall, Kupfer; denn dieses Beispiel gibt uns wertvolle Auskünfte über die Kontaktart, welche in den dynamoelektrischen Maschinen die Hauptrolle spielt. Es wird ein Kontakt ohne störende Haut vorausgesetzt. Wir können uns denken, daß er in einem Riß der Brünierungshaut oder an einer sie durchsetzenden Frittbrücke verwirklicht ist. Die Kontaktfläche  $F_0$  ist im allgemeinen nicht exakt eine Äquipotential- und Isothermfläche, s. § 5. Mit Annäherung kann aber mit einer derartigen  $F_0$ -Fläche gerechnet werden. Wir denken uns in Abb. (7,05) das Kupfer links und den Graphit rechts von  $F_0$ . Die Fläche  $S$  der höchsten Temperatur liegt im Graphit. Die folgenden Annahmen entsprechen einem guten Bürsten-Elektrographit und einem käuflichen Kupfer.  $\vartheta$  und  $\theta$  werden von der Endflächentemperatur, d. h. von der Zimmertemperatur ab gerechnet, es ist  $\varepsilon = \alpha + \beta$  und für *Graphit* bei  $\vartheta < \text{etwa } 400^\circ \text{ C}$ :

$$\varrho' = \varrho'_0(1 + \alpha'\vartheta), \text{ wo } \varrho'_0 = 0,004 \Omega \text{ cm und } \alpha' = -0,001 \text{ ist,}$$

$$\lambda' = \lambda'_0(1 + \beta'\vartheta), \text{ wo } \lambda'_0 = 0,4 \frac{\text{W}}{\text{cm grad}} \text{ und } \beta' = -0,0005 \text{ ist;}$$

für *Kupfer*:

$$\varrho = \varrho_0(1 + \alpha\vartheta), \text{ wo } \varrho_0 = 1,76 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm und } \alpha = 0,004 \text{ ist,}$$

$$\lambda = \lambda_0 = 3,8 \frac{\text{W}}{\text{cm grad}}.$$

$\varrho'$  und  $\lambda'$  des Graphits hängen nicht linear von  $\vartheta$  ab.  $\varrho'$  geht sogar durch ein Minimum zwischen  $400$  und  $560^\circ \text{ C}$  und steigt nachher wieder an<sup>1</sup>. Wir führen unsere annähernden Berechnungen nur soweit durch, wie mit linearen Beziehungen gerechnet werden darf, also etwa bis  $400^\circ \text{ C}$ .

Gesucht werden die in Abb. (7,05) vermerkten zusammengehörigen Größen  $\varphi_0$ ,  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $\vartheta_0$  und  $\theta$ . Für die Berechnungen ist es zweckmäßig, ähnlich wie im § 6 die folgenden Bezeichnungen einzuführen:  $\varphi_0(\alpha)$ ,  $U_2(\alpha)$  . . . beziehen sich auf den wirklichen vorliegenden Fall, während  $\varphi_0(0)$ ,  $U_2(0)$  . . . zu einem gedachten Fall mit beibehaltener

<sup>1</sup> Die niedrigste Grenze gilt für einen ganz durchgraphitierten Stoff. Bei mangelhafter Graphitierung schiebt sich die Grenze in die Höhe. Man vergleiche R. HOLM [8], S. 297, sowie L. J. COLLIER, W. S. STILES und W. G. A. TAYLOR, auch Z. NISHIYAMA.

Stromstärke gehören, bei dem aber  $\alpha = \alpha' = \beta = \beta' = 0$  sind. Außerdem bezeichnen wir:  $\Psi = U_1 - \varphi_0$ .

Folgende Gleichungen stehen uns zur Verfügung:

laut (6, 18)

$$[\varphi_0(\alpha) + \Psi(\alpha)]^2 - [\varphi_0(\alpha)]^2 = 2 \int_0^{\vartheta_0} \varrho \lambda d\vartheta,$$

welche infolge der Kleinheit von  $\Psi$  sich vereinfacht zu:

$$\varphi_0(\alpha) \Psi(\alpha) = \varrho_0 \lambda_0 \vartheta_0 \left[ 1 + \frac{\alpha}{2} \vartheta_0 \right]; \quad (8, 01)$$

laut (6, 09)

$$[\varphi_0(\alpha)]^2 = \varrho_0' \lambda_0' |\varepsilon'| \left[ \left( \frac{1}{|\varepsilon'|} - \vartheta_0 \right)^2 - \left( \frac{1}{|\varepsilon'|} - \theta \right)^2 \right]; \quad (8, 02)$$

laut (6, 09)

$$[U_2(\alpha)]^2 = \varrho_0' \lambda_0' |\varepsilon'| \left[ \left( \frac{1}{|\varepsilon'|} \right)^2 - \left( \frac{1}{|\varepsilon'|} - \theta \right)^2 \right]; \quad (8, 03)$$

laut (6, 14) und (6, 05)

$$\frac{\varphi_0(0)}{\varphi_0(\alpha)} = \left| \frac{\alpha'}{\varepsilon'} \right| \frac{1}{\varphi_0(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0' \lambda_0'}{|\varepsilon'|}} \cdot \mathfrak{A} \mathfrak{r} \mathfrak{Z} \mathfrak{g} \left[ \varphi_0(\alpha) \sqrt{\frac{|\varepsilon'|}{\varrho_0' \lambda_0'}} \frac{1}{1 - |\varepsilon'| \vartheta_0} \right] + \left| \frac{\beta'}{\varepsilon'} \right|; \quad (8, 04)$$

laut (6, 14) und (6, 05)

$$\frac{U_2(0)}{U_2(\alpha)} = \left| \frac{\alpha'}{\varepsilon'} \right| \frac{1}{U_2(\alpha)} \sqrt{\frac{\varrho_0' \lambda_0'}{|\varepsilon'|}} \cdot \mathfrak{A} \mathfrak{r} \mathfrak{Z} \mathfrak{g} \left[ U_2(\alpha) \sqrt{\frac{|\varepsilon'|}{\varrho_0' \lambda_0'}} \right] + \left| \frac{\beta'}{\varepsilon'} \right|; \quad (8, 05)$$

und

$$\frac{\Psi(0)}{\varphi_0(0) + U_2(0)} = \frac{\varrho_0}{\varrho_0'}, \quad (8, 06)$$

eine Gleichung, welche darauf beruht, daß in einem Stromkreis die Spannungen sich den ihnen zugehörigen Widerständen proportional verteilen. Hinzu kommt eine Gleichung für  $\Psi$ , welche sich in sehr einfacher Form daraus ergibt, daß die Wärmeentwicklung in dem gut leitenden Kupfer sehr klein ist, und daß das Kupfer also wesentlich von demjenigen Wärmestrom erwärmt wird, welcher ihm aus dem Graphit zufließt. Derjenige elektrische Widerstand, welchen das Kupfer dem elektrischen Strom entgegensetzt, entspricht also der mittleren Kupfertemperatur  $\vartheta_0/2$ , so daß gilt:

$$\Psi(\alpha) = \Psi(0) \left( 1 + \frac{\alpha}{2} \vartheta_0 \right). \quad (8, 07)$$

Aus (8, 01) und (8, 07) entsteht:

$$\varphi_0(\alpha) \Psi(0) = \varrho_0 \lambda_0 \vartheta_0. \quad (8, 08)$$

Diese Gleichungen reichen aus, um die gesuchten Größen zu bestimmen, **nur muß** wegen der transzendenten Form einiger der Gleichungen **entweder eine geometrische Methode oder ein schrittweises Annähern verwendet werden**. Die folgende graphische Methode empfiehlt sich. Man **setzt ein** bestimmtes  $\theta$  voraus, berechnet dann für einige  $\vartheta_0$  der Reihe **nach die** Größen  $\varphi_0(\alpha)$  aus (8, 02),  $U_2(\alpha)$  aus (8, 03), dann  $\varphi_0(0)$  und

$U_2(0)$  aus (8,04) und (8,05),  $\Psi(0)$  aus (8,08) und  $\frac{\Psi(0)}{\varphi_0(0) + U_2(0)}$ , welches gegen  $\vartheta_0$  als Ordinate aufgetragen wird. Dasjenige  $\vartheta_0$  wird abgelesen, bei dem die Gleichung (8,06) befriedigt ist.

Nach diesem Verfahren ist die folgende Tafel (8,09) berechnet worden. Das eingetragene  $\Psi(\alpha)$  ist mit Hilfe der Gl. (8,07) gewonnen worden. Außerdem sind eingetragen die Größen

$$\frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}(0)} = \frac{\Psi(\alpha) + \varphi_0(\alpha) + U_2(\alpha)}{\Psi(0) + \varphi_0(0) + U_2(0)} \quad \text{und} \quad \frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}_{\text{sym}}(0)} = \frac{U_2(\alpha)}{U_2(0)}.$$

Tafel (8,09). Potentiale im Kupfer-Graphit-Kontakt von der Endfläche im Kupfer aus berechnet.

$\theta$	$\vartheta_0$	Flächen $F_e$ Potentiale	$F_0$ $\Psi(\alpha)$	$S$ $\Psi(\alpha) + \varphi_0(\alpha)$	$F_e$ $U$	$\frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}(0)}$	$\frac{\mathbf{R}(\alpha)}{\mathbf{R}(0)}$ am symmetrischen Graphitkontakt
200°	60°	0	0,00076	0,60	1,33	0,85	0,86
400°	119°	0	0,00133	0,74	1,69	0,69	0,72

Berechnungen für andere unsymmetrische Kontakte finden sich in einer Arbeit von R. HOLM und R. STÖRMER [17]. Die beträchtliche Höhe der Temperatur der Berührungsfläche ist wohl etwas überraschend. Sie beruht, wie gesagt, darauf, daß in dem Graphit entwickelte Wärme dem Kupfer zufließt. Die vom Kupfer übernommene Spannung ist natürlich gemäß der guten elektrischen Leitung sehr klein.  $\mathbf{R}(\alpha)/\mathbf{R}(0)$  wird gegenüber dem symmetrischen Kontakt etwas erniedrigt, und zwar noch mehr als in der Tafel (8,09), wenn das Metall schlechter leitet als das hier vorausgesetzte<sup>1</sup>.

### § 9. Die Temperaturverteilung in einem Strom-Engegebiet.

Längs einer Äquipotentialfläche ist die Temperatur konstant, und wir brauchen den Ort einer Temperatur nur durch sein Potential  $\varphi$  oder besser durch den Widerstand  $R_\mu = \varphi/I$  zwischen der Kontaktfläche und der Niveaulfläche des Ortes auszudrücken. Die Beziehung zwischen den Koordinaten des Ortes und dem kennzeichnenden Widerstand  $R_\mu$  zu finden, ist eine besondere Aufgabe, welche für einige Sonderfälle im § 3 behandelt wurde, so z. B. für den Fall einer elliptischen Berührungsfläche, wobei die Niveaulflächen vermittels eines Parameters  $\mu$  gekennzeichnet wurden.

Zur Orientierung behandeln wir zunächst diejenige Annäherung, welche entsteht, wenn man von der Temperaturabhängigkeit der Größen  $\varrho$  und  $\lambda$  absieht. Für diese Annäherung liefert die Formel (4,14) die Gleichung:

$$\varphi^2 = 2 \varrho_0 \lambda_0 (\theta - \vartheta) = \frac{U^2}{\theta} (\theta - \vartheta) = \frac{U^2}{4\theta} (\theta - \vartheta). \quad (9,04)$$

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM und R. STÖRMER [17], Tabelle (12b).

Im Koordinatensystem  $\varphi, \vartheta$  ist dies eine Parabel. Durch Multiplikation mit der Konstanten  $1/IR$  transformieren wir die Koordinate  $\varphi$  auf  $\frac{\varphi}{IR} = \frac{R_\mu(0)}{R(0)}$ , wo Bezeichnungen aus § 6 benutzt werden. Die entstehende Parabel stellt die Abb. (9,02) dar. Die mittlere Temperatur

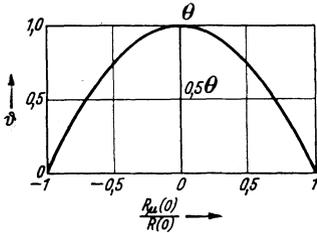


Abb. 9,02. Temperaturverteilung in einem Kontakt gemäß der angenäherten Formel (9,01).

$$\frac{2}{U} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\theta} \vartheta d\varphi$$

ist, wie man leicht, ausgehend von (9,01), bestätigen kann, genau  $\frac{2}{3}\theta$  und die Formel (6,12) ist genau erfüllt. Die Formel (6,12) entspricht also gerade der Annäherung (9,01). Für eine genaue Rechnung

muß die Formel (9,01) durch (4,14) mit endlichem  $\alpha$  ersetzt werden. Außerdem ist es zweckmäßig, die Orte nicht durch die temperaturabhängigen Widerstände  $R_\mu(\alpha)$ , sondern durch die Widerstände  $R_\mu(0)$  im unerwärmten Körper zu kennzeichnen. Die Rechnung wird folgender-

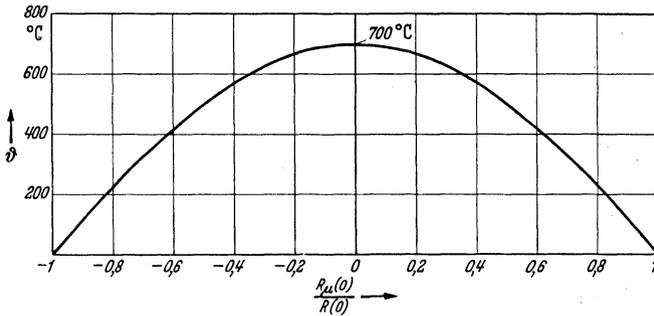


Abb. 9,03. Temperaturverteilung in einem Kupfer-Kupfer-Kontakt.

maßen durchgeführt: Man setzt eine bestimmte Höchsttemperatur  $\theta$  voraus und berechnet verschiedene zugehörige Wertepaare  $\vartheta$  und  $\varphi(\alpha)$  (zu ihnen gehört auch  $\theta$  und  $U/2$ ) mit Hilfe der Gl. (4,14) oder der integrierten Formel (6,09). Schließlich gelangt man von  $\varphi(\alpha)$  zu  $\varphi(0)$  durch die Gl. (6,10). Die Abb. (9,03) und (9,04) zeigen so berechnete Temperaturverteilungen teils für  $\theta = 700^\circ$  im Kupfer-Kupfer-Kontakt, teils für  $\theta = 400^\circ$  im Kupfer-Graphit-Kontakt. Einige andere Beispiele sind in einer schon erwähnten Arbeit von R. HOLM und R. STÖRMER [17] ausgerechnet und durch Kurven dargestellt.

Eine Eigenschaft der Kurven (9,02), (9,03) und (9,04) fordert zu einer Diskussion auf. Diese Kurven enden alle mit endlicher Neigung gegen die Abszissenachse in den Punkten  $\pm 1$ , indem nämlich

$$R \frac{d\vartheta}{dR_\mu} \approx 2\theta \quad (9,05)$$

ist. Das sieht wie ein Widerspruch gegen die Voraussetzungen aus, denn  $R_\mu/R = \pm 1$  entspricht den Endflächen (s. S. 28), und dort soll ja der räumliche Gradient sehr klein sein. Der Widerspruch löst sich, wenn wir die Abszissen in Raumkoordinaten transformieren. Es ist nicht erforderlich, die exakten Raumkoordinaten zu wählen, sondern es genügt, solche zu nehmen, die größenordnungsgemäß richtig sind. Wir erhalten eine passende Raumkoordinate  $B$  durch die Ausdrücke (3,08) und (3,09), d. h.:

$$R_\mu = \frac{\varrho}{2\pi} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{B} \right)$$

bzw.

$$R = \frac{\varrho}{2\pi b}, \text{ wo } B \gg b \text{ ist,}$$

und es folgt als Ausdruck für den Temperaturgradienten in der Endfläche:

$$\frac{d\vartheta}{dB} = \frac{2\theta}{B} \cdot \frac{b}{B}, \quad (9,06)$$

was tatsächlich im Verhältnis zum mittleren Temperaturgradienten  $\theta/B$  im selben Maße wie  $b/B$  klein wird.

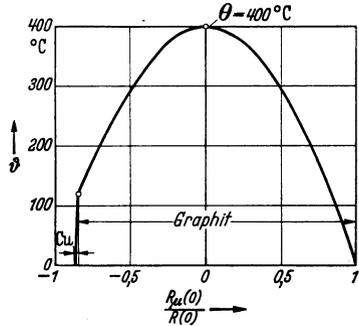


Abb. 9,04. Temperaturverteilung in einem Kupfer-Graphit-Kontakt. Im Graphit ist die Verteilung zunächst derart, als ob die Strom-Enge nur aus Graphit bestände, und zwar bis zu dem Kontaktpunkt mit  $R_\mu(0)/R(0) \approx -0,84$ . Hier fällt die Kurve steil auf  $\vartheta = 0$  ab, weil nämlich die Widerstände im Kupfer neben denjenigen im Graphit sehr klein sind und dem Kupfer also ein sehr kurzes Abszissenstück zugehört.

### § 10. Der zeitliche Verlauf der Erwärmung eines Strom-Engegebietes<sup>1</sup>.

Wir suchen den zeitlichen Temperaturverlauf in verschiedenen Punkten einer Strom-Enge, nachdem plötzlich die konstante Stromstärke  $I$  fließt. Vorher möge der Kontakt stromlos gewesen sein. Es genügt nicht mehr, so wie im vorigen Paragraphen, die einzelnen Aufpunkte einfach durch ihre Potentiale zu kennzeichnen, weil jetzt auch von den geometrischen Dimensionen abhängige Wärmekapazitäten eine Rolle spielen. Wir müssen also eine bestimmte Form des Kontaktes voraussetzen und es liegt am nächsten, die Theorie für den Kontakt mit einer kreisförmigen Berührungsfläche durchzuführen, weil dieser gewissermaßen die Normalform darstellt. Aber die mathematischen Schwierigkeiten sind zu groß und noch nicht überwunden. Mit dem Kontaktmodell der Abb. (1,01), dessen Stromlinienschar eine einfache Kugelsymmetrie hat, und mit temperaturunabhängig angenommenen  $\varrho$  und  $\lambda$  gelingt die Lösung mittels Integralausdrücken, die längst bekannt sind und in „RIEMANN-WEBER“<sup>2</sup>, allerdings für andere Probleme, hergeleitet werden. Wir zeigen, wie unser Problem mathematisch auf das RIEMANN-WEBERSCHE zurückgeführt werden kann. Dann übernehmen wir die vorhandene Lösung und verweisen wegen der Herleitung von Einzelheiten auf das genannte Buch.

<sup>1</sup> R. HOLM [4], [9] u. [20].

<sup>2</sup> RIEMANN-WEBER-FRANK-V. MISES.

In dieser Weise gelingt die Lösung des Problems für das radiale Strombild und konstante  $\varrho$  und  $\lambda$  in zwei Fällen: A) eines symmetrischen Kontaktes und B) eines Kontaktes zwischen einer mäßig gut leitenden und einer unendlich gut leitenden Elektrode. Schließlich gehen wir zu dem Problem des symmetrischen Kontaktes mit ebener kreisförmiger Berührungsfläche und mäßig temperaturabhängigem  $\varrho$  und  $\lambda$  über, Fall C. Es gelingt, theoretisch plausibel zu machen, daß dessen Lösung nicht sehr von A) abweichen kann, und diese Schlußfolgerung wird durch experimentelle Belege bestätigt.

Wir rechnen also zunächst mit dem *Modell der gleichmäßigen radialen Strömung* gemäß der Abb. (1,01). Die Kontaktfläche ist durch die Oberfläche einer unendlich gut leitenden Kugel  $K$  ohne Wärmekapazität ersetzt. Der Kugelhalbmesser ist  $b$ . Wir setzen  $\varrho = \varrho_0$  und  $\lambda = \lambda_0$ .

Wir halten uns an das eine Kontaktglied und betrachten da die Halbkugelschale mit dem Halbmesser  $r$  und der Dicke  $dr$ . In der Zeit  $dt$  entwickelt die Stromstärke  $I$  in dieser Schale die Wärme

$$\frac{I^2 \varrho_0 dr}{2\pi r^2} dt.$$

Wird diese der aufgespeicherten und abgeflossenen Wärme gleichgesetzt, so ergibt sich nach einfacher Umformung die folgende Differentialgleichung, wenn  $c$  die Wärmekapazität je  $\text{cm}^3$  bedeutet:

$$\frac{c^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\delta}{r^4} = \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial \vartheta}{\partial t}, \quad (10,01)$$

wo

$$\delta = \frac{\varrho_0 I^2}{4\pi^2 \lambda_0}$$

ist. Dazu kommen Grenzbedingungen, welche wir für die zwei Hauptfälle A) und B) angeben. In beiden Fällen handelt es sich darum, daß für  $t < 0$  die Stromstärke  $I = 0$  ist und von  $t = 0$  ab die konstante Stromstärke  $I$  durch den Kontakt fließt.

**Fall A).** *Symmetrischer Kontakt*,  $F_0$  durch eine unendlich gut leitende Kugel ersetzt. Eine Endfläche in jedem Kontaktglied ist weit<sup>1</sup> von der Berührungsstelle entfernt. Grenzbedingung:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Für } t = 0, \text{ überall ist } \vartheta = 0. \\ \text{Für } t > 0, \text{ an der Kontaktfläche, also bei } r = b, \text{ wo } \vartheta \text{ sein} \\ \text{Maximum } \theta \text{ hat, ist } \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0, \text{ während an den Endflächen,} \\ \text{also praktisch für } r = \infty, \vartheta = 0 \text{ bleibt.} \end{array} \right\} \quad (10,02)$$

**Fall B).** *Kontakt zwischen einem mäßigen Leiter und einem unendlich guten Leiter*. Das unendlich gut leitende Kontaktglied möge den unteren Raum nebst der Kugel  $K$  in Abb. (1,01) umfassen. Die Fläche  $r = b$

<sup>1</sup> W. WANGER behandelt mit größerer Annäherung den Fall, wo die Endfläche im Endlichen liegt.

spielt die Rolle der Ausgangsfläche  $S$ , während im oberen Kontaktglied eine Endfläche bei  $r = \infty$  vorliegt. Grenzbedingung:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Für } t=0; \text{ überall ist } \vartheta=0. \\ \text{Für } t>0, \text{ bei } r=b \text{ und } r=\infty \text{ bleibt } \vartheta=0. \end{array} \right\} \quad (10,03)$$

Die Lösung kann in verschiedener Weise durchgeführt werden. Hier wird die von R. HOLM benutzte Art beschrieben, weil numerische Ausrechnungen nach ihr vorliegen. Eine Lösung mit Hilfe einer HEAVISIDEschen Reihenentwicklung hat A. AVRAMESCU ausgeführt, allerdings ohne zu untersuchen, wie geeignet sie für numerische Berechnung ist.

Wir führen jetzt die HOLMSche Rechnung mit gewissen Zusätzen durch. Die Differentialgleichung (10,01) wird durch die folgenden Transformationen, welche für die Grenzbedingungen passend gemacht worden sind, vereinfacht:

*im Falle A)*

$$\left. \begin{array}{l} \vartheta = \frac{1}{r} \left( v - \frac{\delta}{2r} + \frac{\delta}{b} \right) \\ \text{und} \\ r = b(1+x). \end{array} \right\} \quad (10,04)$$

*Im Falle B)*

$$\left. \begin{array}{l} \vartheta = \frac{1}{r} \left( v - \frac{\delta}{2r} + \frac{\delta}{2b} \right) \\ \text{und} \\ r = b(1+x). \end{array} \right\} \quad (10,05)$$

Wenn außerdem die Bezeichnungen

$$f(x) = \left( 2 - \frac{1}{1+x} \right) \quad \text{und} \quad \varphi(x) = \frac{x}{1+x} \quad (10,06)$$

eingeführt werden, so nimmt die Differentialgleichung (10,01) die Form an

$$\frac{\lambda}{cb^2} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{\partial v}{\partial t} \quad (10,07)$$

mit den folgenden Grenzbedingungen:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Im Falle A)} \quad \text{für } t=0 \text{ ist } v = -\frac{\delta}{2b} f(x), \\ \text{für } t>0 \text{ und } x=0 \text{ ist } \frac{\partial v}{\partial x} = v, \\ \text{für } t>0 \text{ und } x=\infty \text{ ist } v = -\frac{\delta}{b}. \end{array} \right\} \quad (10,08)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Im Falle B)} \quad \text{für } t=0 \text{ ist } v = -\frac{\delta}{2b} \varphi(x), \\ \text{für } t>0 \text{ und } x=0 \text{ ist } v=0, \\ \text{für } t>0 \text{ und } x=\infty \text{ ist } v = -\frac{\delta}{2b}. \end{array} \right\} \quad (10,09)$$

Die Lösungen dieser mathematischen Probleme sind, wie gesagt, bekannt<sup>1</sup>. Wir führen die folgenden Bezeichnungen ein:

$$k = \frac{c b^2}{4 \lambda_0} \quad \text{und} \quad z = \frac{\lambda}{c b^2} \cdot t,$$

sowie

$$\left. \begin{aligned} \Psi(z) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \left[ f(2\beta\sqrt{z}) - e^{-2\beta\sqrt{z}} \int_0^{2\beta\sqrt{z}} f(\xi) \cdot e^\xi d\xi \right] e^{-\beta^2} d\beta \\ \text{und} \\ \chi(z) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[ \int_{-\frac{1}{2\sqrt{z}}}^\infty \varphi(2\beta\sqrt{z} + 1) e^{-\beta^2} d\beta - \int_{\frac{1}{2\sqrt{z}}}^\infty \varphi(2\beta\sqrt{z} - 1) e^{-\beta^2} d\beta \right] \end{aligned} \right\} (10, 10)$$

und beachten, daß

$$\text{im Falle A)} \quad \frac{\delta}{2b^2} = \frac{1}{8} \frac{U^2}{\varrho_0 \lambda_0} = \theta(\infty),$$

$$\text{im Falle B)} \quad \frac{\delta}{8b^2} = \frac{1}{8} \frac{U^2}{\varrho_0 \lambda_0} = \theta(\infty)$$

die Übertemperatur der wärmsten Niveaufläche im Dauerzustand darstellt. Dann lautet die allgemeine Lösung *im Falle A)*

$$\left. \begin{aligned} r\vartheta - \delta \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{2r} \right) = \\ = -\frac{\delta}{4} \sqrt{\frac{c}{\pi \lambda_0 t}} \int_0^\infty \left[ f(\alpha) e^{-\frac{k}{t}(\alpha-x)^2} + \left( f(\alpha) - 2e^{-\alpha} \int_0^\alpha f(\xi) \cdot e^\xi d\xi \right) e^{-\frac{k}{t}(\alpha+x)^2} \right] \cdot d\alpha, \end{aligned} \right\} (10, 11)$$

*im Falle B)*

$$r\vartheta - \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{r} \right) = \frac{\delta}{2a\sqrt{\pi}} \left[ \int_{\frac{x}{2\sqrt{z}}}^\infty \varphi(2\beta\sqrt{z} - x) e^{-\beta^2} d\beta - \int_{-\frac{x}{2\sqrt{z}}}^\infty \varphi(2\beta\sqrt{z} + x) e^{-\beta^2} d\beta \right]. \quad (10, 12)$$

Der *Temperaturverlauf* in der *wärmsten Niveaufläche* hat besonderes Interesse. Diese Fläche  $S$  ist im Falle A) durch  $r=b$  und  $x=0$ , im Falle B) durch  $r=2b^*$  und  $x=1$  gekennzeichnet. Aus (10, 11) bzw.

<sup>1</sup> Siehe RIEMANN-WEBER-FRANK-v. MISES, und zwar handelt es sich um Lösungen der Wärmeleitungsgleichung  $\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$  mit Oberflächenbedingung von der Art  $k \frac{\partial u}{\partial n} = hu$ , S. 234, für unseren Fall A) und von der Art  $u = \Phi(x)$  für  $t=0$  und  $u=0$  für  $x=0$ , S. 208, für unseren Fall B).

\* Diejenige Niveaufläche wird am wärmsten, welche die folgende Symmetrieeigenschaft besitzt: Auf beiden Seiten von ihr soll gleichviel Wärme in der Strom-Enge entwickelt werden und der Wärmeabfluß soll nach beiden Seiten denselben Wärmewiderstand finden. Diese Eigenschaften hat diejenige Niveaufläche, welche den elektrischen Widerstand der Strom-Enge in zwei gleiche Teile teilt. Für unseren Fall B) folgt aus der Formel (3,08), daß, wenn wir den Radius der betreffenden Fläche mit  $r$  bezeichnen,  $r=2b$  wird.

(10,12) folgt: Für die Temperatur  $\theta(t)$  der wärmsten Niveauläche

im Falle A)

im Falle B)

$$\theta(t) = \theta(\infty) [1 - \Psi(z)],$$

$$\theta(t) = \theta(\infty) [1 - \chi(z)],$$

(10,13)

wo

$$z = \frac{\lambda}{c b^2} t.$$

Man rechnet zweckmäßigerweise mit  $t$  in  $s$ ,  $\lambda$  in  $W/cm\text{ grad}$  und  $c$  in  $J/cm^3\text{ grad}$ .  $c$  ist also nicht die gewöhnliche, auf die Masseneinheit be-

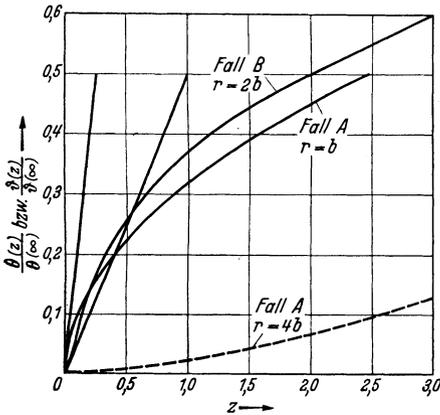


Abb. 10,14. Anfänglicher Verlauf der Erwärmung eines Kontaktes nach Einschalten eines Stromes. Fall A: zwei gleiche Kontaktglieder, Fall B: ein unendlich gut leitendes gegen ein endlichleitendes Kontaktglied. Ausgezogene Kurven beziehen sich auf die heißeste Fläche, die gestrichelte Kurve bezieht sich auf eine weiter im Innern des Kontaktgliedes gelegene Niveauläche.

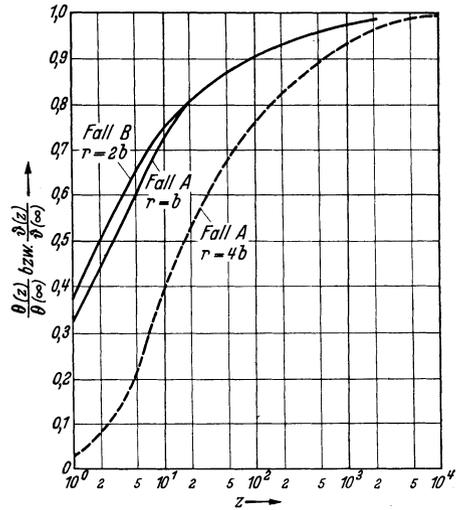


Abb. 10,15. Fortsetzung der gemäß (10,14) begonnenen Erwärmung.

zogene spezifische Wärme in Kalorien, sondern das Produkt dieser mit der Dichte des Stoffes und mit dem zur elektrischen Einheit führenden Faktor 4,18<sup>1</sup>.

Die Kurven (10,14), (10,15) und (10,16) sind nach den gewonnenen Gleichungen berechnet worden. Sie geben folgendes zu erkennen: Aus den Kurven (10,14) und (10,15) läßt

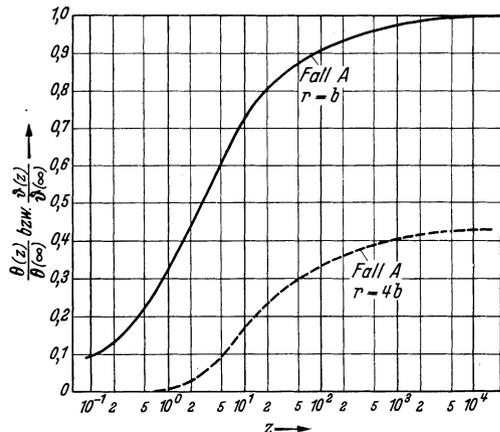


Abb. 10,16. Der Temperaturverlauf im symmetrischen Kontakt nach Strombeginn teils in der heißesten Fläche,  $r=b$ , teils tiefer im Kontaktglied,  $r=4b$ , alle Temperaturen in der Endtemperatur  $\theta$  als Einheit gemessen.

<sup>1</sup> Die Beiwertetafel am Schluß des Textes enthält  $\lambda$ - und  $c$ -Werte.

sich das Verhältnis einer Übertemperatur im Zeitpunkt  $t$  zur stationären Übertemperatur (für  $t = \infty$ ) für das dem  $t$  entsprechende  $z$  ablesen, und zwar teils für die wärmste Fläche [ $r = b$  im Falle A) und  $r = 2b$  im Falle B)], teils im Falle A) für die Fläche  $r = 4b$  als Vertreter der übrigen Niveauflächen. Man beachte, daß, abgesehen von der Anfangsneigung, die Kurven der wärmsten Flächen recht wenig voneinander abweichen. Dagegen bleibt die Temperatursteigerung in der Fläche  $r = 4b$  bedeutend hinter derjenigen bei  $r = b$  zurück. Im Zeitpunkt  $z = 1$  für  $r = 4b$  beträgt  $\vartheta$  nur 2% von dem Endwert  $\vartheta(\infty)$ , während am Orte  $r = b$  das  $\theta$  schon 32% von  $\theta(\infty)$  erreicht hat. Für größere Werte von  $z$  ist der Temperaturentwurf bei  $r = 4b$  rund 6mal langsamer als bei  $r = b$ . Die Endtemperatur ist natürlich für die vom Kontakt fern liegende Fläche  $r = 4b$  verhältnismäßig niedrig, nämlich  $\vartheta(\infty) = \frac{7}{16} \theta(\infty)$ , und es ist angebracht, den Temperaturverlauf in den für den Fall A) behandelten Niveauflächen ( $r = b$  und  $r = 4b$ ) auch mit gleicher Temperaturskala darzustellen, so wie es in Abb. (10,16) geschehen ist.

Die *Anfangsneigungen* der Kurven ergeben sich aus der Differentialgleichung (10,01), wenn in ihr die zwei ersten Glieder gleich Null gesetzt werden. Im Anfangszustand existiert nämlich noch keine Übertemperatur, d. h. es ist

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = 0 = \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2}.$$

Somit gilt für  $t = z = 0$ :

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t}\right)_{t=0} = \frac{q_0 I^2}{4 \pi^2 r^4 c},$$

oder wenn die Halbkugeloberfläche  $2 \pi r^2 = F_0$  gesetzt wird<sup>1</sup>:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t}\right)_{t=0} = \frac{q_0 I^2}{c F_0^2}. \quad (10,17)$$

Besonders ergibt sich durch Einsetzen von  $\mathbf{U} = \frac{q_0 I}{\pi b}$  im Fall A) und von  $\mathbf{U} = \frac{q_0 I}{2 \pi b}$  im Fall B) in die Formel (10,17) und nachher von  $\theta(\infty) = \frac{1}{8} \cdot \frac{\mathbf{U}^2}{q_0 \lambda_0}$

$$\left. \begin{array}{l} \text{für den Fall A)} \quad \frac{1}{\theta(\infty)} \left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=0} = 2 = \frac{d(-\Psi)}{dz}, \\ \text{für den Fall B)} \quad \frac{1}{\theta(\infty)} \left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=0} = 0,5 = \frac{d(-\chi)}{dz}. \end{array} \right\} \quad (10,18)$$

**Fall C).** *Symmetrischer Kontakt*,  $F_0$  eine ebene kreisförmige Kontaktfläche. Bisher wurde das Modell mit der radialen Strömung und der kugeligen Kontaktfläche den Rechnungen zugrunde gelegt. Die tatsächliche Kontaktfläche ist meistens eben. Den symmetrischen Kontakt mit einer ebenen kreisförmigen Berührungsfläche (Radius  $a$ ) bezeichnen wir mit Fall C) zum Unterschied von Fall A) des Modells.

<sup>1</sup> Allgemeinere Herleitung unter Fall C).

Wie im Anfange dieses Paragraphen gesagt, ist der Fall C) mathematisch nicht vollständig behandelt worden. Wir werden nur einige Schätzungen über seine Abweichung vom Fall A) durchführen und dann zum Vergleich Messungen anführen.

Die Schätzungen schließen sich an die Gl. (10,17) an, von der freilich zuerst bewiesen werden muß, daß ihr Gültigkeitsbereich größer ist, als die bisherige Herleitung verbürgt, welche ja an das kugelsymmetrische Modell gebunden ist. Die Kontaktfläche  $F_0$  möge jetzt eine beliebige Form haben, und wir betrachten das Raumelement zwischen ihr und einer Nachbarfläche in dem mittleren Abstände  $dn$  von  $F_0$ . Dann ist der Widerstand dieses Raumelementes  $\varrho_0 dn/F_0$ . Im ersten Zeitelement  $dt$  des Stromflusses (Stromstärke =  $I$ ) entwickelt sich in dem Widerstandselement die Wärme  $I^2 \varrho_0 dn/F_0 \cdot dt$ , welche ganz in die Wärmekapazität  $cF_0 dn$  des Elementes gesteckt wird (weil ja noch kein Temperaturgradient besteht) und die Temperatur um  $d\theta$  erhöht. So ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{I^2 \varrho_0 dn}{F_0} dt = c F_0 dn d\theta,$$

woraus wieder die Gl. (10,17) folgt, nur mit der erweiterten Bedeutung, daß die Fläche  $F_0$  jetzt eine beliebige sein darf.

Nun sollen für die Fälle A) und C) gleiche Umstände gelten, d. h. dieselbe Kontaktspannung  $U$  soll dieselbe Stromstärke  $I$  erzeugen, der Kontaktwiderstand in den Fällen A) und C) also derselbe sein, d. h.:

$$\frac{\varrho}{2a_1} = \frac{\varrho}{\pi b} \quad \text{und also} \quad \pi a^2 = 2,47 \pi b^2, \quad (10,19)$$

woraus ersichtlich wird, daß im Falle C) die Berührungsfläche 1,23mal größer als im Falle A) ist. Setzt man (10,19) in die nun allgemeiner gültige Gl. (10,17) ein, so erhält man:

$$\left(\frac{d\theta_c}{dt}\right)_{t=0} = \left(\frac{2}{2,47}\right)^2 \cdot \left(\frac{d\theta_A}{dt}\right)_{t=0}, \quad (10,20)$$

wo die Indizes auf die Fälle C) und A) hinweisen.

Jetzt denken wir uns den Temperaturverlauf des Falles C) auch in die Diagramme (10,14) und (10,15) eingetragen, und zwar mit der alten Abszisse  $z = \frac{\lambda}{c b^2} t$ , während (10,19) den Übergang von A) zu C) angibt. In der Gl. (10,20) können wir  $t$  durch  $z$  ersetzen, was ja nur die Multiplikation beider Seiten mit demselben Faktor bedeutet. Dann ergibt sich durch Vergleich mit (10,18):

$$\frac{1}{\theta_c(\infty)} \left(\frac{d\theta_c}{dz}\right)_{z=0} = 1,3, \quad (10,21)$$

also 65% von dem Betrag im Falle A). Wir sehen hieraus, daß im Anfang die Kurve des Falles C) hinter der Kurve des Falles A) in der Höhe zurückbleibt. Später wird sie die Neigung der A-Kurve einholen, und zwar aus dem folgenden Grunde:

Niveauflächen der Fälle A) und C) [siehe die Abb. (1,01) und (3,17)] mit gleichen Teilwiderständen  $R_\mu$  von der Kontaktfläche  $F_0$  bis zur betreffenden Fläche haben fast die gleiche Flächengröße, sobald etwa  $R_\mu \gtrsim R/2$ , also  $\mu \gtrsim a^2$  bzw.  $r \gtrsim 2b$  wird. Man bestätigt dies leicht mit Hilfe der folgenden Formeln: Die Halbkugelfläche hat die Größe  $2\pi r^2$  und für die halbe Fläche des Rotationsellipsoids gilt die Formel

$$\pi a^2 \left[ 1 + \frac{1 - \varepsilon^2}{2\varepsilon} \ln \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right]^*, \quad \text{wo die Exzentrizität } \varepsilon = \frac{\sqrt{a^2 - c^2}}{a} \text{ ist, wenn } c \text{ die}$$

\* Siehe MANGOLD-KNOPP, Formel 5.

halbe Länge der Symmetrieachse und  $a$  die Länge der beiden anderen Halbachsen bedeutet. Zwischen  $a$  und  $b$  besteht die Beziehung (10,19). Im Falle  $\mu = a^2$  also  $\alpha = a\sqrt{2}$  und  $r = 2b$  wird z. B.  $\varepsilon = 1/\sqrt{2}$  und  $F_A = F_C$ , nämlich beide gleich  $10,2 a^2 *$ . Es folgt hieraus, daß für  $\mu > a^2$  bzw.  $r > 2b$  gleichen Teilwiderständen (elektrischen und thermischen) entsprechende Volumina einander gleich sind. Die

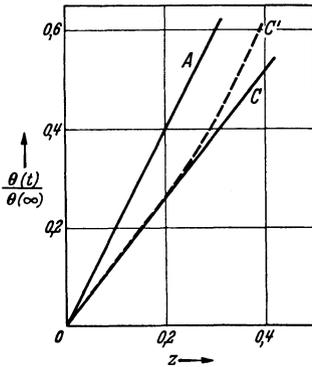


Abb. 10,22.

Wärmekapazitäten sind dann natürlich auch gleich. Es besteht somit die Neigung zum gleichschnellen Temperaturanstieg in den beiden Fällen A) und C).

Es ist also zu erwarten, daß die Kurven für  $\theta(t)/\theta(\infty)$  im Falle A) und im Falle C) parallel weiter verlaufen, nachdem etwa der Wert  $\theta(t)/\theta(\infty) = 0,5$  erreicht ist. Die gegenseitige Verschiebung der beiden Kurven kann man folgendermaßen schätzen: In Abb. (10,22) gibt die Kurve A die Anfangstangente laut (10,18) und C die Anfangstangente laut (10,21), während die gestrichelte Kurve C' so gezogen ist, daß sie von C ausgeht und bei  $\theta(t)/\theta(\infty) = 0,5$  parallel zu A verläuft. Wir denken uns die Kurve C aus (10,22) in die Abb. (10,14) und (10,15) eingetragen. Die Kurven der letztgenannten Diagramme behalten nicht ihre Anfangsneigung, wie für die Abb. (10,22) angenommen wurde, sondern entfernen sich schnell von ihr. Es ist immerhin plausibel, daß ihre gegenseitige Verschiebung von derselben Größenordnung bleibt wie in Abb. (10,22) in derselben Ordinatenhöhe. Wir sehen, daß nur eine Verschiebung  $\Delta z \approx 0,1$  herauskommt. Das ist zu wenig, um in Abb. (10,15) berücksichtigt zu werden.

Eine vollständige Berechnung des Erwärmungsvorganges für die ebene Berührungsfläche und überhaupt eine Ausrechnung mit Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit von  $\rho$ ,  $\lambda$  und  $c$  fehlt, wie gesagt. Praktisch wäre übrigens mit der Lösung nicht viel zu gewinnen, denn der wirkliche Temperaturverlauf weicht von dem hier berechneten wenig ab. Das geht aus einer im FL von FINK und KÖRNER [2] durchgeführten Messung hervor. Geprüft wurde der Kontakt zwischen zwei gekreuzt gegeneinander gedrückten Elektrographitstäben. Er wurde gewählt, weil in ihm eine gut kreisförmige Kontaktfläche entsteht, vgl. § 13, und der Kontaktwiderstand dank des Graphites verhältnismäßig groß und also gut meßbar wird. Der Kontakt war ursprünglich mit sehr schwachem Strom beschickt. Vom Augenblick  $t=0$  ab wurde die große Stromstärke  $I_0$  eingeschaltet, indem der größte Teil des Vorschaltwiderstandes mit Hilfe eines Stromtores kurzgeschlossen wurde. Die Kontaktspannung entsprach kurz nach  $t=0$  dem Widerstand des ungeheizten Kontaktes  $U = U(0)$ . Sie sank infolge der Erwärmung allmählich auf einen Endwert  $U = U(\infty)$  ab. Setzt man also:

$$U(t) = U(0) - u(t),$$

\* Es ist für  
das Verhältnis der Flächen  $R_u/R = 0 \quad 0,1 \quad 0,2 \quad 0,5 \quad 1$   
 $F_A/F_C = 0,81 \quad 0,91 \quad 0,96 \quad 1 \quad 1$

so wächst  $u(t)$  von  $u(0)=0$  bis auf  $u(\infty)=U(0)-U(\infty)$ . Grob angenähert ist  $u(t)$  proportional zu  $\theta(t)$  also:

$$\frac{u(t)}{u(\infty)} = \frac{\theta(t)}{\theta(\infty)}.$$

Diese Größe wurde gegen  $z = \frac{\lambda}{c b^2} t$ , und zwar mit  $b = \frac{2}{\pi} a$  laut (10,19) eingetragen. Dabei wurde mit  $\lambda$ - und  $c$ -Werten, die etwa der Übertemperatur  $\frac{1}{4}\theta(\infty)$  entsprachen, gerechnet. Wegen der Begründung verweisen wir auf die Originalarbeit. Es ergab sich schließlich innerhalb der Meßgenauigkeit derselbe Verlauf wie gemäß der Kurve *A* in Abb. (10,15). Nur für kleinere Werte von  $z$  zeigten sich Abweichungen in dem zu erwartenden Sinne. Die oben geschätzte Verschiebung der  $\theta(t)/\theta(\infty)$ -Kurve im Falle C) hält sich innerhalb der Meßfehlergrenzen. Die Übereinstimmung hängt wohl zum Teil damit zusammen, daß der spezifische Widerstand  $\rho$  des Graphits wenig temperaturabhängig ist. Von einem Metallkontakt könnte man wohl etwas größere Abweichungen erwarten. Immerhin dürfte ein Bedürfnis nach besserer Annäherung an die Wirklichkeit, als die Diagramme (10,14) und (10,15) geben, praktisch kaum vorliegen.

### § 11. Die Induktivität einer Strom-Enge.

In § 2 wurde der Engewiderstand definiert als ein zusätzlicher Widerstand, daher rührend, daß die Stromlinien nicht gleichmäßig die scheinbare Berührungsfläche durchsetzen, sondern durch die enge leitende Kontaktfläche gedrängt werden. Die Begriffe wurden an Hand eines einfachen Modelles, Abb. (2,04), geklärt. Dieses Zusammendrängen der Stromlinien bedingt eine zusätzliche Induktivität, über deren Größen-

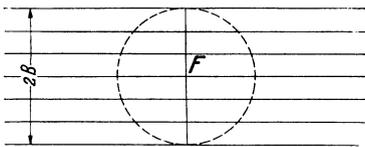


Abb. 11,01. Homogene Strömung.

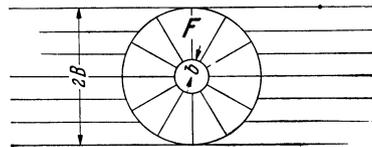


Abb. 11,02. Angenähertes Ersatzbild der Strömung im Kontaktfall.

ordnung wir jetzt Auskunft suchen. Eine allgemeine Berechnung für beliebige Kontaktflächen und beliebige Form der Kontaktglieder kommt nicht in Frage, und über die gesuchte Größenordnung erhalten wir schon Bescheid, wenn die Berechnung für das einfache, in den Abb. (11,01) und (11,02) veranschaulichte Modell durchgeführt wird. Es zeigt sich übrigens, daß es auf die Größe und somit auch auf die Form der Berührungsfläche nur wenig ankommt.

Zuerst hat R. STÖRMER [2] dieses Problem behandelt. Wir folgen aber einer genaueren und einfacheren Berechnungsart, welche von

H. BUSCH<sup>1</sup> stammt. Wir vergleichen einen zylindrischen Leiter, dessen Stromlinien gleichmäßig verteilt sind, Abb. (11,01), mit dem Kontaktfall (11,02). In diesem stehen zwei Zylinder aufeinander, und ihre Grundflächen  $F$  bilden die scheinbare Berührungsfläche. Dem Modell (1,01) entsprechend, wird als Kontaktfläche  $F_0$  die kleine Kugelfläche mit dem Halbmesser  $b$  betrachtet. Die größere in (11,02) angedeutete Kugel hat denselben Radius  $B$  wie der Zylinder. Vereinfacht denken wir uns eine gleichmäßige radiale Strömung zwischen den Kugeln  $b$  und  $B$ , während außerhalb  $B$  die Stromlinienverteilung dieselbe wie in Abb. (11,01) sein soll. Die beiden Strombilder innerhalb und außerhalb  $B$  passen dann zwar nicht ganz zusammen, jedoch kann der dadurch eingeführte Fehler nicht beträchtlich sein. Nun sei  $L_1$  die Induktivität der Kugel  $B$  im Falle der Abb. (11,01) und  $L_2$  die Induktivität der ebenso bezeichneten Kugel im Falle eines Kontaktes nach (11,02). Dann ist offenbar die geschätzte Zusatzinduktivität  $L = L_2 - L_1$ , zu deren Berechnung wir nur die Felder zu berücksichtigen brauchen, welche von den Strömen in diesen Kugeln herrühren, denn fremde etwa hineingreifende Felder sind teils verhältnismäßig schwach, teils in beiden Fällen gleich groß zu denken. Bedeuten  $W$  die magnetische Energie und  $I$  die Stromstärke, alles in dynamischen CGS-Einheiten, so ist<sup>2</sup> mit leicht verständlicher Indizierung:

$$L = \frac{2(W_2 - W_1)}{I^2}. \quad (11,03)$$

*Berechnung von  $2W_2/I^2$ .* Die Stromdichte durch die Einheitshalbkugelfläche ist  $j = I/2\pi$ . Innerhalb des Kegels vom Öffnungswinkel  $\vartheta$  fließt also der Strom:

$$I(\vartheta) = \int_0^\vartheta 2\pi j \sin \vartheta \, d\vartheta = I(1 - \cos \vartheta).$$

Die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}(\vartheta, r)$  auf der Mantelfläche dieses Kegels im Abstände  $r$  vom Mittelpunkt ist also gegeben durch:

$$2\pi r \sin \vartheta \cdot \mathfrak{H}(\vartheta, r) = 4\pi I(\vartheta),$$

woraus sich berechnet:

$$\mathfrak{H} = \frac{2I}{r} \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$$

und weiter nach Integration über beide Halbkugeln:

$$\frac{2W_2}{I^2} = \frac{2}{I^2} \cdot \frac{2\mu}{8\pi} \int \mathfrak{H}^2 \, dv = \frac{4\mu}{8\pi} 4 \int_b^B \int_0^{\pi/2} \operatorname{tg}^2 \frac{\vartheta}{2} \frac{2}{r^2} 2\pi r \sin \vartheta \cdot r \, d\vartheta \, dr.$$

<sup>1</sup> Von H. BUSCH dem Verfasser mitgeteilt, früher nicht veröffentlicht.

<sup>2</sup> Vgl. die geläufige Gleichung  $W = \frac{1}{2} LI^2$ .

Hier setzen wir  $\vartheta/2 = \varphi$  und erhalten:

$$\frac{2W_2}{I^2} = 16\mu(B-b) \int_{\pi/4}^0 \frac{1 - \cos^2\varphi}{\cos\varphi} d(\cos\varphi),$$

und nach einiger Umrechnung:

$$\frac{2W_2}{I^2} = 1,545 \mu(B-b). \quad (11,04)$$

*Berechnung von  $2W_1/I^2$ .* Hier zerlegt man zweckmäßigerweise die Kugel  $B$  in Hohlzylinder vom Halbmesser  $x$ , der Dicke  $dx$  und der Länge  $2\sqrt{B^2 - x^2}$ . Die Größe eines solchen Volumenelementes beträgt:

$$dv = 2\pi x \cdot dx \cdot 2\sqrt{B^2 - x^2}.$$

Ferner ist darin:

$$\mathfrak{S} = 2I \frac{x}{B^2}.$$

Dann wird:

$$\frac{2W_1}{I^2} = \frac{2}{I^2} \cdot \frac{\mu}{8\pi} \int \mathfrak{S}^2 dv = \frac{\mu}{\pi} \int_0^B \frac{x^2}{B^4} 2\pi x 2\sqrt{B^2 - x^2} dx.$$

Setzt man  $z = 1 - x^2/B^2$ , so gelingt die Integration leicht, und es ergibt sich:

$$\frac{2W_1}{I^2} = 0,533 \mu B. \quad (11,05)$$

Bilden wir nun  $L$  gemäß (11,03), (11,04) und (11,05), so entsteht:

$$L = \frac{2W_2}{I^2} - \frac{2W_1}{I^2} = 1,545 \mu(B-b) - 0,533 \mu B$$

oder gut annähernd für  $L$  in cm:

$$L = \mu B - 1,55 \mu b. \quad (11,06)$$

Nun ist  $b \ll B$ , und die Gl. (11,06) zeigt, daß es auf die Größe von  $b$  überhaupt wenig ankommt. Da die „innere Induktivität“, d. h. der Anteil der Induktivität in cm, der von dem Feld innerhalb des Leiters herrührt, für einen geraden Draht von der Länge  $l$  cm

$$L_d = 0,5 \mu l$$

ist<sup>1</sup>, so läßt sich das Ergebnis auf folgende Weise ausdrücken:

Die durch die Einschnürung hervorgerufene Induktivitätserhöhung  $L$  ist annähernd gleich der inneren Induktivität eines Drahtstückes von der Länge des Zylinderdurchmessers.

<sup>1</sup> Berechnung wie für  $2W_1/I^2$ , nur mit dem Unterschied, daß in  $dv$  die Wurzel  $\sqrt{B^2 - x^2}$  durch  $B$  ersetzt wird.

## § 12. Elektrodynamische und elektrostatische Kräfte in Kontakten.

### A. Die elektrodynamische Abstoßung in einem symmetrischen Kontakt.

Wieder halten wir uns an das Modell der Abb. (11,01) und (11,02). Wenn die Strömung senkrecht zur ganzen Anlagefläche etwa nach Abb. (11,01) stattfindet, so sind keine elektrodynamischen Kräfte zwischen den Kontaktgliedern tätig, wohl aber, wenn die Strömung nach Abb. (11,02) geht, und zwar rühren die mechanischen Kräfte von der Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Strom und dem von ihm erzeugten Magnetfeld her. Über das Magnetfeld haben wir uns schon in § 11 orientiert. Die magnetischen Kraftlinien sind um die Zylinderachse konzentrische Kreise, und in Punkten  $r$ ,  $\vartheta$  oder sagen wir längs des Kreises  $r$ ,  $\vartheta$  ist die Feldstärke:

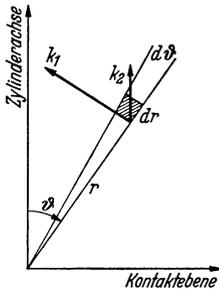


Abb. 12,02. Das schattierte Raumelement hat in der Bildebene die Koordinaten  $r$  und  $\vartheta$ , die Dimensionen  $d\vartheta$  und  $r \cdot d\vartheta$  und senkrecht zur Bildebene irgendeine kleine Ausdehnung. Es ist in der Richtung des Radius  $r$  von Strom durchflossen und erfährt vom Magnetfeld eine mechanische Kraft  $k_1$ , deren Komponente in der Richtung der Zylinderachse  $k_2$  ist.

$$\mathfrak{H} = \frac{2I}{r} \cdot \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (12,01)$$

Nun denken wir uns längs des Kreises  $r$ ,  $\vartheta$  ein Ringvolumen von den Querschnittsdimensionen  $r \, d\vartheta$  und  $dr$ , Abb. (12,02). Es enthält nebeneinander geordnet Stromelemente  $dI \, dr$ , deren jedes in der Richtung der Zylinderachse eine elektromagnetisch erzeugte Kraftkomponente  $k_2 = \mathfrak{H} \, dI \, dr \, \sin \vartheta$  erfährt<sup>1</sup>. Das ganze Ringvolumen führt den Stromteil  $I \sin \vartheta \, d\vartheta$  und erfährt also in der Richtung der Zylinderachse die Kraft  $\mathfrak{H} \, I \sin^2 \vartheta \, dr \, d\vartheta$ . Integrieren wir über das ganze Strom-Engegebiet des betreffenden Kontaktgliedes, so entsteht nach Einsetzen von  $\mathfrak{H}$  aus (12,01):

$$\mathbf{K}_r = 2I^2 \int_b^B \frac{dr}{r} \int_0^{\pi/2} (1 - \cos \vartheta) \sin \vartheta \, d\vartheta,$$

wo nun  $\mathbf{K}_r$  die gesuchte abstoßende Kraft ist. Die Integration ist leicht auszuführen und ergibt für  $\mathbf{K}_r$  in Dyn:

$$\mathbf{K}_r = I^2 \cdot \ln \frac{B}{b}; \quad (12,03)$$

dies mit CGS-Einheiten. Mißt man  $I$  in A und  $\mathbf{K}_r$  in g, so lautet das Resultat:

$$\mathbf{K}_r = 1,02 \cdot 10^{-5} \cdot I^2 \cdot \ln \frac{B}{b}. \quad (12,04)$$

Anders als bei der Induktivität kommt es hier merklich darauf an, wie groß  $b$  ist; die Abhängigkeit ist freilich nur logarithmisch.

<sup>1</sup> Wir setzen  $\mu = 1$  voraus, was bei CGS-Einheiten und Zahlenwertgleichungen erlaubt ist.

Um zu sehen, inwiefern diese Kraft bei Messungen zu berücksichtigen wäre, machen wir die folgende Schätzung für einen Kreuzdrahtkontakt. Der ganze Kontaktwiderstand ist laut (3,09)  $\rho/\pi b$ , also  $I = \mathbf{U}\pi b/\rho$ . Hier wollen wir  $b$  durch die Kontaktlast  $P$  und die Härte  $H$  ausdrücken und erhalten zunächst aus der Gl. (13,08)  $H\pi a^2 = P$ , wo  $a$  der Radius der wirklichen ebenen Berührungsfläche ist. Wir haben aber in (3,09) mit einer kugeligen Kontaktfläche, Radius  $b$ , gerechnet, und es fragt sich, wie sich  $b$  zu  $a$  verhält. Es dürfte am naheliegendsten sein, so einzu-richten, daß der Kontaktwiderstand  $\rho/2a$  gleich dem Widerstand  $\rho/\pi b$  des Modelles wird, vgl. (10,19). Dann wird:

$$H \cdot \frac{\pi^3 b^2}{4} = P, \quad I^2 = \frac{\mathbf{U}^2 \pi^2}{\rho^2} \cdot \frac{4P}{\pi^3 H}$$

und

$$\mathbf{K}_r \approx \frac{4}{\pi} \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\mathbf{U}^2 P}{H \rho^2} \cdot \ln \frac{B}{b}. \quad (12,05)$$

Mit Annäherung gilt für die *Metalle*  $\pi\rho = 10^{-5}$  und  $H\rho = 20$ . Der Ausdruck  $\ln B/b$  ist von der Größenordnung 5 bis 10. Einsetzen ergibt:

$$\mathbf{K}_r \approx \frac{\mathbf{U}^2 P}{5} \cdot \ln \frac{B}{b} \approx 1,5 \mathbf{U}^2 \cdot P, \quad (12,06)$$

also  $\mathbf{K}_r$  mit  $P$  vergleichbar im selben Maß wie  $1,5 \mathbf{U}^2$  mit 1 vergleichbar ist. Dies ist nun unter der Voraussetzung berechnet, daß nur eine Kontaktfläche vorliegt. Im Falle mehrerer  $a$ -Flächen vermindert sich die Kraft, weil der Beitrag der einzelnen  $a$ -Fläche im selben Maße abnimmt wie das Quadrat ihres Stromes zum ganzen Strom.

### B. Die elektrostatische Anziehung in einem Kontakt.

Eben haben wir uns über die elektrodynamische Abstoßung im Kontakt unterrichtet. Ihr wirkt entgegen eine elektrostatische Anziehung zwischen den Ladungen, welche die Kontaktspannung aufrecht-erhalten. Wir werden allerdings finden, daß diese Gegenwirkung im allgemeinen vernachlässigbar klein ist. Bei  $\mathbf{U}\mathbf{V}$  Potentialdifferenz be-trägt die Anziehungskraft  $P_a$  in  $\mathbf{g}$  zwischen zwei parallelen Flächen ( $F \text{ cm}^2$ ) im gegenseitigen Abstand  $y \text{ cm}$  und mit der gegenseitigen Kapazität  $C \text{ cm}$ :

$$P_a = \frac{F \mathbf{U}^2}{2,22 \cdot 10^9 \cdot y^2} = \frac{C \mathbf{U}^2}{y} \cdot \frac{1}{1,77 \cdot 10^8} \cdot 1 \quad (12,07)$$

<sup>1</sup> Beweis der Formel (12,07): Wenn in der angenommenen Plattenkapazität die Feldstärke  $\mathfrak{E}$  elektrostatische Einheiten und die Ladung einer Platte  $Q$  elektro-statische Einheiten sind, so wird diese Ladung mit der Kraft  $P_a = \mathfrak{E} Q/2 \text{ Dyn}$  zu der anderen Platte gezogen. Nun messen wir  $\mathbf{U}$  in  $\mathbf{V}$  und aus praktischen Grün-den die Kapazität  $C$  in  $\text{cm}$ , weil für die hier in Frage kommenden kleinen Kapazi-täten das  $\text{cm}$  das anschaulichste Maß bedeutet. Dann ist  $\mathfrak{E} = 1/300 \cdot \mathbf{U}/y$  und  $Q = C \cdot 1/300 \cdot \mathbf{U}$ . Einsetzen ergibt nach Übergang zu  $\mathbf{g}$  das rechte Glied der Formel (12,07).

Nun soll  $K_a$ , das wir berechnen, angeben, inwiefern die mechanische Kontaktlast  $P$  bei der Ausbildung der Kontaktfläche von der elektrischen Anziehung unterstützt wird. Nur die Anziehung außerhalb der Kontaktfläche  $F_0$  ist zu berücksichtigen. Das demonstrieren wir an den Abb. (3,17) und (4,15). Dort enden Äquipotentialflächen seitlich von  $F_0$  an dem Kontaktpalt, und Punkte der beiden Glieder mit beträchtlichen Potentialdifferenzen werden, nur durch den engen Kontaktpalt getrennt, einander gegenüberstehen. Senkrecht über und unter der Berührungsfläche liegen Punkte mit solchen Spannungsdifferenzen viel weiter auseinander. Dasselbe gilt für die Raumladungen, welche diese Spannungsdifferenzen bedingen. Sie kommen nur an den Rändern des Kontaktpaltes einander nahe genug, um groß zu werden und um eine beträchtliche Anziehung zu erzeugen. Die Weite  $y$  des Kontaktpaltes wird jedenfalls größer als ein paar Molekeldurchmesser, und da wir die Berührungsfläche selbst ausschließen, ist  $y$  überhaupt so groß anzusetzen.

In *Stabkontakten* ist die Berührungsfläche kleiner als  $P/10^6$ \*, und die hier zu berücksichtigende, den Kontakt umgebende ringförmige Fläche  $F$  beträgt nur Bruchteile davon, also  $F < P/10^6$ . Dazu kommt  $y > 5 \cdot 10^{-8}$  cm und (bei Widerstandsmessungen)  $U < 0,1$  V; also:

$$K_a < \frac{P}{500}, \quad (12,08)$$

ein in Hinsicht auf die erreichbare Genauigkeit vernachlässigbarer Zusatz zur Kontaktlast.

Bei *Plattenkontakten* liegen größere, sich nicht berührende Flächen der Kontaktglieder so nahe beieinander, daß zwischen ihnen eine merkbare Anziehung wirken kann. Man muß z. B. im Falle von Kohlebürsten die ganze eingeschliffene Fläche, sagen wir  $F = 1$  cm<sup>2</sup> als Ladung tragende Fläche berücksichtigen. Im Vergleich mit ihr ist die Kontaktfläche zu vernachlässigen. Die Spaltweite ist natürlich in der ganzen Fläche nicht überall die gleiche, und wir rechnen darum erstens mit einer nächsten Umgebung der wirklichen Berührungsflächen von etwa  $2P/10^6$  cm<sup>2</sup>, wo  $y$  die Größenordnung einiger  $10^{-7}$  cm haben kann, und zweitens mit der ganzen eingeschliffenen Fläche von 1 cm<sup>2</sup> mit einem  $y > 10^{-5}$  cm im Mittel. Die Spannung zwischen Bürste und Ring ist beträchtlich, nämlich von der Größenordnung 1 V. Dann ist nach (12,07) für Kohlebürsten die elektrostatische Anziehung in g:

$$K_a < 2 \frac{P}{10^6} \frac{10^{14}}{2,22 \cdot 10^9 \cdot 5} + \frac{10^{10}}{2,22 \cdot 10^9} = 0,02P + 4,5.$$

Bei allen für die *Plattenkurven im Diagramm* (14,04) verwendeten Messungen war die Kontaktspannung sehr klein,  $U < 0,01$  V, so daß

\* Dies folgt aus der Formel (13,08), wenn man beachtet, daß die Härte  $H$  von der Größenordnung einige  $10^6$  g/cm<sup>2</sup> ist.

$K_a$  10000mal kleiner wird als bei Kohlebürsten, also bei den hier angeführten Messungen  $K_a$  vernachlässigt werden kann.

Der sog. **JOHNSEN-RAHBK-Effekt**<sup>1</sup> besteht in einer *elektrostatisc*hen *Anziehung* zwischen einem glatten Halbleiter und einer darauf liegenden Metallplatte (ursprünglich wurde ein biegsames Metallblatt verwendet), wenn ein Strom durch ihren Kontakt geschickt wird. An dem großen Kontaktwiderstand können Spannungen von der Größenordnung 100 V und demgemäß große Anziehungskräfte auftreten. Die Ladungen in dem Halbleiter dürften eine gewisse Tiefenverteilung haben. Außerdem sind die Halbleiter in vielen Fällen hygroskopisch und das absorbierte Wasser ändert ihre Leitfähigkeit und gelegentlich auch die Härte an der Oberfläche. Alle diese Veränderungen beeinflussen bei gegebener Stromstärke die Kontaktspannung, und von dieser hängt die Anziehung ab. So sieht man ein, daß die Anziehung sich von der Feuchtigkeit abhängig erweisen kann. In dem Schrifttum wurden hierüber allerhand Diskussionen geführt.

### § 13. Elastizität, Härte und Atomplatzwechsel.

Diese Begriffe werden im folgenden viel gebraucht und müssen jetzt so weit definiert werden, daß die Bedingungen für ihre Verwendung übersehen werden können.

Jeder Widerstand eines festen Körpers gegen äußere mechanische Kräfte beruht darauf, daß seine Atome aus Gleichgewichtslagen entfernt werden, wobei Wehrkräfte die Atome in ihre Gleichgewichtslagen zurückzuführen suchen. Wenn dabei diese Gleichgewichtslagen selbst unverändert bleiben, so ist die *Verformung elastisch*, und sie geht ganz zurück, sobald die äußere Kraftwirkung aufhört. Hat sich aber unter dem Druck das Gebilde der Gleichgewichtslagen ohne Aufhebung des Zusammenhanges geändert, so bleibt nach der Entlastung eine *plastische Verformung* zurück. Diejenigen plastischen Verformungen, welche schnell verlaufen, erfolgen in kristallinen Körpern hauptsächlich durch Gleiten von Atomschichten in bevorzugten Kristallrichtungen, sowie durch Verschiebungen an den Kristallitgrenzen. Das genaue Studium des Gleitvorganges führt man am Einkristall durch. Uns interessieren jedoch nur vielkristalline Körper, und es genügt die Feststellung, daß es für die Wehrkräfte eine obere Grenze gibt, und daß, wenn diese erreicht wird, die plastische Verformung einsetzt.

Die genannte Grenze ist abhängig von der Vorgeschichte des Stoffes; sie wird durch plastische Verformung in der Kälte erhöht. Das ist die sog. *Kalt-Verfestigung*, für die man verschiedene Erklärungen gegen-

<sup>1</sup> K. ROTTGARDT, er behandelt auch die technische Verwendung; H. TOBY [1] und [2]; P. BÖNING; G. DECHÊNE; G. HOFFMANN, S. 305. In diesen Abhandlungen und besonders in TOBYS Dissertation und HOFFMANNS Artikel findet man weitere Hinweise auf das Schrifttum.

wärtig prüft. Ob sie nun in Verhakungen beim Gleiten, in Beseitigung von inneren Rissen besteht oder andere Ursachen hat, lassen wir dahingestellt sein. Die Hauptsache ist, daß die neuen Gleichgewichtslagen gegenüber kürzeren mechanischen Beanspruchungen widerstandsfähiger als die älteren sind; das ist die Verfestigung. Sie bedeutet aber nicht, daß die Atomlagen jetzt auf die lange Dauer stabiler als sonst sind. Im Gegenteil, das verfestigte Atomgitter hat einen Energieüberschuß und besitzt die Tendenz, allmählich durch Atomplatzwechsel wieder einen unverfestigten Zustand zu erreichen<sup>1</sup>.

Der *Platzwechsel* geschieht sehr langsam bei niedriger Temperatur, z. B. Zimmertemperatur, wird aber stark beschleunigt, nachdem eine gewisse Temperaturgrenze überschritten ist. Wenn der Platzwechsel innerhalb der alten Kristallitgrenzen und bei annähernd beibehaltenen Kristallorientierungen stattfindet, so nennt man den Effekt *Erholung*; wenn aber eine Umordnung zu vergrößerten oder ganz neuen Kristalliten führt, so spricht man von einer *Rekristallisation*. Die Erholung spielt sich mit gleicher Wahrscheinlichkeit überall in einem Kristalliten ab, wo die gleiche Verspannung vorkommt. Die Rekristallisation verbreitet sich von Keimen aus, und die betreffenden Atomsprünge finden nur an der gerade erreichten Grenze statt.

Der Platzwechsel ist eine Folge der Temperaturbewegung der Atome. Nur in Augenblicken, in denen ein Atom eine ausreichende kinetische Energie gewonnen hat, um ein gewisses von dem Werkstoff und von der eventuellen Verfestigung abhängiges Gegenpotential  $\varphi$  zu überwinden, kann das Atom einen Platzwechselsprung vornehmen. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Sprunges

ist also proportional zu  $e^{-\frac{\varphi}{kT}}$ . Bei jeder Schwingung eines Atomes besteht nur eine Möglichkeit, einen Sprung auszuführen. Ist also  $\nu$  die mittlere Eigenfrequenz der Atome<sup>2</sup> und  $t$  die Beobachtungszeit, so ist die Anzahl  $N$  der Platzwechsel eines Atoms in der Zeit  $t$  proportional zu  $\nu \cdot t$ . Fügen wir beide Faktoren zusammen, so entsteht:

$$N = \text{const} \nu t e^{-\frac{\varphi}{kT}}.$$

Denken wir uns  $N$  konstant, also einen gewissen Entfestigungsgrad gegeben, so kann dieser entweder durch die Wahl einer genügend hohen Temperatur oder in genügend langer Zeit erreicht werden, und wie hierbei Temperatur und Zeit gegeneinander abzuwägen sind, darüber gibt die Formel Auskunft. Wir entnehmen diese Überlegungen einer Abhandlung von J. A. M. VAN LIEMPT [1]. Er gelangt zu der folgenden Formel (13,01), deren Zusammenhang mit der obigen

<sup>1</sup> Außer dieser allmählichen Umordnung der einzelnen Atome können wohl auch plötzliche Formänderungen ganzer elastisch gespannter Kristallite zur Entfestigung führen. Solche Entfestigungen werden besonders bei neuer veränderter mechanischer Beanspruchung hervorgerufen und spielen eine Rolle in der Theorie der Wechselfestigkeit von U. DEHLINGER. Wir haben keine Veranlassung, diese Theorie hier näher zu behandeln.

\* Siehe z. B. bei CLEMENS SCHAEFER das Kapitel über statistische Mechanik.

<sup>2</sup> Es handelt sich um die für die spezifische Wärme bei niedriger Temperatur maßgebenden Eigenfrequenzen.

nach einfacher Umrechnung auf der Hand liegt:

$$T = \frac{A}{\ln 4 \nu t}. \quad (13,01)$$

Hier ist  $A$  von der Größenordnung  $10 T_s$ , wo  $T_s^\circ \text{K}$  die Schmelztemperatur bedeutet.  $\nu$  ist von der Größenordnung  $10^{12}$  Schwingungen pro s. Die Formel (13,01) basiert auf ziemlich groben Schätzungen, und es ist angebracht, die Konstanten  $A$  und  $\nu$  so zu korrigieren oder sagen wir anzupassen, daß  $T$  gleich der bekannten Rekristallisationstemperatur wird, wenn  $t$  einige Minuten beträgt, also etwa  $T = 0,4 T_s$ . Tut man dies, so entsteht, wenn  $t$  in Stunden gemessen wird:

$$T = \frac{12 T_s}{35 + \ln t}. \quad (13,02)$$

Wir werden die Formel (13,02) nicht direkt benutzen, sondern nur für das folgende Problem verwerten. Man denke sich eine durch ein gewisses Gegenpotential  $\varphi$  gekennzeichnete Platzwechsellerscheinung, welche bei der Temperatur  $T_1$  die Zeit  $t_1$  in Anspruch genommen hat, und frage, wie ein anderes Variablenpaar  $T_2, t_2$  sein muß, um zum selben Resultat zu führen. Einsetzen in (13,02) ergibt nach Division und Umformung:

$$\frac{35 + \ln t_1}{T_2} \cdot (T_1 - T_2) = \ln \frac{t_2}{t_1}. \quad (13,03)$$

Ein Beispiel der Verwendung dieser Formel wird am Schluß des Paragraphen gebracht.

Zunächst schildern wir allgemeiner, in welcher Weise die Erscheinungen *Härte, Verfestigung, Elastizität* usw. in die Kontaktlehre einspielen, und zwar erläutern wir dies zweckmäßig an Hand der *Kontaktart* zwischen *gekreuzten Stäben*. Zwei ideal glatte Metallstäbe (etwa so hart wie Pt) mit einem Durchmesser von 3 bis 5 mm mögen vorliegen. Sie berühren sich über Kreuz mit einer Kontaklast von etwa 10 g. Die Materialbeanspruchung ist dabei rein elastisch, und die Verformung kann nach Formeln von H. HERTZ<sup>1</sup> berechnet werden. Die Berührungsfläche  $F_0$  wird ein Kreis mit dem Halbmesser

$$a = \sqrt[3]{\frac{3\xi P r}{8 E}},$$

wo  $r$  den Halbmesser des Stabes,  $E$  den Elastizitätsmodul<sup>2</sup> des Metalles und  $P$  die Kontaklast bedeuten, und wo  $\xi$  eine Zahl ist, die irgendwo zwischen 3 und 4 liegt, je nachdem wie die Poissonsche Konstante  $\mu$  zwischen  $\frac{1}{2}$  und 0 ihre Lage hat. Für die in Frage kommenden Metalle liegt  $\mu$  etwa zwischen 0,3 und 0,4, und einen guten Mittelwert für  $a$  gibt die im folgenden verwendete Formel:

$$a = 1,11 \sqrt[3]{\frac{P r}{E}}, \quad (13,04)$$

<sup>1</sup> H. HERTZ, siehe auch C. BACH, S. 120

<sup>2</sup> Vgl. Hütte I, Auflage 1923, S. 614.

wo  $\sqrt[3]{\frac{3\xi}{8}}$  durch 1,11 ersetzt worden ist. Dieselbe Formel gilt für die wirkliche Berührungsfläche zwischen einer Kugel mit dem Halbmesser  $r$  und einer Platte aus demselben Material.

In der Berührungsfläche  $\pi a^2$  verteilt sich der Druck  $p$ , der *Kontakt-druck*, gemäß der Formel:

$$p = \frac{1,5P}{\pi a^3} \sqrt{a^2 - x^2}, \quad (13,05)$$

wo  $x$  den Abstand des Aufpunktes vom Mittelpunkt der Berührungsfläche bedeutet. Der größte Druck  $p_{\max}$  wirkt in der Mitte des Kreises und ist

$$p_{\max} = \frac{1,5P}{\pi a^2}, \quad (13,06)$$

also 1,5mal größer als der mittlere Druck  $\bar{p}$ . Die gegenseitige Annäherung  $\delta$  der Achsen der Stäbe ist sowohl bei dieser elastischen wie bei einer durch die Gl. (13,08) gekennzeichneten unelastischen Verformung:

$$\delta = \frac{a^2}{r}. \quad (13,07)$$

Nun gehen wir mit der Kontaktlast  $P$  in die Höhe. Dann wird  $p_{\max}$  einmal die sog. *Druckhärte* des Metalles erreichen, und wo dies gerade geschieht, tritt eine plastische Änderung ein, welche mit einer ziemlich verwickelten Verformung verbunden ist. Das erweichende Metall fließt nämlich nicht einfach zur Seite, sondern noch tief im Metall drinnen verschieben sich Gleichgewichtslagen der Atome, und zwar im allgemeinen unter Begleitung von Verfestigungen<sup>1</sup> (Ausnahme: Graphit verfestigt sich nicht). Gegen eine noch weiter wachsende Kontaktlast benimmt sich also das Metall wie neu verfestigt, d. h. härter als ursprünglich. Mit einer gewissen Annäherung werden wir jedoch, wenn es sich um nicht allzu tiefe Eindrücke handelt, mit einer konstanten mittleren Härte  $H$  rechnen dürfen<sup>2</sup>. Wenn nun die Kontaktlast an unserem Metalldrahtkontakt genügend viel, z. B. 5 kg, beträgt, so verformt sich der Stoff schon unter der ganzen Kontaktfläche plastisch, und man darf annähernd überall  $p=H$  setzen, so daß die Gleichung

$$\boxed{H \cdot F_0 = P} \quad \text{oder hier} \quad H \cdot \pi a^2 = P \quad (13,08)$$

maßgebend wird. Ein kleines Randgebiet der Berührungsfläche wird zwar immer noch ausschließlich elastisch beansprucht sein; es hat sich aber gezeigt, daß man dieses weitgehend vernachlässigen kann. Die Gl. (13,08) liegt der MEYERSchen Härtebestimmung zugrunde<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Vgl. G. SCHMALTZ, S. 21.

<sup>2</sup> Die im folgenden herangezogenen Härtemessungen sind auf weniger als 10% bis zur benutzten Eindruckstiefe eindeutig.

<sup>3</sup> Siehe z. B. Handbuch der Werkstoffprüfung, Bd. 2. Berlin: Julius Springer 1939.

Der Vollständigkeit wegen definieren wir auch den Begriff „spröde“, obwohl von ihm hier kein Gebrauch gemacht wird. Wenn ein Körper bei Verformung zerspringt, während die Beanspruchung noch lediglich (oder fast nur) elastisch ist, also bevor eine plastische Verformung eintritt, so ist er *spröde*. Die Sprödigkeit eines Metallkristalles hängt damit zusammen, daß Spaltebenen, nicht Gleitebenen, zuerst in Funktion treten.

Die gemachte Voraussetzung von ganz glatten Stäben ist natürlich nie vollständig erfüllt, sondern die *Oberflächen* sind immer etwas *wellig*. Das hat wenig zu bedeuten bei einer großen Kontaktlast, welche die Wellen ausebnet, kann aber bei kleiner Kontaktlast dazu führen, daß nur diskrete Teile der für glatte Körper in Frage kommenden Berührungsfläche — von HOLM<sup>1</sup> früher HERTZ-Fläche genannt — wirklich zur tragenden Berührung gelangen. Diese einzelnen Flächen bilden zusammen eine verhältnismäßig kleine Berührungsfläche  $\mathbf{F}_0$  und sind oft plastisch beansprucht, obwohl die ganze HERTZ-Fläche den Druck elastisch tragen könnte. Nimmt man bei konstanter Kontaktlast den Stabdurchmesser immer größer, so wird gemäß (13,04) auch die HERTZ-Fläche größer. Man könnte vermuten, daß dabei die plastische Beanspruchung der Berührungsfläche allmählich in eine elastische übergeht, die im *Platten-Kontakt* allein vorkommen würde. Die Welligkeit der Oberfläche setzt aber sehr bald eine Grenze für diese Entwicklung. Auch der jungfräuliche Platten-Kontakt ist weitgehend plastisch beansprucht, so daß  $\bar{p}$  im Mittel etwa der folgenden Gleichung genügt:

$$\bar{p} = 0,5H \quad \text{oder anders ausgedrückt} \quad 0,5H\mathbf{F}_0 = P. \quad (13,09)$$

Nur mit Schwierigkeit (Einschleifen) kann man so große Berührungsflächen erzeugen, daß  $\bar{p} = 0,1H$  herauskommt. Ein näheres Eingehen auf diese Erscheinungen folgt, wo die Auskunft gebenden Widerstandsmessungen geschildert werden, in den §§ 14 und 16; vgl. Tafel (37,01).

Die oben definierte *Härte*  $H$  ist in der Hinsicht nicht eindeutig, daß sie *von der Zeit abhängt*. Insofern die unter dem Druck stattfindende Verformung durch Platzwechsel, was Zeit kostet, geschieht, wächst die Berührungsfläche allmählich, d. h.  $H$  erscheint mit der Zeit immer kleiner, strebt allerdings bei den Metallen im allgemeinen einem Endwert zu. Wenn weiter *nichts vermerkt* wird, so bezeichnen wir im folgenden mit  $H$  eine *Härte*, die *nach* einer Eindruckszeit von etwa *einer Minute* zutage tritt. Besonders bei hohen Temperaturen kann ein weiteres Zusammensinken von Kontakten dazu führen, daß schließlich die Eindrucksfläche um eine Zehnerpotenz größer ist als dem ursprünglichen  $H$  entspricht. Die folgenden Tafeln (13,10) und (13,11) demonstrieren das Gesagte durch einige Beispiele. Da ist mittels der Bezeichnung  $H(\vartheta_f, \vartheta, t)$  ausgedrückt, zu welchen Werten  $\vartheta_f, \vartheta, t$  die betreffende als  $H = P/\mathbf{F}_0$  gemessene Härte gehört. Und es bedeutet  $\vartheta_f$  die „Formierungstemperatur“ der Probestücke, unter deren Einfluß

<sup>1</sup> R. HOLM [7], S. 233.

sie zuerst einzeln so lange blieben, bis an ihnen keine weitere Härteänderung eintrat.  $\vartheta$  ist die Meßtemperatur, bei welcher der zu prüfende Kontakt zustande gebracht wurde und die Zeit  $t$  über liegenblieb, bevor er wieder abgenommen wurde, wonach mikroskopisch die *Eindrucksfläche*  $F_0$  gemessen wurde.  $t = \infty$  deutet eine so lange Liegezeit an, daß eine konstante Eindrucksfläche erreicht wurde.

Tafel (13,10). Kontaktwiderstände  $R$  in Abhängigkeit von der Zeit.

Kontakt	Kontaktlast $P$ g	Meß- temperatur $\vartheta$ ° C	Alter $t$ des Kontaktes in Stunden und Widerstand $R$ in $10^{-8} \Omega$				
Ag-Ag	35000	18°	$t = 0$	0,5	5	144	1100
			$R = 17$	16,2	15,84	15,2	
Ag-Ag	10000	20°	$R = 34,7$	33	31,5	29,5	28,3
Ag-Ag	35000	165°	$t = 0$	4	9	72	210
			$R = 22$	14	12,5	9,5	8
Ag-Ag	10000	18°	$t = 0$	1	24	360	1200
			$R = 34,7$	32,6	30,7	28,9	28,3
Cu-Cu	35000	150°	$t = 288$	960	2640		
			$R = 37$	34,3	32,6		

Tafel (13,11). Die Härte einer Silberprobe in Abhängigkeit von Zeit (Stunden) und Temperatur.

Formierungs- temperatur $\vartheta_f$ ° C	Meß- temperatur $\vartheta$ ° C	$H(\vartheta_f, \vartheta, 1/60)$ $\frac{t}{\text{cm}^2}$	$H(\vartheta_f, \vartheta, \infty)$ $\frac{t}{\text{cm}^2}$
18°	18°	8,2	6,8
130°	18°	7,8	—
130°	130°	—	1,45
165°	18°	6,3	—
165°	165°	4,5	0,72
200°	18°	4,6	—
200°	200°	—	0,35

Man sieht, wie die Formierung die nachher bei Zimmertemperatur und mit einer Kontaktdauer von einer Minute gemessene Härte von 8,2 auf 4,6 t/cm<sup>2</sup> erniedrigt, wenn die Formierungstemperatur von 18 bis 200° C gesteigert wird. Unvergleichlich viel stärker sinkt aber die Dauerhärte, d. h. diejenige, welche bei der erhöhten Temperatur nach langer Liegezeit des Kontaktes ( $t = \infty$ ) gemessen wird, nämlich von 6,8 bis auf 0,35 t/cm<sup>2</sup>. Angaben über Härten bei sehr niedrigen Temperaturen finden sich in der Tafel (20,05).

Schließlich bringt die Tafel (13,12) das in Aussicht gestellte *Beispiel zu der Formel (13,03)*. Drei Kontakte zwischen gekreuzten Silberstäben wurden unter der Kontaktlast 35 kg bei je  $T = 473^\circ$ ,  $438^\circ$  und  $403^\circ \text{K}$  untersucht. Der Platzwechsel veranlaßte ein abklingendes Zusammensinken der Kontakte. Die Kontaktwiderstände, auf  $438^\circ \text{K}$  gemäß der Formel  $\varrho = \varrho_0(1 + \alpha \vartheta)$  reduziert, wurden

als Kennzeichen für zusammengehörige Zustände 1, 2 oder 3 verwertet. So ist z. B. der Zustand 1 durch das Absinken des reduzierten Kontaktwiderstandes vom ursprünglichen Wert bei Zimmertemperatur auf einen gewissen Bruchteil gekennzeichnet, welcher bezüglichweise nach 0,25, 4 oder 99 Stunden erreicht wurde. Ausgehend von dem Verlauf bei der mittleren Temperatur werden die anderen Zeiten mit Hilfe der Formel (13,03) berechnet.

Tafel (13,12). Zeiten für gewisse Formänderungen, teils gemessen, teils nach (13,03) berechnet.

Zustand	Bei der Temperatur			
	473°	438°	403°	K
	Zustand erreicht nach Stunden:			
1	0,25	4	99	gemessen
	0,23	4	112	berechnet
2	0,47	8,5	230	gemessen
	0,46	8,5	255	berechnet
3	6,0	138	—	gemessen
	6,2	138	—	berechnet

Wie aus der Tafel (13,10) ersichtlich, bleibt bei Zimmertemperatur der Kontaktwiderstand nach einigen Stunden oder Tagen wesentlich konstant. Natürlich vergleicht man Kontakte am besten in dem Dauerzustand. Um ihn ohne die lange Wartezeit zu erreichen, kann man sich einer künstlichen Alterung bedienen, so wie es besonders bei früheren Messungen im FL gemacht wurde. Das Verfahren wurde damals **Normieren**<sup>1</sup> genannt. Es besteht darin, daß der Kontakt auf kurze Zeit etwas Überdruck bekommt oder durch Betönung mit einer Stimmgabel<sup>2</sup> schwach erschüttert wird. Die Erschütterung hat auch den Zweck, Fremdkörper von hervorragenden Spitzen zu entfernen, und bei kleiner Kontaktlast einen anfänglichen Widerstand gegen die plastische Ausbildung von Einzelflächen zu brechen.

#### § 14. Kontaktwiderstand und Kontaktfläche in Abhängigkeit von der Kontaktlast, wenn diese mäßig oder groß ist.

Wie die Kontaktlast die Berührungsfläche  $F_0$  bestimmt, wurde für einige sehr einfache Fälle in §13 gezeigt. Für diesen Paragraphen machen wir die vereinfachende Annahme  $F_0 = F_0$ , denken uns also (quasi-) metallische Kontakte; aber die Form der Berührungsfläche soll die jeweils wirkliche ohne Idealisierung sein. Wir richten das Augenmerk direkt auf den Zusammenhang zwischen leitender Kontaktfläche  $F_0$  und Widerstand  $R$ . Das Gebiet der kleinsten Kontaktlast interessiert dabei zunächst wenig. Es wird in § 15 ausführlich behandelt.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM [7], S. 234.

<sup>2</sup> Die Stimmgabelmethode wurde von A. MEYER sowie von F. P. BOWDEN und D. TABOR [7] verwendet.

Wir rechnen vorläufig mit *rein metallischen Oberflächen*, wohl bewußt, daß solche nur schwer und unter Abschluß von reagierenden Gasen wie Sauerstoff verwirklicht werden können.  $R$  ist soweit nur ein Engewiderstand. Die Komplikation durch Fremdschichten wird nachträglich berücksichtigt. Schließlich muß auch bemerkt werden, daß zunächst jungfräuliche Kontaktflächen in Frage kommen, so daß vor allen Dingen solche ausgeschlossen sind, die sich vorher einer größeren Kontaktlast angepaßt haben.

Wir werden hauptsächlich zwei Extremfälle behandeln, einmal den *Kontakt zwischen gekreuzten zylindrischen Stäben*, die bei größerem  $P$  eine kreisrunde, gut definierte Kontaktfläche  $F_0$  haben, und dann als Gegensatz dazu den *Kontakt zwischen praktisch ebenen Platten*, deren Berührungsfläche in *mehrere* auseinanderliegende *Einzelflächen* aufgeteilt ist.

Bleiben wir zunächst bei den **Stabkontakten**. Die Abb. (7,01) veranschaulicht das, was wir Stabkontakt nennen, nämlich den Kontakt zwischen zwei gekreuzten zylindrischen Stäben. Der Durchmesser der Stäbe sei groß im Verhältnis zur gebildeten Kontaktfläche. Die Abbildungen (7,02) und (7,03) zeigen eine praktische Anordnung für Messungen mit solchen Kontakten. Wählen wir mäßig harte Stäbe vom Durchmesser 3 bis 5 mm und eine Kontaktlast  $P$  von der Größenordnung 300 bis 6000 g, so erreicht der Druck  $p$  fast in der ganzen Kontaktfläche die Fließgrenze  $H$  des Metalles und die Kontaktfläche wird ein Kreis mit dem Halbmesser  $a$ . Zwischen  $a$ , der Kontaktlast  $P$  und der Härte des Materials gilt dann die einfache Beziehung (13,08). Da  $a$  im Verhältnis zur Dicke der Stäbe klein ist, kann der doppelseitige Engewiderstand  $R$  nach Gl. (3,33) gut berechnet werden als

$$R = \frac{\rho}{2a}. \quad (14,01)$$

Bei kleinerer Kontaktlast, z. B. 10 g und recht glatten Stäben, kann  $p$  überall unterhalb  $H$  liegen, so daß die Beanspruchung in der Kontaktstelle durchaus elastisch ist. Auch dann ist die Kontaktfläche  $F_0$  ein Kreis, dessen Halbmesser durch die HERTZSche Gl. (13,04) bestimmt wird.

Aus den Gl. (13,04) und (13,08) in Verbindung mit der Widerstandsformel (14,01) folgt für die Beziehung zwischen der Kontaktlast  $P$  und dem Kontaktwiderstand  $R$  zwischen gekreuzten Stäben im rein elastischen Gebiet ( $P$  klein)

$$R \propto P^{-\frac{1}{2}} \quad (14,02)$$

und im Fließgebiet ( $P$  groß)

$$R \propto P^{-\frac{1}{2}}. \quad (14,03)$$

Es sei noch einmal betont, daß die Formeln (14,02) und (14,03) streng nur für metallische Berührung gelten. Bei Anwesenheit von

Fremdschichten werden natürlich die Kontaktwiderstände größer. Außerdem werden sie von der Kontaktlast stärker abhängig als den genannten Formeln gemäß, vgl. Abb. (14,04).

Die HERTZschen Formeln (13,04) und (13,05) setzen eigentlich glatte Zylinderoberflächen voraus. In Wirklichkeit ist aber die Oberfläche immer etwas wellig oder rau<sup>1</sup>. Solange die Kontaktlast *beträchtlich* ist, vermag sie bei mäßiger Oberflächenwelligkeit eine zusammenhängende Berührungsfläche zu erzeugen. Unebenheiten des einen Kontaktgliedes bilden sich im Eindruck in das andere ab<sup>2</sup>. Dann gestalten sich die Kontaktwiderstände zwischen praktisch glatten, gekreuzten Stäben sehr genau gemäß den Formeln (13,08) und (14,01), wenn nur die Oberfläche rein metallisch ist. R. HOLM und R. STÖRMER [11] haben an Platinstäben mit  $P=6$  bzw.  $15$  kg eine Übereinstimmung von 1 bis 2% zwischen elektrisch gemessenen und nach der Formel (14,01) berechnetem Kontaktwiderstand erhalten. Dabei war  $a$  mikroskopisch als der Halbmesser des bleibenden Eindruckes an der Kontaktstelle bestimmt worden.

Ist aber die *Kontaktlast so klein*, daß glatte Stäbe eine nur elastisch beanspruchte Berührungsfläche  $F$  ergeben hätten, so entstehen in Wirklichkeit in einer ebenso großen Fläche  $F$  — der HERTZ-Fläche — elastische Verbiegungen, jedoch ohne daß überall eine wirkliche Berührung auftritt<sup>3</sup>. Infolge der tatsächlichen Welligkeit entsteht nämlich *Kontakt* nur in *Teilflächen von  $F$* , und in ihnen ist der Druck natürlich größer, als er gemäß der HERTZschen Formel (13,05) in der voll berührten Fläche  $F$  gewesen wäre. Er kann sogar sehr wohl die Fließgrenze erreichen. Der Engewiderstand durch die  $a$ -Flächenschar ist natürlich größer als durch die ganze Fläche  $F$  hindurch, wenn sowohl für den welligen als auch für den glatten Stab die Kontaktlast dieselbe ist. Diese Wirkung der Welligkeit reicht bis zu einem größeren  $P$ , je härter der Werkstoff ist. Bei Platin ist sie bis  $P=500$  g, bei Gold nur unterhalb  $P=200$  g merkbar<sup>4</sup>.

Eine stärker eingreifende Störung als von der Welligkeit rührt bei allen Metallen, besonders bei den unedlen, von *Fremdschichten* (adsorbierte Gase, Oxyde, Sulfide usw.) her. In Luft ist also der Kontaktwiderstand größer als der Engewiderstand nach (14,01).

Die Abb. (14,04) veranschaulicht die *Abhängigkeit der Kontaktwiderstände  $R$  von der Kontaktlast  $P$*  in einem doppelt logarithmischen Koordinatensystem. *Ausgezogene* Kurven betreffen metallisch reine Kontakte, also solche, die man nur im Vakuum an entgasten Metallen oder

<sup>1</sup> Wellenhöhe meistens 0,1 bis 0,01 mm, vgl. G. SCHMALTZ.

<sup>2</sup> Vgl. R. HOLM [32], Bild (2).

<sup>3</sup> Diese Fläche  $F$  wurde von R. HOLM [7] als HERTZ-Fläche bezeichnet, weil sie annähernd nach der HERTZschen Formel (13,04) berechnet werden kann.

<sup>4</sup> Vgl. R. HOLM [7], besonders S. 245.

bei Anwesenheit von nicht reagierenden und sich nicht niederschlagenden Gasen (Edelgase) erhalten kann. Diese Kurven sind nur zum Teil gemessen, im übrigen nach den Formeln der §§ 13 und 14 berechnet.

In der Praxis kommen metallisch ganz reine Kontakte nicht vor, sondern immer sitzen auf den Metallen mehr oder weniger störende Fremdschichten. Die Größenordnung ihres Einflusses mußte in dem

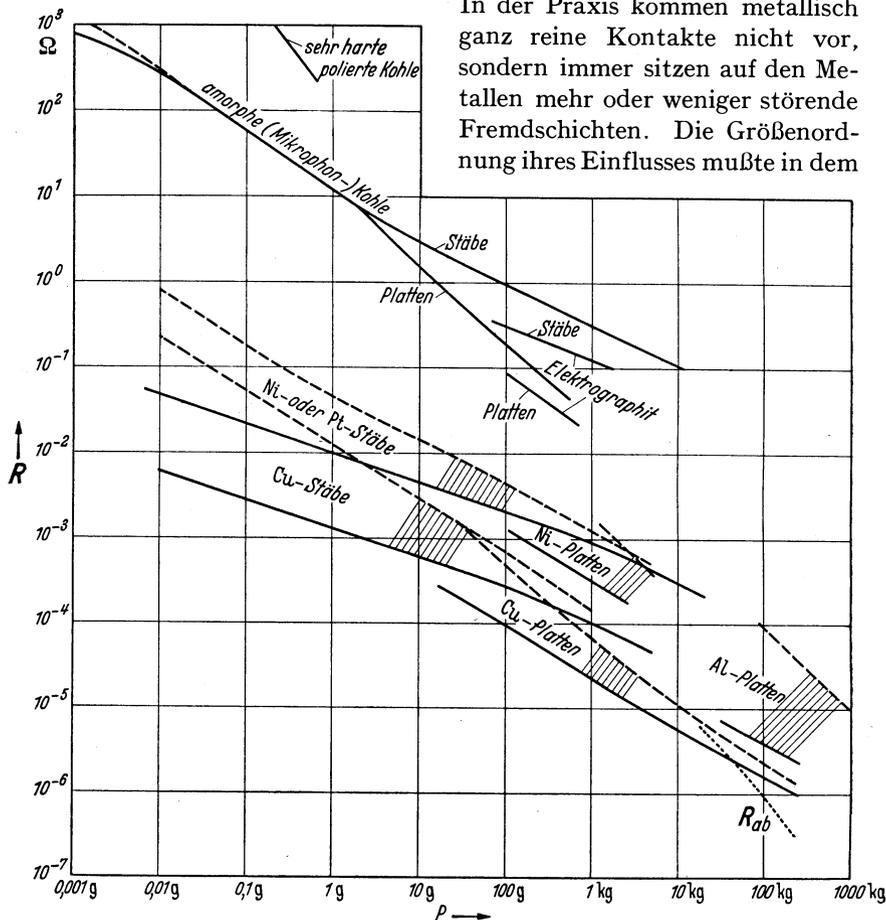


Abb. 14,04. Kontaktwiderstände  $R$  in Abhängigkeit von der Kontaktlast  $P$ . Ausgezogene Kurven für Metalle gehören zu rein metallischen Kontakten. Durch eine erste einmolekulare Fremdschicht werden die Widerstände bis auf die zugeordnete (durch Schattierung verbunden) gestrichelte Kurve gehoben. Die Messungen zu den Kohlekurven wurden hauptsächlich in Luft gemacht, gelten aber auch für Vakuum, abgesehen von dem gestrichelten Teil.

Diagramm angedeutet werden, um dieses für praktische Berechnung brauchbar zu machen. Die Fremdschichten können sich im Kontaktwiderstand verschieden stark geltend machen und Meßpunkte mit ausgedehnten Streuungsgebieten veranlassen. Dünnere als einmolekulare sind sie jedenfalls nicht, und wenn sie in solcher Dicke vorkommen, wie es tatsächlich oft der Fall ist (vgl. § 26), so ergeben sie eine kleinstmögliche Störung. Wird nun eine einmolekulare, und zwar normal in

Berührung mit der Luft sich ausbildende Fremdschicht vorausgesetzt, so gelangt man für jeden Stoff zu einer Kurve mit regelmäßigem Verlauf in der Nähe der zugeordneten ausgezogenen Kurve. Solche Kurven sind in der Abbildung *gestrichelt* eingetragen. Die gegenseitige Zuordnung der Kurven ist durch eine sie verbindende Schattierung deutlich gemacht. Der Hautwiderstand der Fremdschicht kann durch den *Hautwiderstand*  $\sigma$  je  $\text{cm}^2$  der Kontaktfläche  $F_0$  gekennzeichnet werden. Messungen von  $\sigma$  finden wir in § 20, wo sie besonders in der Tafel (20,06) zusammengestellt sind. Die gestrichelten Kurven der Abb. (14,04) verbinden die am niedrigsten liegenden Punkte von einer großen Menge wirklich ausgeführter *Messungen* an Kontakten in Luft. Wahrscheinlich enthalten solche niedrigsten Widerstände außer dem Engewiderstand *nur* den Hautwiderstand einer einmolekularen Haut. Es zeigt sich nämlich, daß die gestrichelten Kurven annähernd berechnet werden können, wenn man zu den Widerständen der reinen Kontakte Hautwiderstände  $\sigma/F_0$  fügt, wo  $\sigma$  durchaus die für Molekelhäute kennzeichnende Größe hat. Das jeweilige  $\sigma$  entnimmt man der Tafel (14,05). Diese Tafel enthält außerdem eine Zusammenstellung der für die Berechnung der ausgezogenen Kurven verwendeten Stoffkonstanten und der Stabradien.

Tafel (14,05). Daten zur Berechnung der Kurven im Diagramm (14,04).  $r$  = Stabradius,  $E$  = Elastizitätsmodul,  $H$  = Härte,  $\rho$  = spezifischer Widerstand und  $\sigma$  = Hautwiderstand pro  $\text{cm}^2$ .

	$2r$ cm	$E$ $10^8 \text{ g/cm}^2$	$H$ $10^8 \text{ g/cm}^2$	$\rho$ $10^{-6} \Omega \text{ cm}$	$\sigma$ $10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$
Al	—	6	2,5	2,8	—
Cu	0,5	11	4,5	1,76	1,5
Pt	0,58	13	6,7	13	—
Ni	0,3	20	14	9	$2 \cdots 8$
Graphit	0,5	0,8	1,4	4300	—
A-Kohle	$0,3 \cdots 0,6$	0,5	3,5	7000	—

Wir wollen jetzt die einzelnen Kurven der Abb. (14,04) besprechen und beginnen mit den **Kohlekurven** für *Stäbe* und *Platten*. Für diese sind keine Berechnungen gemacht worden, sondern sie gründen sich ausschließlich auf Messungen<sup>1</sup>. Fremdhäute aus adsorbierten Gasen sind vorhanden, stören aber bei größerem  $P$  als etwa 0,01 g kaum merklich, weil ihr Widerstandsbeitrag neben dem beträchtlichen Engewiderstand in der Kohle klein ist. Einen *bedeutenden Einfluß* auf den Kontaktwiderstand hat aber die *grobe Welligkeit* der Kohle. Es wurde oben geschildert, wie diese Welligkeit dazu führt, daß von einer Fläche, die bei glatten Kontaktgliedern überall infolge elastischer Durchbiegung Berührung haben würde, jetzt nur Teile wirklich Kontakt machen.

<sup>1</sup> R. HOLM [7], Bild (12a); vgl. R. HOLM [3], Diagramm (8a).

Den Engewiderstand könnte man etwa aus der Formel (3,26) berechnen, wenn die Anzahl und die Maße der  $a$ -Flächen bekannt wären. Anzahl und Maße der  $a$ -Flächen scheinen weitgehend nur von der Kontaktlast bestimmt zu sein, unabhängig davon, ob der Kontakt zwischen gekreuzten Stäben oder zwischen makroskopisch ebenen Platten gebildet wird. Darum laufen die Platten- und die Stabkurve der Kohle etwa im  $P$ -Gebiet  $0,01 < P < 2 \text{ g}$  zusammen. R. HOLM<sup>1</sup> hat obige Erklärung dafür gegeben und zeigte mit mehreren Beispielen die Unabhängigkeit jungfräulicher Kohlewiderstände im erwähnten  $P$ -Gebiet von der makroskopischen Krümmung der Oberflächen der in Kontakt zu bringenden Glieder. Nur gegeneinander eingeschlossene Kohlestücke ergeben abweichende, nämlich einige Male kleinere Kontaktwiderstände. Die besprochenen  $a$ -Flächen sind bei Kohle sehr klein, sie haben Durchmesser in der Größenordnung  $3 \cdot 10^{-5}$  bis  $4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^*$ . Steigt  $P$  über  $2 \text{ g}$  hinaus, so fließen offenbar im Kohle-Stabkontakt, aber noch nicht im Plattenkontakt, die  $a$ -Flächen einigermaßen zusammen, und dann trennen sich die Stab- und Plattenkurven.

Die *ausgezogenen* Kurven für *Kupfer-, Nickel- und Platinstäbe* sind alle nach der Formel (14,01) berechnet. Vorher mußte allerdings  $a$ , der Halbmesser der Berührungsfläche, ermittelt werden, eine Aufgabe, die sich verschieden gestaltet, je nachdem  $P$  klein und die Verformung darum rein elastisch oder  $P$  groß und die Verformung plastisch ist. Für den ersten Fall wurde  $a$  nach (13,04), im anderen Falle nach (13,08) berechnet. Beide Male ergibt sich in dem Diagramm (14,04) eine gerade Linie, die bei kleinem  $P$  die Neigung  $1/3$ , bei großem  $P$  die Neigung  $1/2$  gemäß den Formeln (14,02) und (14,03) erhält. Beide Kurventeile wurden durch einen sanft gebogenen Übergangsteil verbunden. Die Messungen an metallisch reinen Kontakten stellen hohe experimentelle Forderungen, und nur je ein Punkt der Kupfer- bzw. Nickelstabskurve stammt aus einer Messung im Vakuum.

Die *gestrichelten* Kurven der *Metallstäbe* gründen sich zwar auf Messungen, lassen sich aber auch, wie schon oben ausgeführt, aus den Werten der ausgezogenen Kurven durch Addition eines Hautwiderstandes für eine einmolekulare Schicht im großen  $P$ -Gebiet berechnen. Bei kleinem  $P$  entfernt sich die gestrichelte Kurve etwas schneller von der ausgezogenen. Der Grund hierfür ist vermutlich die Oberflächenwelligkeit und die aus ihr folgende Verteilung der Berührung auf Teilflächen. Hätte man nämlich die Wirkung der Welligkeit bei der Berechnung der ausgezogenen Kurven berücksichtigt, so wären schon diese bei kleinem  $P$  steiler als auf der Abbildung verlaufen. Nun zeigt sich die größere Steilheit nur in den gemessenen gestrichelten Kurven.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM [3], § 7 und R. HOLM [7], Ende § 12.

\* Vgl. R. HOLM [7], S. 257.

Für die **Plattenkontakte** würde man wohl keine einheitliche Beziehung zwischen  $R$  und  $P$  vermuten, weil die Annahme naheliegt, daß die Berührungsfläche sich je nach der Welligkeit der Plattenoberfläche sehr verschieden ausbildet. Sehr gut ebene, also schwach gewellte Oberflächen müßten nur elastisch beansprucht werden und eine verhältnismäßig große Berührungsfläche geben, während bei unveränderter Kontaktlast, aber weniger gut ebenen Platten gewisse Stellen den Fließdruck erfahren könnten, so daß eine verhältnismäßig kleine Berührungsfläche herauskäme. Überraschenderweise führen aber Messungen an *jungfräulichen* Kontakten zu gut reproduzierbaren Beziehungen zwischen  $R$  und  $P$ , sogar weitgehend davon unabhängig, wie gut die Ebenheit ist. Die voll *ausgezogenen* Kurven für Plattenkontakte in Abb.(14,04) stammen aus Messungen unter Luftabschluß (z. B. unter Benzol) an Platten, welche ebenfalls unter Luftabschluß gereinigt waren. Ihnen sind so wie den Stabkurven *gestrichelte* Kurven zugeordnet. Die Zuordnung ist auch hier durch Schattierung gekennzeichnet. Die gestrichelten Kurven, welche sich in der Hauptsache auf Messungen stützen, definieren die unterste Widerstandsgrenze, wenn Fremdschichten mit dem ungefähren  $\sigma$  der Tafel (14,05) vorliegen.

Die *Kupfer*-Plattenkurve hat für eine reine Oberfläche die Neigung 0,6, etwas mehr als der rechte Teil der Stabkurve. Die damit zusammenhängende gestrichelte Kurve, welche  $\sigma$  berücksichtigt, ist schon stärker geneigt, und noch größer wird die Steilheit, wenn dickere Fremdschichten mitwirken. Man kommt zu *Steilheiten von 1* und darüber hinaus. Es geht aus dem Gesagten hervor, daß die Steilheit 1 nicht, wie man geglaubt hat, ein eindeutiges Gesetz darstellt. Immerhin soll nicht verneint werden, daß die Fremdschichten eine gewisse Tendenz haben, die Neigung 1 zustande zu bringen. Denken wir uns nämlich eine Fremdschicht mit überall demselben spezifischen Hautwiderstand  $\sigma$  je  $\text{cm}^2$ . Dann ist, wenn  $F_0$  die ganze leitende Berührungsfläche bedeutet, deren Hautwiderstand gleich  $\sigma/F_0$ . Da bei plastischer Verformung  $AHF_0 = P$  ist [vgl. Formel (13,09)], wo  $A$  wenig variiert, wird der totale Hautwiderstand proportional zu  $1/P$ , und wenn er den Hauptteil des Kontaktwiderstandes ausmacht, ist die Neigung 1 in Abb. (14,04) annähernd vorhanden<sup>1</sup>.

Für alle Kurven im Diagramm (14,04) sind **vollständige Engewiderstände** vorausgesetzt, d. h. die scheinbare Berührungsfläche muß genügend groß sein, damit die einzelnen Strom-Engen sich nicht gegenseitig beeinflussen [vgl. (3,26)], und die Platte muß ausreichend dick sein, damit als obere Grenze für die Integration der Widerstandsformel  $\mu = \infty$  [vgl. (3,14)] bzw.  $B = \infty$  [vgl. (3,09)] genommen werden kann.

<sup>1</sup> Frühere von R. HOLM [7], S. 243 und L. BINDER [3] gemachte Erklärungen über die Neigung 1 sind hiermit überholt. Weitere in instruktiver Weise diskutierte Messungen gibt D. MÜLLER-HILLEBRAND [4].

Sind die Bedingungen für den vollständigen Engewiderstand nicht erfüllt, so können Werte der Größe  $R_{ab}$  der Formel (2,03) tiefer als  $R$  nach der Plattenkurve fallen. Ein Beispiel gibt die punktiert-gestrichelte Kurve  $R_{ab}$ , welche sich von der Kupfer-Plattenkurve nach unten abtrennt. Sie veranschaulicht Messungen an gekreuzten 3 mm dicken und 15 mm breiten Schienen. Man reinigte die Platten unter Vaseline mit einer Stahlbürste und legte sie in abgewischnem aber noch eingefettetem

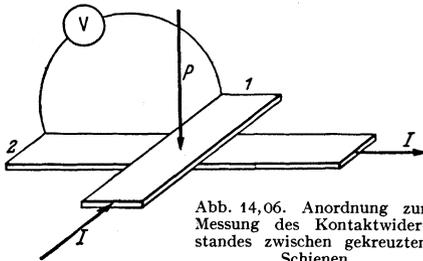


Abb. 14,06. Anordnung zur Messung des Kontaktwiderstandes zwischen gekreuzten Schienen.

Zustand flach zusammen. Die Messung geschah dann wie in Abb. (14,06) angedeutet. Bei etwa  $P = 1000 \text{ kg}$  würden die betreffenden Widerstände negativ werden. Dieses auf den ersten Blick merkwürdige Resultat erklärt sich durch eine Messung von D. MÜLLER-HILLEBRAND [3]. Er machte die Messungen an einem

Homogenstück, welches das Abbild des Schienenkreuzes (14,06) darstellte, nur mit dem Unterschied, daß es in der sonstigen Anlagefläche jetzt ganz zusammenhing. Man maß zwischen den Punkten 1 und 2 bei dem in der Abbildung angegebenen Stromverlauf negative Spannungen. Das heißt in der Sprache unserer Formel (2,03), daß die Größe  $R_{ab}^0$  negativ war. Je dünner die Platten sind, desto größer ist der Betrag der negativen Größe  $R_{ab}^0$ . Sind die Platten ausreichend dick, so wird  $R_{ab}^0$  positiv. Es ist übrigens durchaus einleuchtend, daß der Punkt 2 zu einer früheren und der Punkt 1 zu einer späteren Äquipotentialfläche gehören muß, wenn die wirklichen Berührungsflächen einigermaßen gleichmäßig über die scheinbare Berührungsfläche verteilt und die Platten dünn sind. Nur wenn das Stromengebiet selbst eine ausreichende Anzahl Niveauflächen enthält (dicke Platten), erhalten nämlich alle  $a$ -Flächen annähernd dasselbe Potential, und  $R_{ab}^0$  wird positiv.

Aus der Kupfer-Plattenkurve lassen sich einige interessante Schlüsse über *Platten-Kontaktflächen* ziehen. Wir werden sie in § 16, der ganz dem Problem solcher Flächen gewidmet ist, behandeln.

**Praktische Benutzung des Diagramms (14,04).** Das Diagramm leistet eine große Hilfe, wenn man sich darüber orientieren will, was für ein Kontaktwiderstand bei gegebenem Werkstoff und gegebener Kontaktlast  $P$  zu erwarten ist. Zwar sind nur einige Metalle in dem Diagramm berücksichtigt; die Kurven für andere laufen aber ähnlich. Will man die Beziehung Widerstand-Kontaktlast eines in der Abbildung nicht eingetragenen Stoffes schätzen, so kann man recht gut die betreffende Kurve im Vergleich mit den vorhandenen Kurven ziehen, wenn man auf ihr einen einzigen Punkt kennt. Ein solcher aber läßt

sich in der hier angegebenen Weise nach den Formeln der §§ 13 und 14 berechnen. In Arbeiten von R. HOLM<sup>1</sup> sowie F. P. BOWDEN und D. TABOR [7] sind übrigens ergänzende Messungen an verschiedenen Metallen in ähnlicher Weise wie in (14,04) übersichtlich dargestellt.

**Kontakt nach vorheriger Überbelastung.** Wie eingangs bemerkt, waren bisher jungfräuliche Kontaktstellen vorausgesetzt. Eine Kontaktstelle aber, die vorher eine große Kontaktlast erlebt und sich dieser irreversibel angepaßt hat, besitzt nachher unter einer kleineren Last eine verhältnismäßig große Kontaktfläche. Dementsprechend wird der Kontaktwiderstand klein. Die folgende Erscheinung drückt ihn noch weiter hinab: Bei der irreversiblen Verformung unter dem Kontaktdruck werden begreiflicherweise die Oberflächenschichten in Mitleidenschaft gezogen. In ihnen bilden sich Risse, und wo solche Risse der beiden Kontaktglieder sich schneiden oder sonst treffen, entstehen rein metallische bzw. quasimetallische (vgl. Anfang § 2) Berührungsstellen. Gelegentlich, oft bei Aluminium, vermag allerdings die Luft die blanken Stellen der Risse sofort störend zu oxydieren, bevor noch die Berührung sich ausbildet<sup>2</sup>. Insofern aber wirklich metallische Berührungsstellen sich ausbilden, haften dort die Metalle aneinander. Die Haftstellen bleiben zum größeren oder kleineren Teil bestehen, auch wenn die Kontaktlast wieder abnimmt. Wechselt die Last kontinuierlich, d. h. ohne Erschütterungen, zwischen zwei Grenzen viele Male hin und her, so bleiben schließlich die meisten Haftstellen in endgültigen Lagen, und der Kontaktwiderstand macht die Änderungen der Last nicht mehr mit. Ein Beispiel hierfür zeigt die Abb. (14,07). Hier hob die störende Haut den anfänglichen Widerstand auf etwa den 18fachen

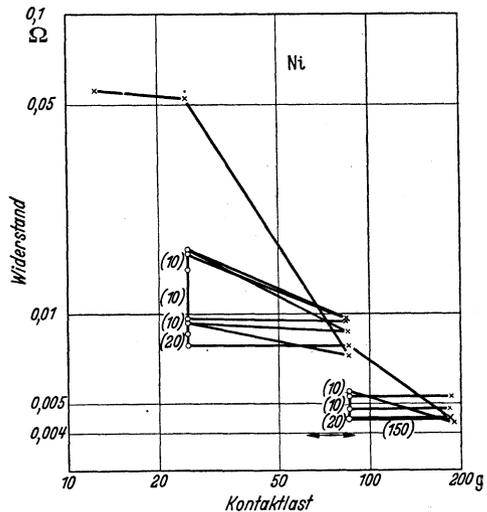


Abb. 14,07. Die Anpassung eines Nickel-Kontaktwiderstandes an die Kontaktlast, wenn diese zwischen 190 und 25 g viele Male hin und her variiert wurde. Der Widerstand sank dadurch von 0,055 auf den Betrag 0,0045  $\Omega$ , den er während einer weiteren Kontaktlaständerung zwischen 190 und 85 g beibehält.

<sup>1</sup> R. HOLM [7], § 12.

<sup>2</sup> Daß es sich gerade um diese Erscheinung handelt, ist daran erkenntlich, daß sie verschwindet, wenn die Luft bzw. der Sauerstoff ausgeschlossen wird, z. B. dadurch, daß entweder im Vakuum oder mit gefetteten Kontaktoberflächen gearbeitet wird.

Betrag des reinen Engewiderstandes. Eine 50malige Änderung der Kontaktlast zwischen  $P_1 = 85$  und  $P_2 = 25$  g und anschließend eine 40malige Variation zwischen  $P_1 = 190$  und  $P_2 = 85$  g bringt den Kontaktwiderstand auf den Wert  $0,0045 \Omega$ , wo er schließlich während einer 150maligen Kontaktlaständerung zwischen 190 und 85 g unverändert bleibt. Der Engewiderstand allein hätte bei  $P = 85$  g die ungefähre Größe  $0,003 \Omega$ .

### § 15. Kontaktwiderstand und Kontaktfläche in Abhängigkeit von der Kontaktlast, wenn diese klein ist.

Wir werden in diesem Paragraphen nur die Verhältnisse an Einzelkontakten beschreiben, während Mikrofon- und andere Vielkörnerkontakte in den §§ 28 und 29 zur Behandlung kommen.

Im FL wurden Messungen mit einem umgebauten Drehspulinstrument ausgeführt. Der Zeiger des Instrumentes trug das eine Kontaktglied, welches gegen ein festmontiertes drücken konnte. Der Spulenstrom des Instrumentes bestimmte die Kontaktlast bzw. den Zug im Kontakt, siehe Abb. (15,01).

Die Abb. (15,02) stellt Messungen mit Silberkontakten dar, und zwar ihren Leitwert ( $1/R$ ) in Beziehung zur Kontaktlast  $P$ . Wären die Kontakte rein me-

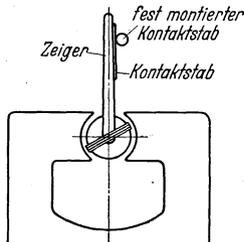


Abb. 15,01. Apparat für Messungen mit kleiner Kontaktlast. Der etwas veränderte Zeiger eines Drehspulinstrumentes trägt das eine Kontaktglied, das gegen ein festmontiertes Kontaktstäbchen drückt.

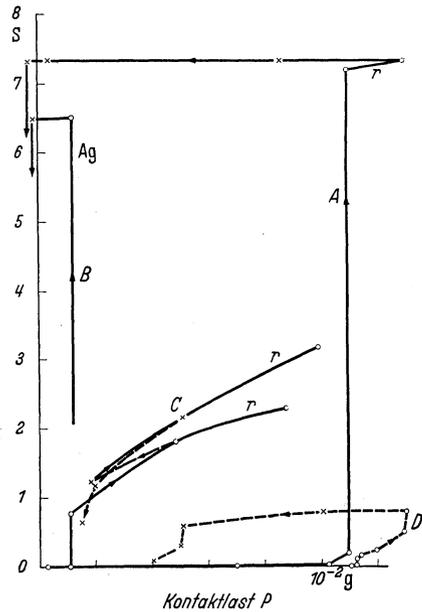


Abb. 15,02. Leitfähigkeit eines Silberkontaktes bei kleiner Kontaktlast. Härte  $H = 7 \cdot 10^6 \text{ g/cm}^2$ . Alle Kurven zeigen bei dem anfänglichen Druck bis etwa  $10^{-3}$  g keine Leitung durch den Kontakt. Die Kurven A und B reichen bis ins negative Druckgebiet, messen also ein Haften.

tallisch gewesen, dann müßten die Leitwertkurven z. B. bei  $P = 10^{-2}$  g etwa 5 mal höher reichen, als es die A-Kurve mit ihrem höchsten Punkt tut. Der niedrige Verlauf aller Leitwertkurven außer der B-Kurve zeigt, daß die betreffenden Kontakte durch Fremdstoffe mehr oder weniger gestört waren. Bis  $P = 0,0012$  g zeigt die

Kurve *B* keine Leitung, vermutlich weil irgendein nichtleitendes Körnchen die Last getragen hat. Dann gibt aber der Stoff irreversibel nach und eine kleine Berührungsfläche, die wohl bis zum Fließdruck des Silbers belastet ist, bildet sich aus. Ihre Leitfähigkeit, 6,5 S, bleibt bestehen, wenn die Kontaktlast vermindert wird, sogar bis zu einem

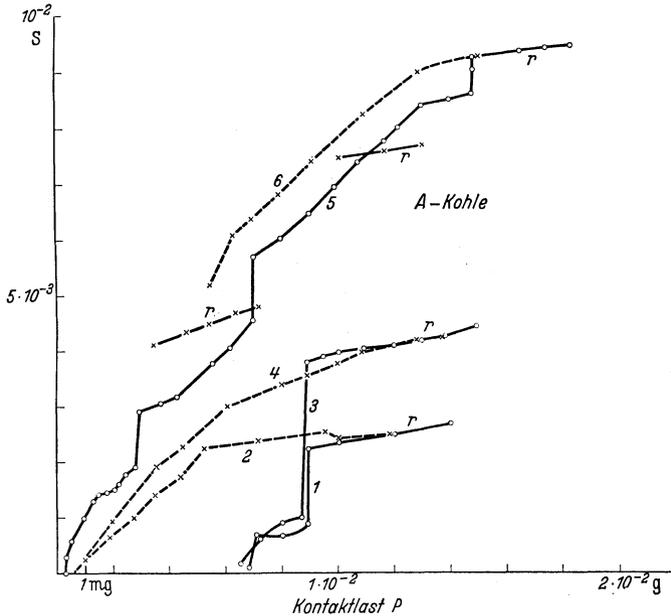


Abb. 15,03. Leitfähigkeit eines Kohlekontaktes bei kleiner Kontaktlast. Härte  $H = 3,7 \cdot 10^8 \text{ g/cm}^2$ . Alle Kurven zeigen gewisse Druckschwellen für die Leitung durch den Kontakt. Die Reversiblen, *r*, haben eine kleinere Neigung als die jungfräulichen Kurven, vgl. § 29. Kein Anzeichen von merkbarem Haften.

kleinen Zug im Kontakt. Dies ist die Folge des Haftens im rein metallischen Kontaktteil.

Die Kohlekontakte der Abb. (15,03) zeigen keine Erscheinungen von Haften, aber ein gewisser Druck ist erforderlich, bis der erste merkliche Leitwert auftritt. Eine Fremdschicht trägt wohl den ersten Druck. Außer einer kontinuierlichen Kontaktverbesserung treten später Leitwertsprünge auf, welche die irreversible Ausbildung neuer Kontaktflächen andeuten. Über den physikalischen Vorgang, der sich durch solche Sprünge kundgibt, können wir nur Vermutungen aussprechen. Vielleicht halten hervorragende harte Buckel mit äußerst kleiner Berührungsfläche zuerst sehr großen Druck aus und wenn ein Buckel schließlich zerspringt, bildet sich an seiner Stelle eine Teilfläche mit normaler Festigkeit aus. Dem reziproken Wert ihres Engewiderstandes entspricht die Sprunghöhe. Geht man von Steigerung zu Verminderung der Kontaktlast über, so läuft die Kurve nicht in der alten Bahn zurück, sondern zeigt eine Hysterese infolge einer irreversiblen

Oberflächenänderung. Man kann durch Hin- und Heränderung der Kontaktlast reversible Kurvenstücke erzeugen. Solche sind mit  $r$  bezeichnet. Sie haben eine kleinere Neigung als die Hinwärtskurven im allgemeinen. Die elastischen Veränderungen der Kontaktflächen sind nämlich klein im Verhältnis zu den ersten plastischen Verformungen.

Man beachte die Parabelform des mittleren Kurvenzuges. Sie entspricht in Abb. (14,04) einer Geraden mit etwa der Neigung  $1/2$ , welche den reinen Stäben und Platten bei beträchtlicher Kontaktlast gemeinsam ist. Die höchstliegende Parabel der Abb. (15,03) entspricht etwa der mittleren Kohlehärte  $H = 5,4 \text{ t/cm}^2$ \*, das ist anderthalbmal der makroskopisch gemessenen Härte dieser Kohle. Wir sind jetzt geneigt, diesen Unterschied hauptsächlich auf den Einfluß von Fremdschichten zurückzuführen, obwohl die früher ausgesprochene Vermutung, daß die große aus den Kurven berechnete Härte ein Beispiel zu dem allgemeinen Befunde bildet, wonach kleindimensionierte Körper relativ fester als große sind<sup>1</sup>, nicht ganz bestritten werden soll.

Die reversiblen Kurvenstücke der Abb. (15,03) lassen sich aus elastischen Berührungsstellen an kugeligen Kuppen mit Hilfe der Formeln (13,04) und (14,01) berechnen, wenn man einen Krümmungsradius der Kuppen von einigen  $10^{-5} \text{ cm}$  voraussetzt. Der Durchmesser der  $a$ -Flächen ergibt sich zu etwa  $2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ . Hieraus darf man vielleicht schließen, daß die betreffenden  $a$ -Flächen an einzelnen Kristalliten von der linearen Dimension einiger  $10^{-5} \text{ cm}$  entstehen. Der einzelne Leitwertsprung wäre das Anzeichen einer durchgreifenden Verformung eines solchen Kristalliten.

Die Rechnung mit kugelig gewölbten Kuppen ist natürlich nur als eine grob annähernde Vereinfachung zu werten. Dieses Urteil trifft auch die von S. F. GOUCHER<sup>2</sup> ausgeführten Berechnungen über Mikrofonkontakte. GOUCHER kommt zu dem Schluß, daß die Oberflächen der Mikrofonkörner sich aus verschiedenen großen (Größe statistisch verteilt) Halbkugeln zusammensetzen, deren Radius von der Größenordnung  $10^{-5} \text{ cm}$  ist. Des weiteren liest er wohl doch etwas zu viel aus den Meßresultaten heraus. Seine Widerstandsformel berücksichtigt nicht die gegenseitige Störung der Engewiderstände, vgl. (3,26).

Die Empfindlichkeit von klar sprechenden Mikrofonen entspricht wesentlich der Neigung der  $r$ -Kurven in Abb. (15,03) und nicht der größeren Neigung der Hinwärtskurven, wie es näher in § 29 beschrieben wird.

\* Aus dem Leitwert eines Parabelpunktes berechnet sich nach Formel (14,01) der Halbmesser  $a$  der Berührungsfläche. Nachher ergibt die Formel (13,08) die Härte  $H$ , welche infolge der Parabelform konstant wird, vgl. Formel (14,03).

<sup>1</sup> Vgl. A. SMEKAL, O. REINKOBER, E. OROWAN, K. WIRTZ.

<sup>2</sup> F. S. GOUCHER; vgl. auch C. J. CHRISTENSEN und G. L. PEARSON.

### § 16. Bestimmung der Kontaktfläche $F_0$ besonders an Plattenkontakten. Stromdichte.

Der Kontakt zwischen gekreuzten Stäben bzw. zwischen einer Kugel und einer Platte gibt eine kreisförmige Kontaktfläche, die zusammenhängend ist und am bleibenden Eindruck abgelesen werden kann, wenn die Kontaktlast groß genug ist. Das ist alles schon im § 13 besprochen worden. Hier wären noch einige Worte über die Stromdichte in solchen Kontakten am Platze, weil sie nämlich außerordentlich groß werden kann, ohne daß das Ohmsche Gesetz aufhört, die Leitung zu beherrschen. R. HOLM und R. STÖRMER<sup>1</sup> belasteten einen Platinstabkontakt zuerst bis zur Schmelzspannung, so daß eine Verbindungsfläche ohne Fremdschicht zustande kam, und fanden nachher das Ohmsche Gesetz bis auf ein oder wenige Prozent bestätigt, trotzdem die mittlere Stromdichte  $4 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$  erreichte. Am Rande der Berührungsfläche muß die Stromdichte noch größer gewesen sein.

Sehr schwierig ist es, die wirkliche Berührungsfläche in einem *Plattenkontakt* zu bestimmen. Es ist von vornherein klar, daß sie im allgemeinen aus mehreren sehr kleinen und verschieden geformten  $a$ -Flächen besteht. Einen zuverlässigen ablesbaren Eindruck erhält man bei der Kontaktbildung nicht; die Fläche muß auf Umwegen bestimmt werden, und zwar war die folgende Möglichkeit verlockend. Wenn man irgendwie die Anzahl  $n$  der  $a$ -Flächen erfahren könnte, so würde nachher eine Messung des durch sie bedingten Engewiderstandes Auskunft über ihre mittlere Größe geben, wobei man etwa nach der die Anzahl und den mittleren Halbmesser der  $a$ -Flächen enthaltenden Formel (3,26) zu rechnen hätte. Der verhältnismäßig schwache Einfluß der Form der  $a$ -Flächen ließe sich, so wie in (3,26) vorgeschlagen, durch einen plausiblen Formfaktor berücksichtigen.

Die wesentlichen Schwierigkeiten liegen teils in der Messung von  $n$ , teils in der Kunst, den Kontakt so von störenden Fremdschichten zu befreien, daß sein Widerstand genau genug den Engewiderstand mißt. Messungen nach dieser Methode sind kürzlich R. Holm [27] gelungen, und zwar mit dem Kontakt zwischen einer Elektrographitbürste und einem Ring aus Kupfer bzw. Silber. Die Anzahl  $n$  wurde mittels einer statistischen Methode bestimmt, indem die Zahl der  $a$ -Flächen gewissermaßen durch Dochte in der Bürste abgetastet wurde. Ein Docht wird hergestellt, indem in die Bürste ein in der Schleiffläche mündendes Loch gebohrt und in dieses Loch ein Zylinder aus dem Bürstenwerkstoff isoliert eingekittet wird. Wenn beim schleifenden stromführenden Kontakt der den Docht durchfließende Strom registriert wird, so gibt er an, wann der Docht zumindest über eine  $a$ -Fläche Berührung mit dem Ring hat, denn nur dann führt er ja Strom. Aus der Größe der Ruhepausen, in

<sup>1</sup> R. HOLM und R. STÖRMER [11], wo auch weiteres Schrifttum angegeben ist.

denen der Docht stromlos bleibt, läßt sich die Anzahl  $n$  der  $a$ -Flächen unter der Voraussetzung berechnen, daß sie in der eingeschliffenen Fläche gleichmäßig verteilt sind. Nur solche Registrierungen wurden verwendet, welche im Mittel die verschiedenen Dochte einigermaßen gleich oft und gleich stark belasteten.

Um den Hautwiderstand klein zu halten, war die Ringoberfläche ziemlich frisch gesäubert und etwas amalgamiert. Der Hautwiderstand braucht ja nur im Verhältnis zum ziemlich beträchtlichen Enge-Widerstand in dem Graphit klein zu sein. Es ist aber fraglich, ob dies erreicht wurde. HOLM hat später [32] als möglich angegeben, daß die Berührungsfläche um 20% zu klein berechnet wurde. Hier unten behalten wir jedoch die Angaben aus seiner ersten Arbeit. Die ursprünglich gut eingeschliffenen Kontakte durften nach dem Amalgamieren nur kurze Zeit weiter schleifen, bevor gemessen wurde. Sie hatten dann natürlich nicht mehr genau den Charakter von lange eingeschliffenen Kontakten.

Die Poissonsche Formel für die Wahrscheinlichkeit seltener Ereignisse ergibt für die Wahrscheinlichkeit  $W(0)$  der Strömlosigkeit eines Dochtes:

$$W(0) = e^{-\bar{x}}, \quad (16,01)$$

wo  $\bar{x}$  die mittlere Anzahl  $a$ -Flächen in Berührung mit dem Docht darstellt. Wenn man einmal  $\bar{x}$  kennt, so erhält man mit guter Annäherung die Anzahl  $n$  der  $a$ -Flächen durch Multiplikation mit dem Verhältnis der ganzen eingeschliffenen Fläche  $F$  zur Dochtfläche  $D$ , also:

$$n = \bar{x} \cdot \frac{F}{D}. \quad (16,02)$$

Die folgende Formel für den Engewiderstand in der Bürste wurde gemäß (3,26) verwendet<sup>1</sup>:

$$R_n = 0,9 \cdot \frac{\rho}{4na}. \quad (16,03)$$

Hieraus wurde die Rechnungsgröße  $a$ , die den mittleren Halbmesser einer  $a$ -Fläche angibt, berechnet. Der Engewiderstand im Metall ist neben  $R_n$  zu vernachlässigen, so daß es gilt  $R = R_n$ .

Um die Beanspruchung der Berührungsfläche zu kennzeichnen, berechnen wir schließlich den mittleren Kontaktdruck  $\bar{p}$ . In der Originalarbeit<sup>2</sup> wird gezeigt, daß dabei eine wahrscheinliche Größenverteilung der  $a$ -Flächen berücksichtigt werden muß und daß dies mittels eines Faktors 0,9 geschehen kann. Wir kommen so zu der Formel

$$\bar{p} = \frac{0,9P}{n\pi a^2}, \quad (16,04)$$

wo  $n\pi a^2$  die gesamte Kontaktfläche  $F_0$  ist.

<sup>1</sup> Die  $a$ -Flächen lagen genügend weit auseinander, um die gegenseitige Störung der Engewiderstände vernachlässigbar zu machen.

<sup>2</sup> R. HOLM [27].

Tafel (16,05)<sup>1</sup>. Zahl der  $a$ -Flächen und deren mittlere Größe im Schleifkontakt Elektrographitbürste—Kupferring.

Der Bürstenstoff ist gekennzeichnet durch  $\varrho = 4,31 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}$  und  $H = 1,4 \text{ t/cm}^2$ .

Nr.	Docht-durchmesser cm	F Eingeschliffene Oberfläche der Bürste cm <sup>2</sup>	P Kontaktlast g	R Kontaktwiderstand Ω	$\bar{x}$ Mittlere Anzahl der $a$ -Flächen in Berührung mit dem Docht	$2a$ Mittlerer Durchmesser einer $a$ -Fläche 10 <sup>-3</sup> cm	$n$ Anzahl der $a$ -Flächen	$\bar{p}$ Mittlerer Kontaktdruck t/cm <sup>2</sup>
1	0,38	2,1	1100	0,012 ... 0,015	1	9 ... 7	18	0,9 ... 1,3
2	0,38	1,8	1100	(0,018)	0,7	10	11	1,2
3	0,38	1,7	500	0,003	0,37	12	5,5	0,8
4	0,27	1,5	435	0,025	0,43	7	11	0,93

Die Messungen streuen stark, was zum einen Teil in der Natur der Kontakte und zum anderen in der Art der Messung begründet ist. Schon der Kontaktwiderstand der ganzen Bürste variiert stark von Lage zu Lage auf dem Ring, gelegentlich sogar in dem Verhältnis 3 : 1. Die Zahlentafel enthält Mittelwerte der niedrigsten Widerstände, denn die größten Abweichungen wurden ausgelassen, weil sie vermutlich durch Oberflächenverunreinigungen bedingt waren. Sicherlich ändert sich auch stark die Anzahl  $n$  der  $a$ -Flächen mit der Lage der Bürste auf dem Ring. Für verschiedene Abschnitte eines langen Registrierfilms wurden so verschiedene Werte von  $\bar{x}$  wie 0,25 bis 0,5 gefunden. Interessant ist, daß der Druck  $\bar{p}$  wenig von der Härte abweicht. Es scheint  $\bar{p}$  in gewöhnlichen jungfräulichen Plattenkontakten bei 50 bis 70% der Härte unabhängig von der scheinbaren Berührungsfläche  $F$  und vielleicht auch weitgehend unabhängig von der Kontaktlast  $P$  zu bleiben. Mit dieser Konstanz von  $\bar{p}$  dürfte das COULOMBSche Reibungsgesetz zusammenhängen. Wir haben uns mit der Frage, inwiefern  $n$  von der Größe der eingeschliffenen Fläche abhängig sein kann, nicht beschäftigt. Die Tafel (16,05) enthält zu spärliche Angaben, um darüber zu entscheiden. Wenn man aber den hier angedeuteten und in § 37 näher auseinandergesetzten Zusammenhang mit der COULOMBSchen Reibungsregel beachtet, so wird es wahrscheinlich, daß  $n$  ebenso wie die Reibungszahl  $\mu$  weitgehend unabhängig von der eingeschliffenen Fläche allein von der Kontaktlast bestimmt wird.

Durch die Übertragung gewisser oben geschilderter Befunde auf Kupfer-Plattenkontakte ergibt sich folgendes: Die Ansätze  $P = 1000 \text{ g}$ ,  $n = 14$  und  $R = 0,9\varrho/2na = 2,25 \cdot 10^{-5}$  laut Abb. (14,04) führen mit Hilfe von (16,04) zu:  $a = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  und  $\bar{p} = 3,3 \text{ t/cm}^2 = 0,73H$ .

Wir suchen entsprechende Werte für  $P = 10^5 \text{ g}$ . Da hier zunächst  $n$  unbekannt ist, muß man, um ausreichende Bestimmungsgleichungen zu bekommen, eine Annahme über  $\bar{p}$  machen. Wir dürfen sicherlich behaupten, daß  $\bar{p}$  zwischen dem

<sup>1</sup> Vgl. Tafel (29,09).

vorigen Wert  $3,3 \text{ t/cm}^2$  und dem  $H$ -Wert  $4,5 \text{ t/cm}^2$  liegt. Dann berechnet sich mit  $R = 1,7 \cdot 10^{-6} \Omega$  und  $3,3 < \bar{p} < 4,5 \text{ t/cm}^2$ : 1)  $15,8 \cdot 10^{-3} > a > 11,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  und 2)  $30 < n < 40$ . Sowohl  $a$  wie  $n$  haben sich vergrößert,  $a$  etwa wie  $P^{0,4}$  und  $n$  wie  $P^{0,2}$ .

### § 17. Allgemeines über Anlaufsichten in Kontakten.

Bisher betraf die Darstellung in der Hauptsache reine metallische Oberflächen; nur nebenbei wurde die Einwirkung von Fremdschichten auf Kontakterscheinungen erwähnt. Zu den Fremdschichten zählen wir auch die Anlaufsichten. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß Atome des Muttermetalles zu ihrem Aufbau mitverwendet werden. Jetzt sollen sie zur Hauptsache werden. Fremdschichten aus Wasser, Öl od. dgl. werden an anderen Stellen behandelt, siehe § 26 und § 36. Die Hauptwirkungen der *Anlaufsichten* in Kontakten sind die folgenden:

1. Sie geben einen Hautwiderstand, den man als die größte praktische Belästigung seitens der Störschichten bezeichnen kann.
2. Sie vermindern die Haftfähigkeit der Kontakte und können insofern gelegentlich nützlich sein.
3. Sie vermindern die Reibung in Kontakten.
4. Der Widerstand der Anlaufsicht hat meistens einen negativen Temperaturkoeffizienten, der fallende  $RU$ -Linien bedingt. Tatsächlich ist manchmal die fallende Form der  $RU$ -Linien das sicherste Anzeichen von einer dünnen Fremdschicht im Kontakt.
5. In einem plötzlichen Abfallen der  $RU$ -Linie macht sich auch die Frittung der Anlaufsichten erkenntlich. Die Frittung besteht, wie wir sehen werden, in Durchschlag und Ausbildung von kleinen metallischen Brücken durch die Anlaufsicht hindurch.

Metalle erhalten nur durch langes Ausglühen im Vakuum oder in inerten Gasen metallisch reine Oberflächen. Wo Sauerstoff zugegen ist, setzt sich auf allen Metallen äußerst schnell eine größtenteils einmolekulare Sauerstoffschicht ab, die zunächst mit VAN DER WAALS-Kräften am Metall haftet<sup>1</sup>, und zwar mit einer Festigkeit, die etwa der makroskopischen Festigkeit der Metalle entspricht. Diese Sauerstoffhaut verwandelt sich bei Zimmertemperatur langsam, mit steigender Temperatur immer schneller in eine wesentlich einatomare Schicht. Man nennt den Vorgang *aktivierte Adsorption*<sup>2</sup>. Sie besteht darin, daß das Metall katalytisch die Dissoziationsarbeit so vermindert, daß die kinetische Energie der Moleküle jetzt oft ausreicht, um die Moleküle in Atome aufzuspalten. Die Atome werden durch Übernahme von Elektronen aus dem Metall zu negativen Ionen und sind so als Komponenten einer

<sup>1</sup> Wie man atomtheoretisch die Bindung der ersten einmolekularen Haut erklärt, wird in Kapitel VI von DE BOER geschildert; vgl. auch U. R. EVANS [3], S. 78 bzw. [4], S. 81, sowie J. J. WENT [1] und [2], wo auch einschlägiges Schrifttum angegeben wird.

<sup>2</sup> Siehe J. J. WENT [1] und [2].

dünnsten Oxydhaut zu betrachten. Demgemäß haften sie noch viel fester als die Moleküle und sind nur durch starkes Glühen zu entfernen. In Luft von Atmosphärendruck erhalten unedle Metalle schon nach Minuten eine zusammenhängende Oxydhaut, deren Dicke die Forscher in der letzten Zeit ziemlich übereinstimmend auf 10 bis 30 Å schätzen. Die betreffende Schicht wächst nachher langsamer weiter, vgl. § 18.

Auch verschiedene andere Gase benehmen sich ähnlich wie der Sauerstoff. Wir erinnern an die Ausbildung von Sulfiden, Chloriden usw. auf Metalloberflächen. Sogar der Wasserstoff kann Metalloberflächen derart verändern, daß der Kontaktwiderstand vergrößert wird.

Aus der Feuchtigkeit der Luft setzt sich auf Metalloberflächen eine Wasserhaut ab, deren erste Moleküllage ähnlich fest wie der Sauerstoff haftet.

Eine solche erste fest gebundene Moleküllage nennen wir im folgenden *Molekelhaut*, ob sie nun aus Sauerstoff, Wasser oder irgendeinem anderen Stoff besteht. Nur wenn wir hervorheben wollen, daß sie sich in eine atomare umgebildet hat, soll sie *Atomhaut* heißen.

Das weitere Anwachsen der Oxyde, Sulfide, Chloride usw. ist von allerhand Umständen wie Feuchtigkeit und anderen Beimischungen der Atmosphäre, vom Reinheitsgrad des Metalles usw. stark abhängig<sup>1</sup>. Die wichtigsten Einflüsse sind in der Praxis meistens nicht genügend definierbar, und Berechnungen über das Wachsen der Anlaufschichten in praktischen Fällen werden deswegen sehr unsicher. Unter vereinfachten Laboratoriumsbedingungen, z. B. in trockener Luft und mit reinem Metall, treten Gesetzmäßigkeiten zutage, für die in neuerer Zeit C. WAGNER eine grundlegende Theorie ausgebildet hat, an der N. F. MOTT und W. SCHOTTKY weitergebaut haben. Wir werden nun zunächst in § 18 die Hauptsätze dieser Theorien wiedergeben. Dann folgt in § 19 die Zusammenstellung einiger Formeln und Zahlenwerte, welche für eine praktische Schätzung von Schichtdicken brauchbar sind. Auf eine irgendwie vollständige Wiedergabe der gegenwärtigen Kenntnisse kommt es nicht an, und für weitere Auskunft über das Anwachsen der Anlaufschichten wird auf einschlägiges Schrifttum<sup>2</sup> hingewiesen.

### § 18. Die Theorie des Anlaufvorganges.

Nach früheren Vorstellungen, z. B. von G. TAMMANN<sup>3</sup>, wächst eine Anlaufschicht weiter, indem Sauerstoffatome durch das schon vorhandene Oxyd diffundieren und an der Grenze Oxyd-Metall sich mit Metallatomen verbinden; das Wachstum erfolgt also unterhalb der

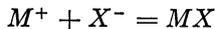
<sup>1</sup> Der Einfluß von Entladungen wird in § 51 behandelt.

<sup>2</sup> W. JOST; O. BAUER, O. KRÖHNKE und G. MASING; U. R. EVANS [3] und [4]. Eine anregende Orientierung gibt H. SCHÜTZA.

<sup>3</sup> G. TAMMANN [1]; G. TAMMANN und W. KÖSTER [2]; G. TAMMANN und H. BOCHOW [3].

Fremdschicht. Jetzt wissen wir, daß die Metallatome kleiner als die Sauerstoffatome sind; außerdem sind sie vielfach schwächer geladen. Man erwartet darum, daß sie im Kristallgitter beweglicher sind, und daß es deshalb meistens die Metallatome und nicht die Sauerstoffatome sind, welche durch das Oxyd diffundieren. Daß es wirklich so sein kann, zeigte zuerst K. FISCHBECK. C. WAGNER<sup>1</sup> benutzt die durch elektrische Leitfähigkeitsmessungen erhaltenen Ionenbeweglichkeiten, um die Diffusionsfähigkeit der Ionen zu schätzen. Er berücksichtigt auch, daß die Ionen nicht allein wandern können, sondern daß sie ein gleich großer Elektronenstrom begleiten muß, weil sich sonst Raumladungen mit bremsenden Feldern aufbauen würden. Seine Darstellung wurde von T. P. HOAR und L. E. PRICE sowie von W. JOST vereinfacht. Schließlich kamen Ergänzungen von N. F. MOTT [1] und [3] sowie von W. SCHOTTKY<sup>2</sup>.

Kristalle sind nie exakt stöchiometrisch aufgebaut, obwohl die Abweichungen vom Idealfall nur klein sind ( $< 10^{-6}$ ). Die Anlaufschichten (Oxyde, Chloride usw.) sind nahe dem Muttermetall beinahe mit Metallionen gesättigt, während an der Außenseite infolge der Bindung von Metallionen zu Oxyd (Chlorid usw.) bzw. infolge einer Lösung des Gases im Metall eine gewisse Verarmung an Metallionen in der Anlaufschicht entsteht. Es besteht somit eine wesentlich konstante Konzentrationsdifferenz  $\Delta n$  der Metallionen von innen nach außen, also ein durch  $\Delta n/y$  gemessenes Gefälle ( $y$  = Schichtdicke), welches einen Ionendiffusionsstrom nach außen treibt, der proportional zu  $\Delta n/y$  ist. Merkliche elektrische Ladungen entstehen dabei nicht in dem Oxyd. Dafür sorgen die beweglichen Elektronen, welche von den Ionen mitgezogen werden und sozusagen einen negativen Begleitstrom zum positiven Strom der Ionen bilden. Jedenfalls nehmen wir zunächst genügend zahlreiche und bewegliche Elektronen an. An der äußeren Grenze werden die Elektronen von aus dem Gase kommenden Atomen  $X$  (nach Dissoziation) aufgefangen, so daß Anionen  $X^-$  entstehen, wonach durch die Reaktion



die Anlaufschicht weiter gebaut wird. Diese Grenzreaktionen verlaufen anscheinend sehr rasch, so daß sie keinen verzögernden Einfluß auf die weitere Oxydationsgeschwindigkeit haben, nachdem eine gewisse kleine Oxyddicke schon vorliegt.

Ist  $j$  die Anzahl der durch  $1 \text{ cm}^2$  je  $s$  strömenden Ionen und  $\omega$  das Oxydvolumen je gebundenes Ion, so ist die Wachstumsgeschwindigkeit der Oxydschicht (Dicke  $y$ ):

$$\frac{dy}{dt} = j \cdot \omega. \quad (18,01)$$

<sup>1</sup> C. WAGNER [1]; vgl. auch C. WAGNER [2], sowie C. WAGNER und K. GRÜNEWALD [4].

<sup>2</sup> Mündliche Diskussionsbemerkung nach einem Vortrag.

Dabei ist, wenn Feldwirkungen außer acht gelassen werden:

$$j = -D \frac{dn}{dy} = D \frac{\Delta n}{y}, \quad (18,02)$$

wo  $D$  den Diffusionskoeffizienten der Ionen bedeutet. Aus (18,01) und (18,02) folgt:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{D \omega \Delta n}{y}. \quad (18,03)$$

Wenn hier  $D$  eine Konstante ist, so ergibt die Integration:

$$y^2 - y_0^2 = 2D \omega \Delta n \cdot t, \quad (18,04)$$

wo  $y_0$  eine gewisse anfängliche Schichtdicke bedeutet, welche so schnell aufgebaut wird, daß wir ihre Aufbauzeit mit in  $t$  hineinrechnen dürfen. Dies ist das sog. parabolische Wachstumsgesetz.

Im leitenden  $\text{Cu}_2\text{O}$  sind überschüssige O-Atome eingebaut. Man kann es auch so ausdrücken: Hier und da fehlt im Gitter ein  $\text{Cu}^+$ -Ion. In das Loch kann sich ein Nachbarion leicht begeben; in dessen zurückgelassenes Loch begibt sich ein zweites usw. Die Ionenbeweglichkeit ist somit groß; noch größer ist die Beweglichkeit der (Defekt-)Elektronen. Raumladungen sind deswegen ausgeschlossen.  $D$  wird annähernd konstant, und die Gl. (18,04) bleibt gültig.

Anders verhält sich nach SCHOTTKY  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Dieses Oxyd löst nicht den Sauerstoff und leitet elektronisch infolge von Metallüberschuß. Dessen Metallionen sitzen wegen ihrer hohen Ladung (dreiwertig) sehr fest. Erst Feldstärken von  $10^6$  bis  $10^7$  V/cm reißen sie los<sup>1</sup>. Niedrigere Feldstärken vermögen erfahrungsgemäß bei elektrolytischer Erzeugung eine fertige  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht nicht zum Weiterwachsen zu bringen. Hier existiert also keine modellmäßige Diffusion mit konstantem  $D$ . Die Gl. (18,04) ist hierfür nicht mehr gültig. SCHOTTKY denkt sich, daß die Elektronen die am Außenrande des Oxydes adhärierenden O-Atome, welche tiefe Elektronenniveaus besitzen, negativ aufladen. Zwischen dieser Ladung und einer ebenso großen positiven im Metall besteht ein starkes Feld, welches Metallionen im Oxyd lockern und durch die Oxydschicht ziehen kann, solange diese dünn und also das Feld stark genug ist. Nachdem aber eine gewisse Dicke erreicht ist, wird das Feld zu schwach, um die Ionen zu lockern. Diese hören auf zu wandern, und die Schicht wächst nicht weiter. Dies geschieht bei  $y \approx 60$  bis  $100 \text{ \AA}$ . Nur eine Lockerung der Ionen durch Temperaturerhöhung oder Ribildung, welche das Innere zugänglich macht, od. dgl. kann zum Weiterwachsen führen.

Nach gewissen Messungen, vgl. Text zu (19,03), folgt auch NiO nicht der Gl. (18,04). Ein theoretischer Grund dafür ist naheliegend. NiO löst zwar wie  $\text{Cu}_2\text{O}$  Sauerstoff, aber dessen Metallionen sitzen wegen

<sup>1</sup> Siehe E. J. W. VERWEY.

ihrer doppelt so großen Wertigkeit fester als diejenigen des  $\text{Cu}_2\text{O}$ , und ein Wachstumsgesetz ist zu erwarten, welches zwischen denen für  $\text{Cu}_2\text{O}$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  liegt. Dem entspricht das empirische Gesetz (19,03).

MOTTS Theorie ist wesentlich anders. Er denkt sich in gewissen Fällen, daß Elektronen seltener als Metallionen der Leitung zur Verfügung gestellt werden, indem vor allem ihre Austrittsarbeit aus dem Metall in den Halbleiter verhältnismäßig groß ist. Weil nun die Ionen ohne begleitende Elektronen nicht wandern können (Bremsfelder!), so begrenzt die Nachlieferung der Elektronen ihre Diffusion. Deren Erschwerung erfolgt aber nur bei Schichtdicken über 50 Å. In den dünnsten Schichten würde sich nämlich die normale Elektronenverarmung nicht auswirken, weil die Elektronen aus dem Metall infolge des Tunnel-effektes reichlich genug nachgeliefert werden. MOTT gelangt so zu einer Erklärung der Tatsache, daß gewisse Oxydschichten sich nur bis zu einer bestimmten Dicke ausbilden. Gegen seine Theorie spricht aber die Tatsache, daß die kompakten  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schichten der Elektrolytkondensatoren (sog. Hochvoltschichten), bei deren Bildung die Elektronen-nachlieferung keine Rolle spielt, ebenfalls nur bis zu einer begrenzten, der Spannung proportionalen Schichtdicke anwachsen. Wegen des Tunneleffektes vergleiche man im übrigen die Berechnung in § 21.

Schließlich sei betont, daß C. WAGNER [3] gewisse hier nicht erwähnte Ursachen für Abweichungen von dem Gesetz (18,04) anführt. Er denkt sich z. B., daß die entstandenen Oxyde zunächst in einer instabilen Form mit hoher Diffusionsgeschwindigkeit existieren, die allmählich in stabile Formen mit kleinerem Diffusionskoeffizienten  $D$  übergehen. Er beachtet auch andere Ursachen für eine Inkonstanz von  $D$ .

### § 19. Beispiele der Ausbildung von Anlaufschichten.

Die im folgenden angegebenen Dicken von Oxydschichten sind als gemittelt über gewisse Oberflächen zu betrachten. Von Punkt zu Punkt können die Unterschiede sicherlich groß sein, jedenfalls nachdem die Schichtdicke die Größenordnung von 100 Å oder mehr erreicht hat; dies zeigt schon das manchmal mosaikartig bunte Spiel der NEWTON-schen Farben. Ob die ersten, an ursprünglich reinen Metallflächen aufwachsenden Häute gleichmäßiger sind, ist eine noch schwebende Frage.

**$\text{Cu}_2\text{O}$  auf Cu ausgebildet.** Eine Anzahl von Beobachtungen, die von verschiedenen Forschern in normaler Atmosphäre und bei verschiedenen Temperaturen gemacht wurden, wird von der Formel (19,01) erfaßt. Diese Formel ist empirisch, weicht aber wenig von der WAGNERSCHEN Gl. (18,04) ab. Wenn reines Elektrolytkupfer verwendet wird, so soll nach N. B. PILLING und R. E. BEDWORTH die Anwesenheit von Wasserdampf, welche die Vorbedingung für Lokalelemente bildet, die Oxydationsgeschwindigkeit gar nicht beeinflussen. Die Dicke der ersten, sich in Minuten ausbildenden Oxydhaut ist, wie begreiflich, besonders schwer

zu messen. Die besten früheren Angaben lauten: von G. D. PRESTON und L. L. BIRCUMSHAW [I]  $y = 25 \text{ \AA}$ ; von W. E. CAMPBELL und U. B. THOMAS [I]  $y = 47 \text{ \AA}$ . Die letztgenannten haben kürzlich eine verbesserte elektrolytische Reduktionsmethode ausgebildet, welche zum ersten Male eine zuverlässige Messung gestattet<sup>1</sup>. Sie reduzieren das Oxyd der kathodisch eingeschalteten Probe in einer KCl-Lösung unter sorgfältigem Luftabschluß (was besonders wichtig ist) bei sehr kleinem Strom und finden: In Sekunden oder Minuten bildet sich in Luft auf einem gerade durch Reduktion von Oxyd befreiten Stück Kupfer eine zunächst einmolekulare Fremdschicht aus; nach einer halben Stunde ist diese 10 bis 20  $\text{\AA}$  dick. Wenn aber die Kupferprobe geschmirgelt wird, so wird die erste Fremdschicht etwa 30  $\text{\AA}$  dick, und zwar unabhängig davon, welchen Durchmesser zwischen 0 und 0,04 mm die Schmirgelkörner haben, und auch unabhängig davon, ob die Behandlung in Luft, Wasser, Benzin oder Toluol geschieht. Unsere Formel (19,01) enthält am Ende das Glied 30  $\text{\AA}$ . Sie wird dadurch für den Fall zurecht geschnitten, daß das Prüfstück am Anfang der Beobachtungszeit geschmirgelt worden ist, weil dieser Fall den zum Vergleich herangezogenen Untersuchungen am besten entspricht.

Die bei gewöhnlicher Temperatur entstandene Oxydhaut besteht aus normal kubischem  $\text{Cu}_2\text{O}$ \*. Für  $\text{Cu}_2\text{O}$  gilt mit  $y$  in  $\text{\AA}$ ,  $t$  in Stunden und  $\vartheta$  in  $^\circ\text{C}$ :

$$y = 30 \cdot e^{0,013\vartheta} \cdot \sqrt{t} + 30. \quad (19,01)$$

Die Tafel (19,02) vergleicht eine Anzahl Beobachtungen mit Berechnungen nach (19,01). Wo es erforderlich war, die Schichtdicke aus Gewichtsangaben des Beobachters zu berechnen, wurde eine  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Dichte von 5,9 zugrunde gelegt. Die Streuung beruht natürlich zum Teil darauf, daß verschiedene Kupfersorten verwendet wurden. Einen besonderen Vergleich von zwei Kupfersorten hinsichtlich ihrer Oxydation hat J. S. DUNN [I] ausgeführt. Er fand bei gleicher Wärmebehandlung (10 Minuten bei  $440^\circ\text{C}$ ) Oxydationsschichten auf normalem Handelskupfer und auf völlig aktiviertem Kupfer, deren Dicken sich wie 25 : 36 verhielten.

Wenn man bedenkt, wie umfassend der Bereich der Variablen in der Tafel (19,02) ist, so wird man die Fähigkeit der Formel (19,01), die Messungen zusammenzufassen, als beträchtlich anerkennen.

**NiO auf Ni ausgebildet.** Im FL<sup>2</sup> sind besonders genaue Dickenmessungen an NiO-Schichten auf in einheitlicher Weise behandelten und bei erhöhter Temperatur angelaufenen Nickelstäben ausgeführt

<sup>1</sup> W. E. CAMPBELL und U. B. THOMAS [2].

\* G. D. PRESTON und L. L. BIRCUMSHAW [I].

<sup>2</sup> R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [I3].

Tafel (19,02). Dicken von Anlaufschichten aus  $\text{Cu}_2\text{O}$  in Abhängigkeit von Temperatur und Zeit.

Schrifttum	Atm.	$\vartheta$ ° C	$t$ h	$\gamma_{\text{gem}}$ cm	$\gamma_{\text{er}}$ cm
N. B. PILLING und R. E. BEDWORTH, Fig. 23 bis 30	O <sub>2</sub>	700	1	0,0031	0,0027
	Luft	700	1	0,0021	0,0027
	„	700	6	0,0054	0,0066
	„	900	1	0,014	0,039
	O <sub>2</sub>	900	1	0,016	0,039
	„	900	3	0,025	0,067
W. H. J. VERNON, Abb. 53 in O. BAUER, O. KRÖHNKE, G. MASING	Luft	20	960	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$12 \cdot 10^{-6}$
U. R. EVANS und H. A. MILEY [2], A. B. WINTERBOTTOM	Luft	18	1	$0,7 \cdot 10^{-6}$	$0,9 \cdot 10^{-6}$
	„	18	5	$0,85 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
	„	62	1	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
	„	62	5	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$
R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13], Tab. (3n)	Luft	150	2	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$
	„	200	0,17	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$
	„	200	2,67	$16,6 \cdot 10^{-6}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$
G. D. PRESTON und L. L. BIR-CUMSHAW [1]	Luft	100	1	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
	„	183	0,17	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$

worden<sup>1</sup>. Wie die Tafel (19,04) zeigt, lassen sich die Dicken der betreffenden Schichten recht genau durch die Formel (19,03) fassen. Allerdings ist Nickel hinsichtlich der Oxydation sehr gegen kleinste Beimengungen von Fremdstoffen<sup>2</sup> und vielleicht auch in anderer Hinsicht empfindlich<sup>3</sup>, so daß nicht zu erwarten ist, daß Messungen verschiedener Forscher zu ganz übereinstimmenden Ergebnissen führen. In der Tafel (19,04) sind außer den Messungen aus dem FL auch anderweitige Messungen mitgenommen. Für die letzten paßt die Formel (19,03) schlecht. Es sei auch erwähnt, daß PILLING und BEDWORTH für Nickel die Zeitbeziehung (18,04) und nicht (19,03) bestätigt finden.

<sup>1</sup> Die Dicken der NiO-Schichten wurden an Hand von NEWTON-Farben bestimmt, eine Methode, die auch frühere Forscher benutzt haben, allerdings ohne die Reflektionsfähigkeit des Nickels richtig zu bewerten. Dieser Fehler wurde richtiggestellt. Um die Berechnungsmethode zu prüfen, wurden Nickelschichten auf schon untersuchte NiO-Schichten aufgedampft, und wieder wurde durch NEWTON-Farben die Dicke bestimmt. Es ergab sich nach den benutzten Formeln außerordentlich genau dieselbe Dicke des NiO wie vorher. Die Messungen wurden nach einem gewissen Verfahren, wegen dessen auf die Originalarbeit verwiesen wird, ausgeglättet.

<sup>2</sup> Schon von N. B. PILLING und R. E. BEDWORTH hervorgehoben.

<sup>3</sup> Auf eine Beeinflußbarkeit der Kristall-Fehlerstruktur deutet z. B. der Umstand, daß reines kompaktes Nickel katalytisch inaktiv ist, während bei Anwesenheit von N<sub>2</sub> oder O<sub>2</sub> ausgebildete Nickelschichten aktiv werden, laut Beobachtungen von K. ABLESOWA und T. ZELLINSKAJA.

Die Messungen aus dem FL sind nicht so genau, daß aus ihnen das Zusatzglied  $20 \text{ \AA}$  am Ende der Gl. (19,03) mit voller Sicherheit gefolgert werden kann. In der Abhandlung HOLM [13] wurde die Dicke ohne das Zusatzglied berechnet. Man sieht immerhin in der dortigen Tabelle (3h), daß bei den kleinsten Dicken Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Werten auftreten, wenn man sich an die ursprünglich gemessenen und nicht an die ausgeglätteten Werte<sup>1</sup> hält. Das Zusatzglied bringt diese Abweichungen zum Verschwinden.

Für  $NiO$  prüfen wir mit  $y$  in  $\text{Å}$ ,  $t$  in Stunden und  $\vartheta$  in  $^{\circ}\text{C}$  die Gl.

$$y = 0,484 \cdot e^{0,0137\vartheta} \cdot \ln(25t) + 20. \quad (19,03)$$

Tafel (19,04). Dicken von Anlaufschichten aus  $NiO$  in Abhängigkeit von Temperatur und Zeit.

Schrifttum	Atm.	$\vartheta$ $^{\circ}\text{C}$	$t$ h	$y_{\text{gem}}$ cm	$y_{\text{ber}}$ cm
R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13], Tabelle (3h)	Luft	360	1	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
	„	360	4	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$
	„	420	0,25	$3,25 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
	„	420	1	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$
	„	420	4	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$7,2 \cdot 10^{-6}$
	„	495	0,5	$11,0 \cdot 10^{-6}$	$11,3 \cdot 10^{-6}$
	„	495	1	$14,1 \cdot 10^{-6}$	$14,1 \cdot 10^{-6}$
	„	495	4	$20,3 \cdot 10^{-6}$	$19,9 \cdot 10^{-6}$
N. B. PILLING und R. E. BED- WORTH, Fig. 37 u. 38	$O_2$	900	1	$0,95 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
	„	900	6	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
	„	1000	1	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$14,0 \cdot 10^{-3}$
	„	1000	6	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$22,0 \cdot 10^{-3}$

Es ist lehrreich, die Formeln (19,01) und (19,03) in Hinsicht auf das Anlaufen bei Zimmertemperatur zu vergleichen. Der Dickenzuwachs über die anfänglichen 20 bis  $30 \text{ \AA}$  hinaus beträgt:

Tafel (19,05). Vergleich des Dickenzuwachses über die ersten 30 bzw.  $20 \text{ \AA}$  hinaus bei  $Cu_2O$  und  $NiO$  in Zimmertemperatur.

	Nach 1 Tag	Nach 30 Tagen
Für $Cu_2O$ . .	180	$1050 \text{ \AA}$
Für $NiO$ . .	4	$6 \text{ \AA}$

Diese Zahlen demonstrieren die Edelheit des Nickels als Kontaktwerkstoff.

Die Formeln (19,01) und (19,03) enthalten keine Berücksichtigung des Gasdruckes. Dies ist insofern berechtigt, als der Gasdruck in einem gewissen Bereich in Hinsicht auf die sonstige Streuung eine kleine Rolle spielt. Nach WAGNERS<sup>2</sup> Theorie ist die Oxydationsgeschwindigkeit nur der 7. Wurzel des Sauerstoffdruckes proportional. Etwas ähnliches zeigt betreffend  $Cu_2O$  die Fig. 33 bei PILLING und BEDWORTH. Dasselbe

<sup>1</sup> Vgl. Fußnote 1 der vorigen Seite.

<sup>2</sup> C. WAGNER und K. GRÜNEWALD [4], besonders Fig. 5.

Bild gibt auch die untere Druckgrenze für diese Regel an. Unterhalb von etwa 0,3 Torr sinkt die Oxydationsgeschwindigkeit schnell mit weiter abnehmendem Druck.

**Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> auf Al ausgebildet.** Aluminium ist bekanntlich ein sehr unedles Metall, und daß es trotzdem gegen Luft und auch gegen allerhand energiereichere Einflüsse beständig bleibt, beruht darauf, daß die außerordentlich schnell sich ausbildende erste Oxydschicht die Oberfläche gegen weitere Angriffe schützt. Das Oxyd Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nimmt ein (um 26%) größeres Volumen als das in ihm enthaltene Metall ein, ist selbst chemisch und mechanisch außerordentlich widerstandskräftig und leitet sowohl Elektronen wie auch Ionen sehr schlecht; darum schützt es so gut<sup>1</sup>. Die erste auf einer Reinaluminiumfläche sich schon in Sekunden ausbildende Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht hat nach G. HASS die Dicke 20 bis 25 Å, also ungefähr dieselbe Dicke wie die erste Cu<sub>2</sub>O- und NiO-Schicht. Das weitere Anwachsen der Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht geht in üblicher Zimmerluft sehr langsam vor sich und hört nach etwa einem Monat mit einer Schichtdicke von 60 bis 100 Å ganz auf, wenn nicht Säuredämpfe in der Luft hinzukommen. Solche bedingen nämlich ein weiteres Anwachsen. Die Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht veranlaßt keine Elektronenbeugungsringe und wird darum als amorph angesehen. A. STEINHEIL hatte dickere Schichten von Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> als 100 Å berechnet. Er benutzte aber dabei einen unrichtigen Lichtabsorptionskoeffizienten für das Aluminium. Nach gebührender Korrektur entsteht Übereinstimmung mit den Angaben von HASS. PRESTON und BIRCUMSHAW<sup>2</sup> haben derartige Schichten von dem Mutteraluminium befreit und mittels Elektronenbeugung untersucht. Auch sie finden eine amorphe Struktur und mit obigen Angaben übereinstimmende Dicken.

Die Schutzwirkung gegen Korrosion seitens des Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> hört auf, wenn sich Lokalelemente ausbilden können. Bekannt ist ja z. B. die verheerende Korrosion an Verschraubungen, wo Aluminium Kupfer berührt.

**Magnesium** ist ein Metall von ähnlicher Unedelheit wie Aluminium. Es könnte aber von seinem Oxyd nicht in derselben Weise wie Alu-

<sup>1</sup> Aus dem nämlichen Grunde schützende Schichten bilden sich auf Fe, Ni, Cu und Pb; siehe z. B. U. R. EVANS [3], S. 104 und 127. G. MASING bezweifelt allerdings die allgemeine Bedeutung des Oxydvolumens und befürwortet eine Annahme von G. TAMMANN, nach der die gegenseitige Orientierung des Metalles und der sich auf ihm bildenden Schutzschicht so ist, daß Netzebenen mit gleich dichter Belegung mit Metallatomen aufeinander zu liegen kommen. Neuere Untersuchungen mit dem Übermikroskop haben eine ungeahnte Porosität der dünnen Anlaufschichten entschleierte. Der Überzug auf Al zeigt sich verhältnismäßig porenfrei. Vielleicht beruht darauf seine schützende Fähigkeit.

<sup>2</sup> G. D. PRESTON und L. L. BIRCUMSHAW [2]. Das Metall wurde einem trockenen, 200 bis 250 °C warmen HCl-Gas ausgesetzt. Es dampfte Aluminiumchlorid weg.

minium geschützt werden, da das Magnesiumoxyd ein (um 16%) kleineres Volumen als das in ihm enthaltene Magnesium hat. Hierauf beruht es vielleicht neben anderen Gründen, daß das Magnesium im Gegensatz zum Aluminium brennbar ist. Daß das Magnesium nichtsdestoweniger in dickeren Stücken an der Luft bei gewöhnlicher Temperatur so gut beständig ist, muß wohl daran liegen, daß seine Oxydhaut sich bald in Karbonat mit etwas Sulfat umbildet, Schichten, welche nun ein zum Schützen ausreichendes Volumen (etwa das doppelte des Metalles) besitzen.

Wie sich die sog. **nichtrostenden Stähle** gegen den Sauerstoffangriff schützen, ist nicht einwandfrei festgestellt. Anscheinend überziehen sie sich mit einer sehr dünnen Oxydhaut von beispielsweise 20 bis 30 Å Dicke; aber vor allen Dingen sind sie dank erhöhter Edelheit und möglicher Befreiung von Kohle nicht mehr geneigt, Lokalelemente auszubilden. Diese Lokalelemente sind ja sonst das Verhängnis des Eisens. Der hygroskopische Rost wächst infolge der Tätigkeit der Lokalelemente schnell weiter.

Während **Bronze** als Kontaktstoff sich ziemlich sauber verhält, ist bekanntlich **Messing** wegen der leichten Oxydierbarkeit außerordentlich schlecht. Bei hohen Temperaturen kann das Zink nach außen diffundieren, und seine starke Oxydationsneigung führt, wenn die Legierung mehr als etwa 20% Zink enthält, dazu, daß das Oberflächenoxyd so gut wie ausschließlich vom Zink gebildet wird<sup>1</sup>.

Allgemein ist zu beachten: Sobald Kontakte auf so hohe Temperatur kommen können, daß in ihnen die Diffusion beträchtlich wird, hört die Sicherheit gegen Oxydation auf, für die sonst eine Beimischung eines edleren Metalles garantieren kann, wenn es sich um homogene Mischkristalle und eine Menge des edleren Metalles über der sog. Einwirkungsgrenze handelt.

**Zink** schützt sich wie Aluminium vor weiterer Korrosion durch eine Oxydschicht, die an und für sich isoliert. Nun fließt aber das Zink (das Atomgitter ist hexagonal) sehr leicht, indem die 001-Ebenen gleiten. Verschieden orientierte Kristallite verformen sich verschieden leicht. Darum bilden sich besonders große Risse in der Oxydhaut im belasteten Kontakt, und man erhält anfangs eine gute elektrische Leitung. Dieser Vorteil wird aber durch den Nachteil überkompensiert, daß Zink keine Dauerfestigkeit hat. Zink ist darum ein sehr ungünstiger Kontaktstoff, der besondere Behandlung verlangt, vgl. § 27.

Wie bereits in § 17 gesagt, konnte hier die Ausbildung von Anlaufschichten auf Metallen in Luft nur durch einige gewählte Beispiele erläutert werden. Wegen näherer Auskunft muß auf das metallographische Schrifttum verwiesen werden. Wir verzichten ganz darauf, den Angriff

<sup>1</sup> Vgl. z. B. J. S. DUNN [1].

von anderen Agenzien als Luft zu beschreiben. Der komplizierte Einfluß seitens der Entladungen wird an anderer Stelle, § 51, nur kurz gestreift werden.

### § 20. Die elektrische Leitung in dünnsten Fremdschichten.

In § 18 haben wir schon erwähnt, daß vorher im Vakuum ganz rein gemachte Metalloberflächen bei Berührung mit Luft sich äußerst schnell mit einer dünnen Haut aus  $O_2$ ,  $H_2O$  usw. überziehen. Bringt man nun die Metalloberflächen in Kontakt, so werden äußere Teile dieser Fremdhäute weggequetscht, und nur eine einmolekulare Haut, die „Molekelhaut“, bleibt in der Kontaktfläche an jedem Kontaktglied haften. Wenn die Haut vorher Zeit gehabt hat, sich mit Metallatomen chemisch zu verbinden (etwa zu einem Oxyd), dann kann sie sich im Kontakt in dickeren Schichten halten. Sie bleibt aber auch als Oxyd anfänglich bei etwa 10 bis 20 Å Dicke. Alle diese unsichtbaren Häute ändern auffällig die Haftfähigkeit der Metalloberflächen, vgl. §§ 25 und 37. Selbstverständlich müssen sie auch einen Einfluß auf die Leitfähigkeit des Kontaktes ausüben; dieser hat sich aber als äußerst klein gezeigt und kann nur mit besonderen Mitteln sicher gemessen werden.

Wir erinnern an die Gl. (2,06), welche für einen symmetrischen Kontakt folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$R = \frac{\rho}{2a} + \frac{\sigma}{\pi a^2}, \quad (20,01)$$

wo  $\sigma$  einen Hautwiderstand je  $cm^2$  bedeutet, welcher für den allerdings im allgemeinen nicht verwirklichten, in (2,06) angenommenen Sonderfall, daß der spezifische Widerstand  $\rho_3$  der Schicht maßgebend ist, die Form  $\sigma = \rho_3 \cdot y$  ( $y =$  Dicke der Schicht) annimmt. Gehört nun der Hautwiderstand zu einer ganz dünnen ersten Haut und ist die Kontaktlast nicht sehr klein, so ist bei Zimmertemperatur das letzte Glied  $\sigma/\pi a^2$  der Gl. (20,01) viel kleiner als das vorangehende. Es hat meistens die Größenordnung der Streuung der Messungen und läßt sich darum bei Zimmertemperatur im allgemeinen schwer feststellen. Es gibt aber eine Möglichkeit, den Engewiderstand so zu vermindern, daß er kleiner als  $\sigma/\pi a^2$  wird, nämlich das Heruntergehen zu genügend niedriger Temperatur; denn dann wird der spezifische Widerstand  $\rho$  des Metalles sehr klein. R. HOLM und W. MEISSNER<sup>1</sup> sind so verfahren. Als sie vor einem Jahrzehnt die Untersuchungen anfangen, war allerdings die Vorstellung von den dünnsten Häuten und ihrem  $\sigma$  noch nicht entwickelt. Man wußte nur, daß reine Metalloberflächen in Luft schnell die Haftfähigkeit offenbar infolge eines dünnen Überzuges verlieren, und es galt zu finden, inwiefern dieser auch den Strom beeinflußt. Die Resultate gaben, mit theoretischen Überlegungen verbunden (§ 21),

<sup>1</sup> R. HOLM und W. MEISSNER [15], [16] und [18].

Auskunft sowohl über die Art der Leitung wie auch über die Dicke der Häute. Außerdem wurden wertvolle Kenntnisse über die Supraleitfähigkeit von Kontakten gewonnen.

HOLM und MEISSNER benutzten Apparatetypen, von denen das in Abb. (20,02) dargestellte Modell (zur Verbesserung der Wärmeleitung meistens mit He gefüllt) das einfachste ist. Auf zwei Stäbchen  $S$  ruht ein drittes Stäbchen  $Q$ , das durch das Gewicht belastet ist. Es wurden die beiden Kontaktwiderstände zwischen den Stäbchen  $S$  und  $Q$  gemessen. Abb. (20,03) gibt dazu die Schaltung an. Zwischen  $Z_1$  und  $Z_2$  bzw.  $Z_2$  und  $Z_3$  wird die Spannung  $U_1$  bzw.  $U_2$  gemessen. Der betreffende Kontaktwiderstand ist mit genügender Annäherung

$$R_1 = \frac{U_1}{I} \quad \text{bzw.} \quad R_2 = \frac{U_2}{I}.$$

Andere Apparate waren so eingerichtet, daß der Querbalken  $Q$  von den tragenden Stäben  $S, S$  abgehoben werden konnte. Die Berührungsflächen müssen angenähert Kreisflächen  $\pi a^2$  gewesen sein. Deren Größe wurde ursprünglich ausschließlich gemäß Formel (13,08) berechnet, nachdem die Härte  $H$  bei der in Frage kommenden Temperatur bestimmt war. Vorausgesetzt war also, daß die ganze Berührungsfläche sich plastisch ausbildete, was auch bei der in den meisten Fällen verwendeten Kontaktlast stimmen dürfte. Einige Male wurde aber mit so kleiner Kontaktlast gearbeitet, daß die Berührungsfläche wahrscheinlich weitgehend nur elastisch beansprucht war. Die Tafeln (20,05) und (20,06) sind deswegen gegen die ursprünglich veröffentlichten etwas ergänzt worden. Die Tafel (20,05) enthält nämlich einige Werte des Elastizitätsmoduls  $E$ , welche zur Berechnung von elastischen Berührungsflächen nach Formel (13,04) verwendet worden sind<sup>1</sup>. Der relative Krümmungshalbmesser  $r$  der Kontaktglieder wurde mit 0,1 cm angesetzt. Die elastische Berührungsfläche braucht nur dreimal in der Tafel (20,06) berücksichtigt zu werden, und dadurch entstehen lediglich belanglose Korrekturen. Was nun die Härte anbelangt, so wurde sie mit Hilfe der in Abb. (20,04) skizzierten Anordnung gemessen. Eine auf einer Waagschale ruhende Stahlkugel  $K$  wird nach oben gegen das festgehaltene Probestück  $P$  gedrückt, während dieses zusammen mit

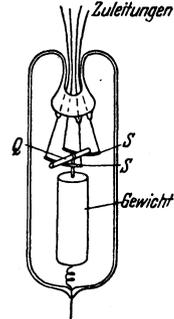


Abb. 20,02. Auf zwei Stäbchen  $S$  ruht ein drittes Stäbchen  $Q$ , das durch das Gewicht belastet ist. Es wurden die beiden Kontaktwiderstände zwischen den Stäbchen  $S$  und  $Q$  gemessen.

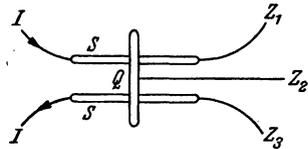


Abb. 20,03. Schaltschema für den in (20,02) abgebildeten Apparat.

<sup>1</sup> Es handelt sich hier um dieselbe Konkurrenz der beiden Formeln (13,04) und (13,08), die wir von der Diskussion der Abb. (14,04) auf S. 71 her kennen.

dem umgebenden Teil des Apparates auf der bezüglichen Temperatur gehalten ist. Den Eindruck mißt man nachher mikroskopisch. Die benutzten  $H$ - und  $\varrho$ -Werte, die zum Teil auch aus anderweitigen Messungen stammen, sind in der Tafel (20,05) zusammengestellt.

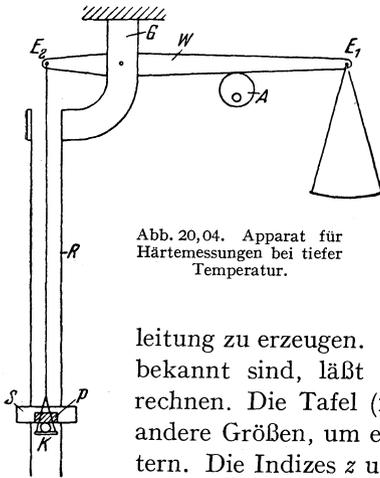


Abb. 20,04. Apparat für Härtemessungen bei tiefer Temperatur.

Bei den Messungen der Kontaktwiderstände  $R$  für niedrige Temperaturen wurden die Gefäße mit den Kontakten ganz in flüssigem Stickstoff, Wasserstoff oder Helium gehalten. Gelegentlich wurde die Temperatur durch Abpumpen erniedrigt, z. B. um Supraleitung zu erzeugen. Da nun  $P$ ,  $R$ ,  $\varrho$ ,  $H$  und  $E$ , also auch  $\alpha$  bekannt sind, läßt sich nach (20,01) das zugehörige  $\sigma$  berechnen. Die Tafel (20,06) enthält solche  $\sigma$ -Werte, aber auch andere Größen, um ein Urteil über die Genauigkeit zu erleichtern. Die Indizes  $z$  und  $t$  verweisen auf die Zimmertemperatur bzw. auf die erniedrigte Temperatur. Ein \* deutet an, daß die niedrige Temperatur nicht  $4,2^\circ$ , sondern  $20^\circ \text{K}$  betrug. Nur Mittelwerte aus Beobachtungen mit immer neuen Kontaktstellen sind eingetragen.

Tafel (20,05). Bei den Berechnungen benutzte Werte der Härte  $H$ , des spezifischen Widerstandes  $\varrho$  und des Elastizitätsmoduls  $E$ .

Für Beobachtungsreihe	Metall	$H_z$ t/cm <sup>2</sup>	$H_t^*$ t/cm <sup>2</sup>	$\varrho_z$ 10 <sup>-6</sup> Ω cm	$\varrho_t$ 10 <sup>-6</sup> Ω cm	$E_z$ 10 <sup>9</sup> g/cm <sup>2</sup>	$E_t$ <sup>1</sup> 10 <sup>9</sup> g/cm <sup>2</sup>
1 ··· 5	Au	1,3	2,7	2,3	0,018	8	10
6 ··· 11	Sn	0,45	5,5	11,3	0,34	5	7
9 ··· 13	Pb	0,32	1,49	21,0	0,63 *	1,5	3
23	Cu	2,0	4,0	1,8	0,018	11	12
25	„	6,6	9,3	1,8	0,1 *	11	12
26	Ni	10,0	18,9	9,5	3,0 *	20	23
15 ··· 21	Pt	3,0	26,7	10,5	0,1	13	16

*Bemerkung zur Berechnung der Engewiderstände in tiefen Temperaturen.* Die  $\varrho_t$ -Werte der Tafel (20,05) betreffen entfestigte Metalle. Nun waren zwar alle Kontaktstäbe durch Erwärmen entfestigt, aber bei der Bildung eines Kontaktes verfestigt sich dessen nächste Umgebung wieder ein wenig. Dies könnte vielleicht einen Einfluß auf  $\varrho_t$  haben, der zu berücksichtigen wäre<sup>2</sup>. Es ist möglich, daß in der verfestigten Umgebung der Kontaktfläche  $\varrho_t$  so groß wie  $\frac{1}{3}\varrho_z$  war. Der betreffende Raum trägt bei Zimmertemperatur kaum die Hälfte des Engewiderstandes. Man käme so zu Engewiderständen, die im ganzen

<sup>1</sup> Unsichere Werte.

<sup>2</sup> Vgl. W. MEISSNER [2], S. 95.

Tafel (20,06). Hautwiderstand  $\sigma$  je  $\text{cm}^2$  bei Zimmertemperatur (Index  $z$ ) oder tiefer Temperatur (Index  $t$ ;  $4,2^\circ$  oder  $*20,4^\circ \text{K}$ ).

Beobach- tungsreihe	Kontakt- art	P g	$R_z$	$R_t$	$\frac{\rho_z}{2a_z}$	$\frac{\rho_t}{2a_t}$	$\frac{\sigma_z}{\pi a_z^2}$	$\frac{\sigma_t}{\pi a_t^2}$	$\sigma_z$	$\sigma_t$
			$10^{-4} \Omega$						$10^{-9} \Omega \text{cm}^2$	
1	Au-Au	1,15	74	88	22; 20	0,32; 0,17	52; 54	88	4,6; 5,7	3,7; 8
2	„	11	14,2	14,4	7,0	0,08	7,2	14,3	6,1	5,8
3	„	35	5,8	1,8	3,94	0,045	1,86	1,75	5,0	2,3
5	„	400	1,44	0,73*	1,16	0,014	0,28	0,72	8,6	10,6
8	Sn-Sn (100)	7	5	6,7	0,7; 0,63	(0,3)	4,3; 4,4	(6,7)	7,8; 10	
13	Pb-Pb (100)	10,5	8,6*	10,5	0,7	0,5	7,9	(0)	54	
23	Cu-Cu (100)	4,0	4,7	2,25	0,03	1,75	4,67	(9)	12	
25	„	35	94	610	7	0,45	87	610	4,6	23
26	Ni-Ni	35	199	305	45; 36	20	154; 163	285	54; 92	53

in niedriger Temperatur etwa 6mal kleiner als bei Zimmertemperatur wären. Man überzeugt sich leicht davon, daß der Einfluß auf  $\sigma$  unbedeutend wird. Die hier folgende Diskussion wird davon nicht betroffen.

Aus der Tafel (20,06) lesen wir vor allen Dingen das Folgende heraus: Die  $\sigma$ -Werte bleiben bei Gold- und Kupferkontakten fast unabhängig von der Temperatur und der Kontaktart in der Größenordnung  $5 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Etwa eine Zehnerpotenz höhere  $\sigma_t$ -Werte wurden an guten Blei- und Nickelkontakten gefunden.

Tafel (20,07). Hautwiderstand  $\sigma$  je  $\text{cm}^2$  von immer weiter ausgeglüh-tem Platin und Molybdän bei Zimmertemperatur (Index  $z$ ) oder  $4,2^\circ \text{K}$  bzw.  $113^\circ \text{K}$  (Index  $t$ ).

Beobach- tungs- reihe	P g	$R_z$	$R_t$	$\frac{\rho_z}{2a_z}$	$\frac{\rho_t}{2a_t}$	$\frac{\sigma_z}{\pi a_z^2}$	$\frac{\sigma_t}{\pi a_t^2}$	$\sigma_z$	$\sigma_t$
		$10^{-4} \Omega$						$10^{-9} \Omega \text{cm}^2$	
Platin (nach HOLM und MEISSNER [15])									
15	1,5	177	103	127	(4)	50	100	2,5	(1)
17	(50)	36	(5)	23	(0,5)	13	(4,5)	22	(0,85)
18	(50)	22,5	2	(22,5)	0,5	?	1,5	?	0,3
21	?	35	2	(36)	0,78	?	1,2	?	0,09
Molybdän (nach J. J. WENT [1] und [2], $t = -160^\circ \text{C}$ )									
a	einige	—	150	—	27	—	123	—	(10)
b		—	27	—	27	—	0	—	0

Anschließend betrachten wir die Tafel (20,07). Sie gibt eine Übersicht über die Wirkung des Ausglühens von Platin- und Molybdänkontakten im Vakuum. Schon die Messungen 15 und 17 geschahen mit etwas ausgeglühtem Platin. Weitere 13 h Glühen bei  $1100^\circ \text{C}$  lag zwischen den Messungen 17 und 18 und weitere 9 h zwischen 18 und 21. Die Tafel (20,07) zeigt an der Abnahme des  $\sigma$ , wie die Platinober-

fläche immer reiner wurde. Vor dem ersten Glühen hat  $\sigma$  wahrscheinlich den normalen Wert von rund  $5 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$  gehabt.

Die Daten für Molybdän sind einer Untersuchung von J. J. WENT [1] und [2] entnommen. Er hat kein abgeschmolzenes Vakuumrohr benutzt, sondern konnte Sauerstoff wiederholt hineinlassen und wieder aus-pumpen. Er hat die Bestimmung der Berührungsfläche  $\pi a^2$  nicht über die Härte, sondern durch Widerstandsmessungen am ganz reinen Kontakt (gereinigt durch halbstündiges Glühen bei 1700 bis 1800° K) gemacht. Wiederholtes Einlassen und Entfernen des Sauerstoffs ergab eine sehr gute Reproduzierbarkeit. Am gereinigten Kontakt wurde  $0,0048 \pm 0,0002 \Omega$  bei 20° C und  $0,0025 \pm 0,0003 \Omega$  bei -160° C gemessen. Zulassen von 0,05 bis 1 Torr Sauerstoff erhöhte den Widerstand auf  $0,0125 \pm 0,003 \Omega$ .

Sauerstoffmoleküle verdunsteten von der Oberfläche des Molybdäns im hohen Vakuum schon bei -160° C, aber bedeutend schneller bei Zimmertemperatur. Dagegen kümmerten sich die Sauerstoffatome<sup>1</sup> nicht mehr um das Vakuum. Sie konnten nur durch starkes Glühen entfernt werden. Wegen näherer Angaben über diese und andere interessante Einzelheiten verweisen wir auf die Originalabhandlung.

Schon HOLM und MEISSNER hatten gefolgert, daß eine Sauerstoffhaut ein  $\sigma$  bedingt. WENTS Untersuchungen bestätigen dies. Es entsteht aber die Frage, ob die Haut den ganzen Kontakt bedeckt und also gut leitend ist, oder ob sie nur Teile bedeckt und da isoliert, während andere Teile der Kontaktfläche metallisch bleiben und die gefundene Leitfähigkeit hergeben. Die letzte Möglichkeit ist aus zwei Gründen ausgeschlossen. *Erstens* hätte eine metallische Leitung eine starke Temperaturabhängigkeit des berechneten  $\sigma$ , also große Unterschiede zwischen  $\sigma_z$  und  $\sigma_t$  geben müssen. Vielleicht hätte manchmal der Unterschied durch ein Gegenspiel der Härte verwischt werden können, jedoch nicht regelmäßig so, wie es die Versuche zeigen. Das wiederholbare  $\sigma$  muß also auf eine den *Kontakt ganz bedeckende Fremdhaut* ohne Temperaturkoeffizienten zurückgeführt werden. *Zweitens* beweist die in § 25 näher besprochene große Haftkraftverminderung durch die dünnsten Fremdhäute, daß diese die Kontaktfläche ganz oder jedenfalls zu mehr als 90% bedecken.

Wir werden finden, daß unter den geschilderten Umständen die durch  $1/\sigma$  gemessene Leitfähigkeit nur mittels des sog. Tunneleffektes erklärlich ist. In Zusammenhang damit wird festgestellt, daß die verantwortliche Haut einmolekular bzw. einatomig sein muß, also jedenfalls bis auf kleine Ausnahmestellen von einheitlicher Dicke (s. § 21).

<sup>1</sup> Wie WENT aus der Größe von  $\sigma$  auf die Anwesenheit von Sauerstoffmolekülen schließt, wird Ende § 21 auseinandergesetzt. Wenn die betreffende Haut nach einer Weile fester haftet, so sieht WENT darin ein Zeichen dafür, daß die aktivierte Adsorption (§ 17) sich ausgebildet hat.

Zu der ursprünglichen Problemstellung von HOLM und MEISSNER gehörte die Frage, ob sich in dem  $\sigma$  ein Übergangswiderstand ohne Fremdschicht offenbart, indem die Kontaktfläche als solche die Leitung stört. Theoretisch ist eine merkliche Störung nicht zu erwarten, vgl. § 1, und das Experiment entscheidet zugunsten der Theorie. In der Tafel (20,07) zusammengestellte Messungen zeigen nämlich, daß  $\sigma$  durch immer weiter getriebene Säuberung der Oberfläche zum Verschwinden gebracht wird. Nach WENTS Messungen erscheint  $\sigma$  sofort wieder bei Sauerstoffzulaß, um in erneutem Vakuum nochmals zu verschwinden. Eine Änderung der Metalloberfläche selbst liegt also dem Auftreten von  $\sigma$  nicht zugrunde.

Wir sehen also, daß alle Erfahrungen zu der Erkenntnis einer den Kontakt so gut wie vollständig deckenden Sauerstoffschicht führen. Um so merkwürdiger ist es, daß die Kontakte der supraleitfähigen Metalle Sn und Pb bei genügend niedriger Temperatur (etwas niedriger als für die reinen Metalle) *supraleitend* wurden. Es lag zwar schon 1914 ein Versuch von H. KAMERLINGH-ONNES vor, der mit Hilfe eines Kontaktes Pb-Pb einen anscheinend supraleitenden Stromschlüssel herstellen konnte. Bei diesem Versuch war aber nicht näher untersucht worden, ob der Kontaktwiderstand wirklich alle mit der Supraleitung zusammengehörigen Eigenschaften besaß. R. HOLM und W. MEISSNER [15] zeigten, daß nicht nur die Kontakte Sn-Sn und Pb-Pb, sondern auch Sn-Pb alle Eigenschaften der Supraleitung besitzen, insbesondere die Abhängigkeit der Sprungtemperatur von dem Belastungsstrom bzw. von dem von ihm hervorgerufenen magnetischen Feld.

Da die Supraleitung bei gewisser magnetischer Feldstärke aufhört und die maximalen, von der Supraleitung noch ertragenen Stromstärken gemessen wurden, so ließ sich berechnen, wie groß metallische Berührungsfächen zumindest sein müßten, um diese Supraleitung zu vermitteln. Es zeigte sich, daß unter der allergünstigsten Annahme von einer einzigen kreisrunden metallischen Fläche ihr Umfang kaum kleiner als  $2\pi a_1$  sein dürfte, wenn  $a_1$  durch  $R_t = \rho_t/2a_1$  definiert ist. W. MEISSNER [3] hat gefunden, daß der Supraleitstrom nur an der Leiteroberfläche fließt. Dieser Strom würde die Kontaktfläche nur an ihrer Umrandung durchsetzen, und fast die ganze Umrandung müßte also metallische Berührung haben, wenn der Supraleitstrom nicht die dünnste Fremdhaut durchdringen könnte; ein so beschaffener Rand ist aber äußerst unwahrscheinlich. Wir sehen, alle Wahrscheinlichkeit spricht dafür, daß die dünnsten Fremdhäute die Supraleitung nicht verhindern.

Wegen der Abhängigkeit des Widerstandes von der Stromstärke kurz vor der Supraleitung sowie wegen der Temperatur- und Stromstärkegrenzen für die Supraleitung wird auf die Originalabhandlungen verwiesen.

Einige Messungen über die Entwicklung des Hautwiderstandes in frischen Fremdschichten auf Metallen stammen aus dem FL. Ein Kon-

takt zwischen gekreuzten, im Vakuum ausgeglühten Kupferstäben, übrigens der auch bei Nr. 23 der obigen Tafel (20,06) benutzte, hatte in reinem Zustande den durch die Größe  $\varrho_z/2a_z$  angegebenen Kontaktwiderstand<sup>1</sup>. Nun wurde er auseinandergezogen und der Luft ausgesetzt. Schon nach 2 Minuten hatte sich auf den Kontaktgliedern eine Fremdschicht ausgebildet, welche sich im zusammengelegten Kontakt durch einen Hautwiderstand anzeigte, der  $\sigma = 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$  entsprach. Der Hautwiderstand wuchs in 2 Tagen auf den zwei- bis dreifachen Wert. Ähnliche Messungen wurden an Nickelkontakten gemacht<sup>2</sup>. Dagegen wurde an Gold und Platin eine sehr viel langsamere Entwicklung der ersten Fremdhäute festgestellt, vgl. die obenerwähnten Messungen von WENT.

Es ist interessant, daß ein vorher nicht genügend ausgeglühter Platindraht sehr vergrößerte (z. B. selbst bei großer Kontaktlast,  $P = 2000 \text{ g}$ , etwa 50mal zu große) Kontaktwiderstände geben kann. Säubern der Oberfläche mit Säure und sogar Ausglühen in der Flamme helfen nichts dagegen, sondern erst stundenlanges starkes Ausglühen im Vakuum. Möglicherweise ist das störende Agens ein Pt-Oxyd. Jedenfalls haben A. GÜNTHERSCHULZE und H. BETZ [11] an der Luft ausgesetzten Pt-Kathoden die für die Oxydation typische Vergrößerung der Elektronenabgabe im Glimmstrom beobachtet.

Wir gehen nun zu einigen Untersuchungen der *Fremdschichten auf Kohle* über. Auf der Kohle bilden sich keine normalen festen Oxydhäute, und die aus der Luft sich absetzende Haut wird vermutlich nur in einer einmolekularen Dicke fest genug, um den Kontaktdruck zu tragen. Deren Hautwiderstand kann sich neben dem großen Engewiderstand in der Kohle nur bei sehr kleinen Berührungsflächen, also bei kleiner Kontaktlast  $P$  geltend machen. Man muß, um den Hautwiderstand zu merken, eine so kleine Kontaktlast wie  $0,01 \text{ g}$  nehmen. Für die Beurteilung dieser Fremdschichten passende Messungen haben R. H. WRIGHT und M. J. MARSHALL ausgeführt. Sie untersuchten den Kontakt zwischen zwei Glühlampenfäden, teils nach starkem Ausglühen ( $1700^\circ \text{C}$  im Vakuum), teils bei Luftzutritt. Bei etwa  $P = 0,01 \text{ g}$  ergaben ihre Messungen:

$$\frac{\varrho}{2a} = 80 \Omega \quad \text{und} \quad \frac{\sigma}{\pi a^2} = 125 - 80 = 45 \Omega.$$

Mit  $\varrho = 0,0035 \Omega \cdot \text{cm}$  folgt hieraus  $\sigma = 67 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , d. h. ungefähr dasselbe wie für Blei und Nickel nach der obigen Tafel (20,06).

Wird  $P$  vergrößert, so verliert der Hautwiderstand an Gewicht gegenüber dem Engewiderstand, und zwar würde man ein Verhältnis proportional zu  $1/a$ , d. h. proportional zu  $1/\sqrt{P}$  erwarten. Die Messungen ergeben eine schnellere Verminderung des Hautwiderstandes, so daß dieser schon bei etwa  $P = 0,07 \text{ g}$  neben dem Enge-

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], Tabelle (11b).

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], Tabelle (11d).

widerstand nicht mehr mit Sicherheit meßbar ist. Eine mögliche Erklärung hierfür entsteht durch den Vergleich mit der obigen Abb. (15,03), welche zeigt, daß der Leitwert des Kontaktes jedenfalls anfangs bei steigender Kontaktlast ruckweise in die Höhe geht. Man muß sich wohl vorstellen, daß jeder solche Ruck das Bersten eines Kontaktbuckels anzeigt. Gleichzeitig wird die den Buckel ursprünglich deckende Fremdhaut zerrissen. Solange die Kontaktlast sehr klein ist, wird sie vorwiegend von mit Haut bedeckten Flächen getragen. Ist aber die Kontaktlast groß, so sind so viele Hautstellen zerrissen, daß der Kontakt einem ganz reinen ziemlich nahe kommt.

Die Fremdschichten auf dem Mikrophongrieß vergrößern etwas den Mikrophoneffekt; sie bedingen ihn aber nicht, wie man es früher geglaubt hat, vgl. § 29.

### § 21. Die Theorie der Stromleitung durch die dünnsten Fremdschichten in Metallkontakten.

Die im § 20 beschriebene elektrische Leitung durch dünnste Oberflächenschichten beruht nicht auf der makroskopischen Leitfähigkeit des Schichtenstoffes. Dies erhellt schon daraus, daß der Hautwiderstand  $\sigma$  wesentlich unabhängig von der Temperatur ist, ein Befund, der in krassem Widerspruch zu der starken Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit der Schichtenstoffe steht. Es kommt hinzu, daß  $\sigma$  schon bei gewöhnlichen und mäßig niedrigen Temperaturen sich auf Grund des Halbleiterwiderstandes nicht einmal größenordnungsgemäß richtig berechnen läßt. Nehmen wir z. B. die aktiv adsorbierte Sauerstoff-Atomschicht auf Kupfer. Sie kann als die erste Haut von  $\text{Cu}_2\text{O}$  oder  $\text{CuO}$  aufgefaßt werden. Wir denken uns  $\text{Cu}_2\text{O}$ , weil das die bessere Leitfähigkeit erreicht. Es hat bei Zimmertemperatur in der Regel ein  $\rho$  von der Größenordnung  $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ , und der kleinste überhaupt gemessene Wert beträgt  $68 \Omega \cdot \text{cm}^*$ . Dem entspricht bei der denkbar dünnsten Fremdschicht, einmolekular von  $3 \text{ \AA}$  Dicke, ein aus der Leitfähigkeit berechnetes  $\sigma = \rho y = 0,03$  bzw.  $2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , statt wie gemessen rund  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$ . Bedeutend größer wird der Widerspruch bei niedrigen Temperaturen. Bei der Temperatur der flüssigen Luft wird  $\rho$  nie kleiner als etwa  $10^7$  \*\*, entsprechend  $\rho y = 0,3$ , und bei ganz niedrigen Temperaturen ist  $\text{Cu}_2\text{O}$  ein absoluter Isolator, während das gemessene  $\sigma$  die zur Zimmertemperatur gehörige Größenordnung beibehält.

Es gibt nur zwei Effekte, welche für die Erklärung der geschilderten Eigenschaften des  $\sigma$  in Frage kommen könnten: entweder der Tunnel-effekt durch eine dünne Fremdhaut oder die Herabsetzung der freien Weglänge der Elektronen in einer gestörten Oberflächenzone des Metalles. Nun haben wir im vorigen Paragraphen gesehen, daß unbedingt eine Fremdschicht angenommen werden muß, um  $\sigma$  und die gleichzeitig mit ihr auftretende Verminderung der Haftkraft in Kontakten zu er-

\* F. WAIBEL.

\*\* Vgl. W. SCHOTTKY und F. WAIBEL [2].

klären. Ob sich zu ihr eine gestörte Oberflächenzone des Metalles fügt, ist ziemlich belanglos. Den Elektrizitätstransport durch die Fremdschicht muß der Tunneleffekt besorgen, und wir werden finden, daß durch ihn die volle Erklärung für  $\sigma$  erhalten wird, wenn die betreffenden Häute so dünn wie ein- oder zweimolekular sind.

Wir werden den Tunneleffekt zunächst für den Fall schildern, daß die Metalloberflächen glatt sind und eine gleichmäßig dicke Fremdschicht tragen. Diese Annahmen werden am Schluß des Paragraphen gelockert. J. FRENKEL [1] und [2] hat 1931 prinzipiell versucht, Kontaktwiderstände auf Grund des Tunneleffektes zu berechnen. R. HOLM [12] und [14] zeigte im selben Jahre, daß FRENKELS grob annähernde Formel zu einer ungefähr richtigen Größenordnung des Hautwiderstandes  $\sigma$  führt. Genauere Berechnungen, deren Art wir weiter unten schildern, führten später R. HOLM und B. KIRSCHSTEIN [22] und [23] aus. Bei all diesen Berechnungen wurde vorausgesetzt, daß die dünne Fremdschicht zwischen den Kontaktgliedern in sie hineingebrachte Elektronen nicht merklich festhält, sondern frei strömen läßt. Es zeigte sich, daß die den Kontaktpalt durchquerende elektrische Stromdichte der Spaltspannung oder, was dasselbe ist, der Hautspannung  $U_h$  proportional wird, solange  $U_h$  genügend klein bleibt. Der Proportionalitätsfaktor, er ist unser  $\sigma$ , ist demgemäß selbst unabhängig von  $U_h$ ; d. h.  $\sigma$  hat den Charakter eines Ohmschen Widerstandes.  $\sigma$  ist außerdem von der Temperatur unabhängig, jedenfalls solange diese nicht viel höher als die Zimmertemperatur wird. Im betreffenden Gebiet der Hautspannung und der Temperatur hat  $\sigma$  die folgende mathematische Form<sup>1</sup>:

$$\sigma = \frac{\hbar^3}{8\pi m e} \cdot \frac{A^2}{1 + A \sqrt{\varphi_{\ominus} - \frac{e^2}{y} \ln 2}} \cdot e^A \sqrt{\varphi_{\ominus} - \frac{e^2}{y} \ln 2}, \quad (21,01)$$

wo  $A = 1,15 \cdot \frac{\pi^2}{\hbar} y \sqrt{2m} \cdot \left(1 - \frac{e^2}{2y\varphi_{\ominus}}\right)$  ist.

Hierin bedeuten  $e$  die Ladung eines Elektrons,  $m$  seine Masse,  $\hbar$  das PLANCKSche Wirkungsquantum,  $\varphi_{\ominus}$  die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall in die Fremdschicht und  $y$  die Spaltweite = Fremdschichtdicke; elektrostatische CGS-Einheiten.

Man setze  $\varphi_{\ominus}$  so groß wie zwischen Metall und Vakuum an. Dies dürfte für dünne Fremdschichten annähernd richtig sein, während der Stoff einer dickeren Schicht auf  $\varphi_{\ominus}$  vermindernd einwirkt, vgl. § 22.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM und B. KIRSCHSTEIN [22], Gl. (5c). Für  $y > 10 \text{ \AA}$  kann man mit der folgenden vereinfachten Formel gut rechnen:

$$\sigma = \frac{1}{350} \frac{y}{\sqrt{\varphi_{\ominus}}} \cdot e^{9,3 \cdot 10^7 \cdot y \sqrt{\varphi_{\ominus}}}.$$

Darin ist  $\sigma$  in  $\Omega \cdot \text{cm}^2$ ,  $\varphi_{\ominus}$  in V und  $y$  in cm gemessen.

Um diesem Einfluß Rechnung zu tragen, ist die Abb. (21,02), welche die Gl. (21,01) veranschaulicht, nicht nur mit Kurven versehen, die aus der erwähnten Abhandlung entnommen sind, sondern sie hat auch einige Kurven für kleinere Werte von  $\varphi_{\ominus}$  hinzubekommen. Alle

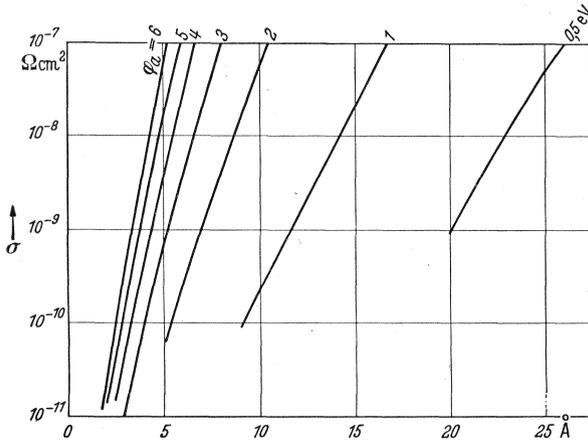


Abb. 21,02. Mit Hilfe des Tunnelleffektes berechneter Hautwiderstand  $\sigma$ , und zwar in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $\gamma$  und der Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall in die Fremdschicht. Diese Austrittsarbeit ist in der Abbildung  $m' t \varphi_a$ , im Text mit  $\varphi_{\ominus}$  bezeichnet.

diese Kurven zeigen, wie  $\sigma$  außerordentlich stark von der Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  und von der Spaltweite  $\gamma$  abhängt.

Nun vergleichen wir die Kurven der Abb. (21,02) mit den Meßergebnissen in der Tafel (20,06). Der Vergleich geschieht in übersichtlicher Weise durch die Tafel (21,03).

Tafel (21,03).

Grenzen des gemessenen $\sigma$ nach (20,06) $\Omega \text{ cm}^2$	bei $\varphi_{\ominus} =$	4	3	1	0,5	eV
	entsprechende Spaltweite $\gamma$ nach (21,02)					
$5 \cdot 10^{-9}$		4,9	5,9	12,9	21,4	Å
$5 \cdot 10^{-8}$		6,2	7,5	15,9	25	„

Wir sehen: Wenn ein bestimmtes  $\varphi_{\ominus}$  vorliegt, darf die Schichtdicke nur äußerst wenig variieren, wenn  $\sigma$  innerhalb der gemessenen Grenzen  $5 \cdot 10^{-9}$  bis  $5 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$  bleiben soll.

Um die weitere Diskussion zu erleichtern, skizzieren wir einige Hauptpunkte der Berechnungen von HOLM und KIRSCHSTEIN, welche an Berechnungen von A. SOMMERFELD und H. BETHE anknüpfen. Der Tunnelleffekt beruht darauf, daß die DE BROGLIE-Wellen eines Elektrons dünne Sperrschichten (Potentialberge) merklich durchdringen können, wenn die Dicke von der Größenordnung der Wellenlänge ist, ähnlich wie optische Wellen sehr dünne Metallschichten durchdringen können. Der Spalt erscheint den Elektronen als ein Potentialberg. Jedes an die

Grenze des Spaltes gelangende Elektron hat infolge seiner Temperaturbewegung eine Chance, den Potentialberg zu durchqueren, welche durch die Durchtrittswahrscheinlichkeit  $D$  gemessen wird. Hat der Potentialberg die einfache Gestalt  $\square$ , so stellt sich die Berechnung von  $D$  einfach. Wenn  $\bar{U}$  die Höhe des Potentialberges,  $y$  dessen Breite und  $\frac{1}{2}mv_x^2 = e \cdot E_x$  die kinetische Energie eines Elektrons senkrecht zur Sperrschicht bedeuten, so gilt annähernd:

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h} \cdot \sqrt{2m} \cdot \sqrt{\bar{U} - E_x} \cdot y}$$

Für die Gl. (21,01) mußte genauer gerechnet werden. Der Potentialberg hat in Wirklichkeit nicht die einfache eckige Gestalt, sondern wird durch das Bildkraftpotential abgerundet und etwas gesenkt. Wenn die jeweilige Höhe des Berges  $\bar{U}(x)$  ist, s. Abb. (21,05), so verändert sich die obige einfache Gleichung für  $D$  zu:

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h} \cdot \sqrt{2m} \cdot \int_0^y \sqrt{\bar{U}(x) - E_x} \cdot dx}, \quad (21,04)$$

wo  $x$  den Abstand von der einen Spaltwand bedeutet.

Die Durchtrittswahrscheinlichkeit eines Elektrons mit einem gewissen  $E_x$  ist gleich groß, ob es aus  $A_1$  oder  $A_2$  kommt. Es gibt aber verschieden viele Elektronen mit demselben  $E_x$  in  $A_1$  und  $A_2$ . Die Elektronen in  $A_2$ , deren Niveaus unterhalb der Nulllinie der Abb. (21,05) liegen, haben überhaupt keine Möglichkeit zum Austreten, weil das entsprechende Niveau in  $A_1$  fehlt. Dagegen haben alle Elektronen in  $A_1$  Austrittsmöglichkeiten. Die in  $A_1$  begünstigte Mehrzahl ist etwa proportional zu der Spaltspannung  $U_h$ , und eine nähere Berechnung zeigt, daß die aus  $A_1$  übertretende Elektronenstromdichte die entgegengesetzte um einen Betrag  $j$  übersteigt, der, solange  $U_h \ll w_i$  bleibt, annähernd proportional zu  $U_h$  wächst.  $j$  ist die meßbare Stromdichte, und solange nun  $U_h/j$  konstant bleibt, ist man berechtigt, mit diesem Quotienten so zu rechnen, als ob er einen Ohmschen Widerstand darstellt. Offenbar ist  $U_h/j$  unser  $\sigma$ .

Die Abhängigkeit dieses Widerstandes  $\sigma$  von  $\bar{U}$  beruht auf  $D$ .  $\bar{U}$  hat ein Maximum ungefähr in der Mitte des Kontaktspaltes. Es ragt da über die mittlere Höhe  $w_i$  des FERMI-Pegels des Metalles in  $A_1$  und  $A_2$  mit einem Betrag hinaus, der wesentlich gleich ist der Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  vom Metall in die Fremdschicht, vermindert um einen Betrag, welcher teils daher rührt, daß der Potentialberg (der Bildkraft gemäß) von

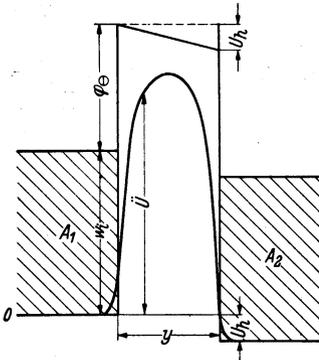


Abb. 21,05. Potentialberg mit jeweiliger Höhe  $\bar{U}$  in einem  $y$  cm weiten Kontaktspalt.  $A_1$  und  $A_2$  sind die Kontaktglieder.  $w_i eV$  = Grenzenergie der FERMI-Verteilung.

beiden Seiten her so langsam ansteigt, daß die volle Höhe  $\varphi_{\odot}$  auf der kleinen Strecke  $y/2$  noch nicht erreicht wird, teils auch von dem Feld im Kontaktpalt veranlaßt wird (Senkung um  $\frac{1}{2} U_h$ ).

Die Temperaturunabhängigkeit von  $\sigma$  beruht darauf, daß die Verteilung der  $E_x$ -Werte auf die Elektronen infolge der Entartung des Elektronengases wenig temperaturempfindlich ist.

Wir kehren zur Tafel (21,03) zurück. Wenn es sich ausschließlich um einmolekulare Sauerstoff- oder Wasserschichten auf den Metalloberflächen handelt, also um zwei Moleküle dicke Fremdschichten im Kontakt, so würde die Dicke  $y$  etwa  $6 \text{ \AA}$  betragen. Nun hat  $\varphi_{\odot}$  gegen Vakuum im allgemeinen die Größenordnung  $4 \text{ eV}$ . Die dünnen, auf beiden Seiten an Metall grenzenden Fremdschichten besitzen nicht Raum genug, um ein merklich kleineres  $\varphi_{\odot}$  definieren zu können.  $\varphi_{\odot} = 4 \text{ eV}$  und  $y = 6 \text{ \AA}$  werden somit tatsächlich, so wie es HOLM und KIRSCHSTEIN vorausgesetzt haben, maßgebend, und  $\sigma$  ergibt sich zu rund  $10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$ , d. h. so groß wie beobachtet; nur muß auch begrifflich werden, warum die Fremdschichten gerade einmolekular auftreten. Dies ist offenbar die Folge davon, daß nur die erste Moleküllage besonders gut am Metall haftet. Auf der unbelasteten Oberfläche mögen sich einige weitere Lagen aufbauen können. Sie sitzen aber dann Sauerstoff auf Sauerstoff oder Wassermolekül auf Wassermolekül, und ein solcher Zusammenbau muß bei Zimmertemperatur eine sehr lockere Verbindung geben. Im Kontakt herrscht immer ein sehr hoher Druck; dadurch müssen die eventuellen äußeren Lagen weggequetscht werden, und nur die innerste vermag sich zu halten<sup>1</sup>.

Wenn hier und da, z. B. in Poren, auch dickere Schichten (vielleicht aus einem anderen Stoff, wie z. B. Fett) zurückbleiben, so sorgt wahrscheinlich eine Erscheinung der folgenden Art dafür, daß immerhin auf  $\sigma$  kein kräftiger Einfluß ausgeübt wird. Diese dickeren Schichten dürften nämlich besser als die dünnen die  $\varphi_{\odot}$ -Werte für den Elektronenaustritt aus dem Metall in den Halbleiter hinein definieren können. Gleichzeitig nähert sich mit zunehmender Dicke  $\varphi_{\odot}$  dem für starke Schichten maßgebenden Wert in der Größenordnung  $\varphi_{\odot} = 0,5 \text{ eV}$ . Daraus folgt gemäß der Tafel (21,03) eine Tendenz,  $\sigma$  trotz des wachsenden  $y$  innerhalb einer Größenordnung zu halten. So erscheint es ganz begrifflich, warum  $\sigma$  so klar die Größenordnung  $10^{-8} \Omega \text{ cm}$  bevorzugt.

Könnte man nun die Schichtdicke  $y$  kontinuierlich wachsen lassen, so müßte sich auch ein kontinuierlicher aber rascher Übergang von temperaturunabhängigen Hautwiderständen zu solchen, die sich gemäß §§ 22 und 23 mit der Temperatur stark ändern, verwirklichen lassen. Die Verletzbarkeit der äußersten Fremdschichten erschwert jedoch solche Messungen, und bisher ist keine ganz klare Meßreihe bekannt gemacht worden. Untersuchungen in dieser Hinsicht sind aber durchaus empfehlenswert. Über die Erscheinungen bei dicken Schichten ( $100 \text{ \AA}$  oder mehr) berichten wir in den beiden folgenden Paragraphen.

<sup>1</sup> Vgl. § 36.

Schließlich werden wir uns wieder mit den im vorigen Paragraphen erwähnten Arbeiten von J. J. WENT [1] und [2] befassen. WENT verwendet Ergebnisse von der in die Tafel (21,03) eingetragenen Art, um

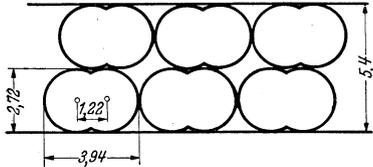


Abb. 21,06. Eine Spaltweite von  $5,4 \text{ \AA}$  bietet Raum für eine doppelte Schicht von Sauerstoffmolekülen.

die Dicke der entstehenden Sauerstoffschichten zu bestimmen. Mit einer Austrittsarbeit von  $3,8 \text{ eV}$  aus dem Molybdän in das Vakuum berechnet sich für das normale  $\sigma$  ein Kontaktspalt von  $5,4 \text{ \AA}$ , d. h. von der Dicke zweier flach liegender Sauerstoffmoleküle gemäß der Darstellung der Abb. (21,06). In dem Maße, wie

die aktivierte Adsorption sich ausbildet (s. § 17), steigt  $\sigma$  auf etwa das Hundertfache, trotzdem die Oberflächenhaut dabei nicht dicker wird. WENT erklärt dies durch eine höhere Austrittsarbeit, welche durch die negative Ladung der Sauerstoffatome bedingt wird.

## § 22. Theoretisches zur Stromleitung durch dicke Fremdschichten in Kontakten.

Mit dicken Fremdschichten in Kontakten meinen wir solche, die nicht einfach infolge des Tunneleffektes von den Elektronen durchschossen werden, so wie es im § 21 beschrieben wurde, sondern Fremdschichten von solcher Dicke, daß sie mittels einer für ihren Stoff kennzeichnenden Leitfähigkeit Einfluß auf den Stromdurchgang ausüben. Die betreffenden Stoffe zählen zu den sog. Halbleitern. Eine prinzipielle Kenntnis des Stromtransportes durch Halbleiter wurde in den letzten Jahren gewonnen, und man kennt jedenfalls die elementaren Erscheinungen, die hier zusammenwirken können. Sie verteilen unter sich ihre Rollen verschieden je nach den Umständen, und die Verteilung ist anders bei der Leitung, die uns hier angeht, als in dem einzigen bisher ausführlich untersuchten und durchgerechneten Fall, dem der Trockengleichrichter. Wenn also eine vollständige und endgültige Theorie der elektrischen Leitung in den Kontaktfremdschichten vorläufig noch nicht besteht, so dürfte es doch zweckmäßig sein, die allem Anschein nach mitspielenden Hapterscheinungen und ihr vermutliches Zusammenwirken zu skizzieren.

Es sind Erscheinungen, die zum größten Teil erst durch die Quantentheorie ihre Erklärung bekamen. Mit gewissen Begriffen aus dieser Lehre müssen wir darum operieren, wenn auch deren nähere Kenntnis nicht bei allen Lesern vorausgesetzt werden darf. Als Ersatz für die präzisen Begriffe versuchen wir einige modellartige Anschauungen zu schildern, die man sich im Anschluß an die Quantentheorie gemacht hat. Diejenigen Formeln, von denen in diesem Zusammenhang ausgegangen wird, werden hier nicht bewiesen, sondern dem angeführten Schrifttum

entnommen. Es liegt also in der Natur der Sache, daß die Darstellung in diesem Paragraphen zum Teil skizzenhaft wird.

Wir beginnen mit der *spezifischen Leitfähigkeit der Halbleiter*<sup>1</sup> — aus solchen bestehen ja die betreffenden Schichten —, und zwar brauchen wir uns nur mit der *Elektronenleitung* zu befassen, weil die Ionenleitung hier eine ganz untergeordnete Rolle spielt. Zwei Erscheinungen sind besonders kennzeichnend: Der Anstieg der Leitfähigkeit 1. mit der Temperatur und 2. mit der Anzahl Störstellen im Kristallgitter der Fremdschicht. Beide Erscheinungen konnten quantitativ erst mit Hilfe der Quantentheorie gedeutet werden, und dabei spielt der Begriff des *Niveaubandes* der Leitungselektronen eine wichtige Rolle. Als Leitungselektronen in einem Kristall kommen nur solche in Frage, welche sich in den äußersten Elektronenbahnen der Atome bewegen und von Atom zu Atom leicht springen können, um die Terminologie des BOHRschen Modelles zu benutzen. Die ausführliche Wellenmechanik kompliziert diese Begriffe. Nach ihr genügt es zur Beschreibung des Verhaltens der Elektronen nicht, diese als Teilchen zu betrachten, sondern man braucht für sie auch das Wellenbild. Man ordnet ihnen gewisse Wellenlängen zu, die mit wachsender Elektronengeschwindigkeit kürzer werden. Diese Wellen erleiden Beugungen und Reflexionen im Atomgitter, wobei nicht nur die Atomabstände maßgebend sind, sondern auch die Stärke, mit der die einzelnen Atome das Potentialfeld beeinflussen. Nur wenn die Elektronen zu gewissen Wellenlängen, also gewissen Energieniveaus, gehören, können sie sich durch den Kristall bewegen. Die vollständige Theorie schränkt also die Möglichkeiten zur Elektronenleitung ein. Gleichzeitig hat sie auch einen Einfluß auf die Zahl der Energieniveaus. Die erlaubten Niveaus bestehen nämlich aus dichten Gruppen von Teilniveaus, das sind die sog. *Niveaubänder*<sup>2</sup>. Sie sind voneinander durch Potentialunterschiede von der Größenordnung ein oder einige Volt getrennt. Jedes Band enthält eine Anzahl Teilniveaus von der Größenordnung der Atomzahl des Kristalles. Dieser Umstand ist von Bedeutung für den Begriff des mehr oder weniger vollen Bandes. Es ist nämlich so, daß infolge der sog. PAULI-Regel nur zwei Elektronen mit entgegengesetztem magnetischem Moment einem Teilniveau angehören dürfen, und ein Band ist also voll besetzt, wenn es doppelt so viele Elektronen enthält, wie es Teilniveaus hat. Das volle Band kann nicht leiten, weil dessen Elektronen vom elektrischen Feld nicht gefaßt, nicht beschleunigt werden können; denn zum Beschleunigen gehört die Hebung

<sup>1</sup> Empfehlenswerte Darstellungen: L. NORDHEIM [2], J. H. DE BOER sowie R. SEELIGER [3]. Ausführliche Behandlung bei H. FRÖHLICH. Eine von SCHOTTKY vorgenommene Weiterentwicklung ist gegenwärtig nur bei H. DRESSNANDT angedeutet.

<sup>2</sup> Wegen der Theorie der Niveaubänder verweisen wir auf das folgende Schrifttum: A. H. WILSON [1], [2] und [3]; W. SCHOTTKY und F. WAIBEL [2]; B. GUDDEN und W. SCHOTTKY [1] und [2].

auf eine etwas höhere Energiestufe, und wenn alle Stufen besetzt sind, so ist keine Hebung möglich. Wir sehen also: Zur Leitfähigkeit ist ein Band erforderlich, das entweder Elektronen von selbst enthält oder durch besondere Umstände mit solchen versehen wird, ohne aber dabei voll gefüllt zu sein.

An diese Anschauungen wird nun angeknüpft, um die Eigenschaften der Halbleiter zu erklären. Die Halbleiter haben bei niedrigster Temperatur nur volle oder leere Bänder und deswegen keine Leitfähigkeit<sup>1</sup>. Man kann sich denken, daß sie eine bekämen, indem Elektronen von außen, d. h. aus einem angrenzenden Körper, in das leere Band hineingefüllt werden. Von einer solchen Möglichkeit sehen wir zunächst ab, da wir die spezifische Leitfähigkeit des Halbleiterstoffes betrachten wollen. Zu einer eigenen Leitfähigkeit des Halbleiters kommt es nur dann, wenn infolge der Temperatur Elektronen auf solche Energiestufen gebracht werden, die zu einem leeren Band gehören. Es liegt nahe, die betreffenden Sprünge als aus einem vollen Band vor sich gehend anzunehmen. Es zeigt sich aber, daß die Bänder so weit auseinanderliegen, daß Sprünge von Band zu Band viel zu selten auftreten, um die tatsächliche Leitung erklären zu können. In dem Ausdruck für die Anzahl der um  $\Delta\varphi$  eV gehobenen Elektronen geht ein Faktor<sup>2</sup>

$$e^{-\frac{\Delta\varphi}{2V}} \quad (22,01)$$

ein, wo  $V = T/11\,600$  eV das Voltäquivalent der Temperaturbewegung bedeutet. Bei Zimmertemperatur ist  $V = 0,025$  eV. Die Wahrscheinlichkeit eines Sprunges über einen normalen Bandabstand von einem oder einigen eV ist offenbar laut (22,01) bei Zimmertemperatur äußerst klein, und für das Verhalten des Halbleiters ist es wesentlich, daß sog. Störstellen im Atomgitter vorhanden sind, in denen besetzte Elektronenniveaus vorkommen, die verhältnismäßig wenig, z. B. 0,5 eV, von einem Band entfernt sind<sup>3</sup>. Es ist dabei gleichgültig, ob das Störniveau ein besetztes unterhalb eines leeren Bandes oder ein leeres oberhalb eines vollen ist. Sendet es Elektronen in das leere Band, so nennt

<sup>1</sup> Nebenbei sei bemerkt, daß die gute Leitfähigkeit der Metalle damit zusammenhängt, daß das oberste besetzte Band bei ihnen nur teilweise gefüllt ist.

<sup>2</sup> Es handelt sich um den BOLTZMANNschen Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit einer Energie über  $\Delta\varphi$  hinaus; nur kommt im Exponenten der Faktor  $1/2$  aus dem folgenden Grunde hinzu: Hier liegt eine sog. Massenwirkung vor zwischen der Elektronenmenge in dem zu füllenden Band und der Menge „Löcher“, die sie in dem von ihnen verlassenen Band hinterlassen haben. Die Elektronen und Löcher haben dieselbe Anzahl  $c$ , und gemäß des Massenwirkungsgesetzes muß  $c^2$

proportional zu  $e^{-\frac{\Delta\varphi}{V}}$  sein, woraus nachher für  $c$  die Formel (22,01) folgt.

<sup>3</sup> In den Störstellenniveaus existiert keine Leitfähigkeit, weil die Störstellenabstände zu groß sind, um vom Tunneleffekt oder von sonstigen Effekten überbrückt zu werden.

SCHOTTKY diese *Überschußelektronen*. Übernimmt die leere Störstelle Elektronen aus einem vollen Band, so werden die freigewordenen Stellen in dem Band *Defektelektronen*<sup>1</sup> genannt. Die nähere Theorie zeigt, daß die Überschußelektronen und die Defektelektronen gleichermaßen fähig sind, die Leitung zu vermitteln. Die jetzt folgenden Überlegungen gelten weitgehend für beide Leitungsarten, und wir sprechen einfach von Elektronen, auch wenn es sich um die Verschiebung von Leerstellen<sup>2</sup>, also von Defektelektronen, handelt. Nebenbei sei bemerkt, daß bei nicht zu starken Feldern die Statistik der Störstellen thermodynamischen Gesetzmäßigkeiten gehorcht<sup>3</sup>.

Kupferoxydul ( $\text{Cu}_2\text{O}$ ) gibt ein Beispiel der Defektleitung. Ganz regelmäßige  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Kristalle haben die besetzten Bänder nur voll besetzt und isolieren<sup>4</sup>. Als Störstellen, welche die Leitfähigkeit bedingen, wirken die überschüssigen Sauerstoffatome oder, anders ausgedrückt, die Stellen, wo ein Kupferion  $\text{Cu}^+$  fehlt. Wo das der Fall ist, muß der Neutralität wegen in der Nähe ein  $\text{Cu}^{++}$ -Ion vorkommen. Nun entspricht die Überführung eines Elektrons von einem  $\text{Cu}^+$  zu einem anderen  $\text{Cu}^+$  (also die Umbildung von  $\text{Cu}^+$  nebst einem etwas entfernten  $\text{Cu}^+$  zu  $\text{Cu}$  nebst  $\text{Cu}^{++}$ ) dem Sprung über einen normalen Bandabstand. Die Überführung eines Elektrons von dem normalen  $\text{Cu}^+$  zu einem  $\text{Cu}^{++}$ , also die Bildung von  $\text{Cu}^{++}$  nebst  $\text{Cu}^+$  würde keine Energie kosten, wenn nicht die Umgebung vom ursprünglichen  $\text{Cu}^{++}$  verstärkt negativ wäre und also das Elektron abstieße. Nun ist sie so beschaffen; darum kostet die Überführung eine gewisse Arbeit, die aber verhältnismäßig klein ist. Sie entspricht dem Sprung aus dem vollen Band in die Störstelle.

An dieser Stelle ist es zweckmäßig zu wiederholen, daß die Elektronen, welche in ein leeres Band hineingeschoben werden und eine Leitfähigkeit hervorrufen, nicht notwendig aus dem Halbleiter selbst zu stammen brauchen. Sie können z. B. an seinem Rande aus dem angrenzenden Metall in das betreffende Band überspringen.

Die bisher geschilderte spezifische Leitung kann sich im Innern von Oxydschichten voll auswirken. An der Schichtgrenze entweder gegen das Muttermetall oder gegen ein angelegtes Kontaktglied werden die Erscheinungen des *Überganges der Elektronen über diese Grenze* maßgebend. Dabei ist die Austrittsarbeit vom Metall in den Halbleiter bedeutungsvoll. SCHOTTKY macht hierzu die folgende Überlegung: Wenn ein Elektron in ein Metall hineingebracht wird, so weichen dort die um-

<sup>1</sup> R. PEIERLS. Vgl. auch B. GUDDEN und W. SCHOTTKY [1] und [2].

<sup>2</sup> Auf die etwas eigentümliche Art der Bewegung der Defektelektronen, zu der die Theorie führt, brauchen wir hier nicht einzugehen. Es genügt zu wissen, daß sie den Strom befördern.

<sup>3</sup> Siehe W. SCHOTTKY [3].

<sup>4</sup> Vgl. F. ROTHER und H. BOMKE.

gebenden freien Elektronen ziemlich leicht aus. Im Halbleiter sind aber nur wenige Leitungselektronen vorhanden, und die fest gebundenen repellieren einen Eindringling verhältnismäßig stark. Also kostet es eine Arbeit oder, mit anderen Worten, es ist eine Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  erforderlich, um ein Überschußelektron aus dem Metall in den Halbleiter überzuführen. Dasselbe kommt auch darin zum Ausdruck, daß das (bei tiefer Temperatur leere) Überschußleitungsband des Oxyds um den Betrag  $\varphi_{\ominus}$  eV gegen den FERMI-Pegel des Metalls erhöht anfängt.

Etwas Entsprechendes gilt für die Überführung von Defektelektronen. Wir demonstrieren es nur für den Fall von  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Das Hineinschieben eines Defektelektrons in das  $\text{Cu}_2\text{O}$  ist gleichbedeutend mit dem Herausreißen eines Elektrons aus dem vollen Band; und wenn dieses um  $\varphi_{\ominus}$  niedriger als der FERMI-Pegel des Kupfers liegt, so resultiert eine Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  für Defektelektronen aus dem Kupfer in das  $\text{Cu}_2\text{O}$ .

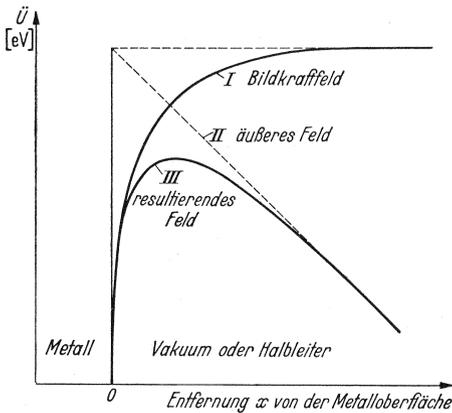


Abb. 22,02. Potentialverlauf am Rande eines Metalles. Bezeichnung wie in (21,04).

Diese Austrittsarbeiten wirken entgegen dem Überschuß- bzw. Defekt-Elektronenstrom vom Metall in den Halbleiter hinein. Ihnen entsprechend formt sich, zum Teil mit Hilfe von Doppel- ladungen, der Potentialverlauf zwischen dem Metall und dem Halbleiter. Die folgenden drei Effekte sind für die Überwindung des Hindernisses verantwortlich<sup>1</sup>:

I) Gewisse Elektronen (bzw. Defektelektronen) können schon dank ihrer *thermischen Energie* die hindernde Potentialschwelle  $\varphi_{\ominus}$  (bzw.  $\varphi_{\oplus}$ ) überspringen.

II) Ein äußeres Feld senkt so, wie die Abb. (22,02) zeigt, den Scheitel der Potentialschwelle (*SCHOTTKY-Effekt*), d. h. vermindert  $\varphi_{\ominus}$  (bzw.  $\varphi_{\oplus}$ ) und erhöht dadurch die Wahrscheinlichkeit des Überspringens.

III) Der schmale Potentialhügel, dessen äußerer Abhang in die Gerade des äußeren Feldes  $\mathcal{E}$  einbiegt, kann von Elektronen dank des *Tunneleffektes* durchschossen werden, *FOWLER-NORDHEIM-Effekt*.

Die Sättigungsstromdichte in  $\text{A/cm}^2$  im Falle I) und II) berechnet man nach der folgenden Formel:

Die Sättigungsstromdichte in  $\text{A/cm}^2$  im Falle I) und II) berechnet man nach der folgenden Formel:

Die Sättigungsstromdichte in  $\text{A/cm}^2$  im Falle I) und II) berechnet man nach der folgenden Formel:

$$j_1 = 120 T^2 \cdot e \frac{\varphi_{\ominus} - \sqrt{1,43 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\mathcal{E}}{e}}}{v}, \quad (22,03)$$

<sup>1</sup> Vgl. W. SCHOTTKY [6].

wo, wie oben,  $V=I/11\,600\text{ eV}$  das Voltäquivalent der Temperaturbewegung,  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante<sup>1</sup> und  $\mathcal{E} \frac{V}{\text{cm}}$  die Feldstärke bedeuten. Die Wurzelgröße ist der Ausdruck des SCHOTTKY-Effektes.

Die Sättigungsstromdichte in  $\text{A/cm}^2$  im Falle III) berechnet man nach der FOWLER-NORDHEIMSchen Formel<sup>2</sup>:

$$j_s = \frac{6,2 \cdot 10^{-6}}{w_i + \varphi_\ominus} \cdot \mathcal{E}^2 \cdot \sqrt{\frac{w_i}{\varphi_\ominus}} \cdot e^{-\frac{6,8 \cdot 10^7 \varphi_\ominus^{3/2}}{\mathcal{E}}} \cdot \chi, \quad (22,04)$$

wo  $w_i\text{ eV}$  die Grenzenergie der FERMI-Verteilung bedeutet, und wo die Funktion

$$\chi = \chi \left( \frac{3,7 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{\mathcal{E}}}{\varphi_\ominus} \right) = \chi(\xi) \quad (22,05)$$

die Senkung der Bildkraftbarriere berücksichtigt<sup>3</sup>. Die Funktion  $\chi(\xi)$  wird in Abb. (22,06) dargestellt. Im Falle von Defektelektronenleitung wird  $\varphi_\ominus$  durch  $\varphi_\oplus$  ersetzt. Die Berechnungen zur Herleitung der FOWLER-NORDHEIMSchen Formel sind ähnlich wie die in § 21 skizzierten, nur spielt bei der Stromberechnung  $\mathcal{E}$  anders als dort  $U_h/\gamma$  ein, und zwar deshalb, weil  $\mathcal{E}$  nicht nur die Höhe, sondern auch die Breite des Potentialhügels beeinflusst. Hier wird deswegen der Strom nicht mehr proportional zur Feldstärke. Das in die Gl. (22,04) und (22,05) eingehende  $\mathcal{E}$  bedeutet natürlich die Feldstärke im Halbleiter an der Metallgrenze.

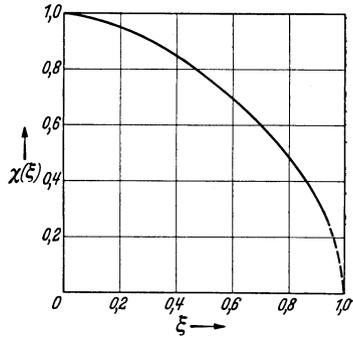


Abb. 22,06. Hilfsfunktion zur FOWLER-NORDHEIM-Formel.

Die Größen  $j_1$  und  $j_s$  sind *Sättigungsstromdichten*. Die wirklichen Stromdichten sind im allgemeinen viel kleiner, weil die in den Halbleiter übertretenden Elektronen (Defekt-

<sup>1</sup> Nach SCHOTTKY und PEIERLS wird  $\epsilon$  nur von der Elektronenpolarisation und nicht von einer Ionenpolarisation herrühren.

<sup>2</sup> R. H. FOWLER und L. NORDHEIM, korrigiert bei T. E. STERN, B. S. GOSSLING und R. H. FOWLER. Diese Formel wurde kürzlich von R. HAEFER [1], [2] sowie [3] durch Messungen der Emission aus einem Metall in das Vakuum geprüft (Wolfram mit  $\varphi_a=4,5$  und  $w_i=5,7\text{ eV}$ ) und sehr gut bestätigt. Die Meßkunst lag darin, die Feldstärke und also auch die Krümmung der emittierenden Metallspitzen richtig zu bestimmen. Dies gelang durch Aufnahme mit dem elektronenoptischen Übermikroskop von B. v. BORRIES und E. RUSKA. Frühere Versuche zu diesem Zweck scheiterten daran, daß die das Feld konzentrierenden Erhöhungen der Oberfläche nicht genügend bekannt waren. W. SCHOTTKY [1] hat bereits vor mehreren Jahren diese Bedeutung von wahrscheinlichen Unebenheiten der emittierenden Fläche hervorgehoben.

<sup>3</sup> Siehe L. NORDHEIM [1] sowie den Artikel von A. SOMMERFELD und H. BETHE, S. 439, wo auch numerische Werte der Funktion  $\chi(\xi)$  gegeben werden.

elektronen) infolge ihrer Temperatur hin und her und manchmal zurücklaufen, so daß eine gemessene Stromdichte  $j$  nur eine überlagerte gerichtete Strömung darstellt.

In der Theorie der *Trockengleichrichter*, deren Halbleiterschichten im Verhältnis zu den Anlaufschichten sehr dick sind, und die beim Betriebe schwächere Felder tragen, sind Raumladungen von entscheidender Bedeutung. Für die Dichte der Raumladungen sind Grenzen gesetzt, indem die sie bildenden Elementarladungen nur in gewissen Störstellen haften, welche nicht dichter als einige  $100 \text{ \AA}$  auseinander liegen. Diese Grenzen sind von Bedeutung für die Anlaufschichten. Die dünnen Anlaufschichten können nämlich infolge der Spärlichkeit der Störstellen nicht ausreichende Raumladungen beherbergen, um stärkere Fremdfelder bedeutend zu verzerren<sup>1</sup>. Darum wird in ihnen die Gleichrichterwirkung klein, vgl. Tafel (23,05). Es ist nicht angebracht, hier näher auf die Theorie der Gleichrichtung einzugehen. Folgende kurze Bemerkungen über die bisher leistungsfähigste Theorie, diejenige von W. SCHOTTKY<sup>2</sup>, mögen genügen.

Die Leitfähigkeit im Innern des Halbleiters kommt, wie oben geschildert, daher, daß gewisse Störstellen Elektronen (bzw. Defektelektronen) einem Bande liefern, in dem die Leitung stattfinden kann<sup>3</sup>. Es ist die thermische Energie, welche von den Elektronen für ihre Sprünge in das Band benutzt wird, und jedesmal wird durch den Sprung eine Störstelle ionisiert. Das in das Band gelangte und also gewissermaßen freigewordene Elektron läuft irgendwo umher, und in der Störstelle bleibt eine positive Restladung zurück. Wir sehen also, eine größere Dichte als diejenige der Störstellen kann eine Raumladung nicht annehmen, vgl. oben. Die tatsächliche Elektronendichte ist natürlich kleiner und ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen sekundlich aus Störstellen befreiten und in solche wieder zurückfallenden Elektronen. Im Innern des Halbleiters möge so die Elektronendichte  $n_h$  werden. An der Grenze zum Metall wird die Elektronendichte  $n_m$ , welche kleiner als  $n_h$  ist, und zwar aus dem folgenden Grunde: Maßgebend ist da das Gleichgewicht zwischen aus dem Metall herauskommenden und in das Metall zurückkehrenden Elektronen. Nun dürfte die Austrittsarbeit aus dem Metall größer sein als aus den Störstellen in das Band, so daß die Elektronendichte  $n_m$  kleiner, sogar bedeutend kleiner als  $n_h$  wird. Man fragt wohl, wieso sich unweit voneinander die verschiedenen Elektronendichten  $n_h$  und  $n_m$  halten können; denn möglich ist das ja nur, wenn ein Feld die Diffusion aus dem  $n_h$ -Gebiet in das  $n_m$ -Gebiet verhindert. Ein solches Feld stellt sich tatsächlich automatisch ein. SCHOTTKY beweist das; wir deuten es nur in folgender Weise an: Nahe dem Metall gehen ja die in dieses entweichenden Elektronen für die Wiedervereinigung mit Störstellen verloren und ein Überschuß an positiven Restladungen in Störstellen resultiert. Diese Ladungen erzeugen ein ähnliches Feld wie das Kathodenfeld einer Entladung (nur daß dort die positiven Ladungen sich bewegen, jetzt aber

<sup>1</sup> Man erinnere sich daran, daß die Kraftlinien zu einem Feld  $\mathcal{E} \frac{V}{cm}$  je  $cm^2$  in etwa  $0,5 \cdot 10^6 \mathcal{E}$  Elementarladungen münden müssen.

<sup>2</sup> W. SCHOTTKY [3], [4], [6] und [7], vgl. W. SCHOTTKY und E. SPENKE [5]. Ähnliche Ansätze sind unabhängig von N. F. MOTT [2] und B. DAVYDOV veröffentlicht worden.

<sup>3</sup> Wir führen die Überlegung zunächst so, als ob eine Überschußleitung vorläge.

still sitzen) und dieses Feld ist es, welches die Elektronendiffusion aus dem Innern des Halbleiters zum Metall verhindert. Das Randgebiet stellt demgemäß eine dauernde Verarmungszone der Elektronen dar. Die Beweglichkeit der Elektronen dürfen wir im ganzen Halbleiter gleich groß annehmen, und da nun die Leitfähigkeit proportional zum Produkt aus Beweglichkeit und Anzahl ist, so folgt für das Randgebiet eine im Verhältnis  $n_m:n_h$  verringerte Leitfähigkeit. Entsprechend der Breite der Randzone leistet diese gegen den Strom einen Widerstand, und, was von ausschlaggebender Bedeutung ist, dieser ändert sich mit der Stromrichtung. Geht der Elektronenstrom vom Metall zum Halbleiter, so addiert sich zu der „Wiedervereinigung“ ein Absog von Elektronen. Das Verarmungsgebiet mit entsprechender positiver Ladung dehnt sich infolgedessen ins Halbleiterinnere aus, und dessen Widerstand wächst. Die umgekehrte Stromrichtung weht das Verarmungsgebiet gewissermaßen zu.

Die *Gleichrichtung* kommt nun zustande, wenn der Grad der Verarmung an beiden Seiten des Halbleiters verschieden ist, entweder infolge Ungleichheiten der betreffenden Austrittsarbeiten  $\varphi_{\ominus}$  bzw.  $\varphi_{\oplus}$  oder infolge einer solchen Einseitigkeit des Halbleiters, daß er vor der einen Elektrode, z. B. vor dem Mutterkupfer<sup>1</sup>, weniger Störstellen als vor der anderen besitzt. Ein solches an Störstellen verarmtes Gebiet bezeichnet man als (chemische) *Sperrschicht*. Wenn vor der einen Elektrode die Verarmungszone viel kräftiger und breiter als vor der anderen ist, so überwiegt natürlich die Gleichrichterwirkung dieser Zone. Die Überlegungen behalten formal ihre Gültigkeit für die Defektelektronenleitung, und man kommt also zur folgenden allgemeinen Regel: Die beweglichen Teilchen, ob Elektronen oder Defektelektronen, fließen lieber aus dem Halbleiter in das Metall, *Flußrichtung*, als umgekehrt, *Sperrichtung*. Unter Umständen stört die Konkurrenz zwischen Elektronen- und Defektelektronenstrom die Gleichrichtung. Das sei nur nebenbei bemerkt, denn auf Einzelheiten wollten wir hier nicht näher eingehen.

Um nun eine *Übersicht* über die Wirkung *der durch  $j_1$  und  $j_3$  gekennzeichneten Erscheinungen* in den Anlaufsichten zu erhalten, haben wir die Tafel (22,07) zusammengestellt. Dort ist die Eigenleitung des Halbleiters durch  $\rho = 10^8 \Omega \text{ cm}$  charakterisiert; das ist ein Wert, der aus der Tafel (23,05) im Mittel für  $\text{Cu}_2\text{O}$  und  $\text{NiO}$  herauskommt, wenn der bei kleinem Strom gemessene Kontaktwiderstand  $R$ , hier mit ausreichender Genauigkeit gleich dem Hautwiderstand, einfach zu  $R = \rho y / F_0$  angesetzt wird, wo  $y$  die Schichtdicke und  $F_0$  die Berührungsfläche bedeuten. Die verwendeten  $w_i = 10 \text{ eV}$  und  $\varepsilon = 6,5$  \* sind plausible Werte, auf die es übrigens nicht so sehr ankommt. Maßgebend ist die Austrittsarbeit der Defektelektronen  $\varphi_{\oplus}$ . Wir prüfen  $\varphi_{\oplus} = 0,4$  und  $\varphi_{\oplus} = 0,5 \text{ eV}$ . Die gemessenen Stromdichten  $j_{\text{beob}}$  stammen aus derjenigen an einer etwa  $800 \text{ \AA}$  dicken  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Schicht ausgeführten Meßreihe, die in Abb. (23,01) dargestellt ist.

Die Tafel (22,07) lehrt: Solange die Feldstärke  $\mathcal{E}$  unter  $10^5 \text{ V/cm}$  bleibt, ist die gemessene Stromdichte nicht größer, als daß sie durch die normale Leitfähigkeit, also durch  $j_0$ , im Innern des Halbleiters erklärt werden kann, und für die Stromlieferung vom Metall in den Halbleiter

<sup>1</sup> Im  $\text{Cu}_2\text{O}$  z. B. sind es ja überschüssige Sauerstoffatome, welche die Störstellen veranlassen, und solche treten natürlich besonders wenig nahe dem Mutterkupfer auf.

\*  $\varepsilon$  gleich dem Quadrat des Brechungsindex genommen.

Tafel (22,07). Stromdichte in einer Anlaufschicht, besonders in  $\text{Cu}_2\text{O}$ .  
 $\rho = 10^6 \Omega \text{ cm}$ ,  $\varepsilon = 6,5$ ,  $w_i = 10 \text{ eV}$ ,  $T = 293^\circ \text{ K}$ .

Berechnet nach	$\varphi_{\oplus}$ eV	$\mathcal{E} = 10^4$	$10^5$	$4 \cdot 10^5$	$10^6 \text{ V/cm}$
(22,03)	0,4	$j_1 = 2,6$	8,6	57	500 A/cm <sup>2</sup>
	0,5	$j_1 = 0,05$	0,2	1,3	10 „
(22,04)	0,4	$j_3 = 0$	0	$3 \cdot 10^{-8}$	7500 „
	0,5	$j_3 = 0$	0	0	2,6 „
$j_0 = \mathcal{E}/\rho$	—	$j_0 = 0,01$	0,1	0,4	1 „
gemessen	—	$j_{\text{beob}} = 0,01$	0,2	8	—

steht ein durch  $j_1$  reichlich bemessener Effekt zur Verfügung. Wenn aber  $\mathcal{E}$  größer als  $10^5 \text{ V/cm}$  wird, so wächst  $j_{\text{beob}}$  schnell über das hinaus, was die normale Leitfähigkeit leisten kann. Dann müssen die Randeffekte wesentlich die Versorgung des Halbleiters mit Stromträgern übernehmen. Dies gelingt mit  $\varphi_{\oplus} = 0,5$  nicht ganz, dagegen reichlich mit  $\varphi_{\oplus} = 0,4 \text{ eV}$ , und zwar ist der SCHOTTKY-Effekt wesentlich dafür verantwortlich, daß die Randstromdichte ausreicht. Im unversehrten  $\text{Cu}_2\text{O}$  dürfte  $\varphi_{\oplus}$  tatsächlich zwischen 0,4 und 0,5 eV liegen. Es ist nun die Frage, ob der gemessene große Stromdichteanstieg bei  $\mathcal{E} = 4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ , der gemäß der Abb. (23,01) recht scharf einsetzt, nur durch die Glühemission oder auch durch den FOWLER-NORDHEIM-Effekt bedingt ist. Letzter setzt beim Übersteigen einer gewissen  $\mathcal{E}$ -Grenze plötzlich ein, gerade so wie der Anstieg der gemessenen Leitfähigkeit, nur liegt die betreffende  $\mathcal{E}$ -Grenze des FOWLER-NORDHEIM-Effektes etwas oberhalb der gemessenen mittleren kritischen Feldstärke  $\mathcal{E} = 4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ , nämlich etwa bei  $\mathcal{E} = 10^6 \text{ V/cm}$ . Dazu ist zu bemerken. Erstens: Die gemessene Feldstärke ist nur ein Mittelwert. Es kann sehr wohl sein, daß  $\mathcal{E} = 10^6 \text{ V/cm}$  tatsächlich vor Erhebungen in der Metallgrenze vorlag, so daß der FOWLER-NORDHEIM-Effekt auftreten konnte. Zweitens: Es ist möglich, daß die Verformung unter dem großen Kontaktdruck  $\bar{p}$  (eventuell derartig, daß die Haut stellenweise zerreißt) für die Senkung der Frittfeldstärke von  $10^6$  auf  $4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$  irgendwie maßgebend ist; denn unter einer gut eingeschliffenen Graphitbürste ( $\bar{p}$  klein) ist die Frittfeldstärke etwa  $10^6 \text{ V/cm}$ . Alles in allem, es ist durchaus wahrscheinlich, daß der FOWLER-NORDHEIM-Effekt bei der Frittung stark mitwirkt.

Mit den erwähnten Erscheinungen koinzidiert bei der Feldstärke  $10^6 \text{ V/cm}$  auch eine Leitfähigkeitsvergrößerung in den Anlaufschichten selbst; denn diese Feldstärke reicht gerade aus, um Elektronen in reichlicher Menge aus dem vollen in das leere Band zu heben, wenn der Bänderabstand  $\approx 1 \text{ eV}$  ist. Dies geht aus einer Formel von C. ZENER hervor. Zu einem ähnlichen Resultat führen etwas andersartige Berechnungen von J. FRENKEL [3], der den Elektronenübergang von Atom zu Atom als Tunneleffekt behandelt.

Sobald die Stromdichte die Höhe von rund  $10 \text{ A/cm}^2$ <sup>1</sup> erreicht, ist allem Anschein nach die Möglichkeit einer Art *Wärmedurchschlag* verwirklicht. Vermutlich verdichtet sich dabei der Strom auf einen engen Strang und erzeugt dort eine beträchtliche Erwärmung, derzufolge ein starker Ionenplatzwechsel einsetzt, welcher zu dem Aufbau einer metallischen Brücke durch das Oxyd führt. Dieser Vorgang wird *Frittung* genannt. Die metallische Brücke leitet gut, und die Frittung gibt sich darum in einer plötzlichen Leitfähigkeitsveränderung kund. Die Frittung braucht eine endliche Ausbildungszeit, z. B. eine Millisekunde. Die vergrößerte Leitfähigkeit bleibt solange bestehen, bis die Brücke durch Erschütterung oder andere Umstände zerstört wird. Dagegen sind die Leitfähigkeitsänderungen, die durch die Tafel (22,07) veranschaulicht werden, wesentlich reversibel. Die Erscheinung der Frittung wird in den folgenden Paragraphen genauer geschildert. Dort werden auch die Belege dafür angeführt, daß die Brücken wirklich metallisch sind.

### § 23. Die Frittung von Fremdschichten in Metallkontakten.

Eine Frittung demonstriert man einfach so: Ein Kontakt mit Anlaufsicht (z. B.  $300 \text{ \AA}$  dick) wird in Reihe mit einem Widerstand und einem Strommesser an eine Stromquelle gelegt, deren Spannung kontinuierlich von kleinen Werten aufwärts bis auf einige Volt geändert werden kann (Potentiometer). Man fängt mit kleinen Spannungen an und geht zu immer höheren. Eine Weile isoliert die Anlaufsicht im wesentlichen, d. h. sie läßt nur sehr kleine Ströme durch. Aber plötzlich, sobald die sog. *Frittspannung*  $V_f$  an der Schicht erreicht worden ist, springt der Strom in die Höhe, und zwar deshalb, weil der Kontaktwiderstand stark zurückgeht, allerdings nicht beliebig weit, sondern nur so, daß etwa  $0,3$  bis  $0,5 \text{ V}$  an ihm zu liegen kommen. Diese Änderung kennzeichnet die Frittung. Der verbesserte Leitwert bleibt nachher meistens lange bestehen, wenn der Kontakt ohne Erschütterung in Ruhe gehalten wird. Eine Frittung von der eben geschilderten Art braucht keine sichtbare Veränderung in der Fremdschicht hervorzurufen. Wenn eine solche auftritt, wenn z. B. ein deutliches Loch in der Schicht zu sehen ist, wobei das Metall meistens Zeichen von einer Schmelzung aufweist, dann spricht man von einem *Durchschlag*. Der Durchschlag wird durch dieselbe Spannung wie die Frittung eingeleitet, verlangt aber eine größere Stromstärke als diese.

Ein genaueres Studium des einleitenden Vorganges wird ermöglicht, wenn der Vorschaltwiderstand sehr groß gewählt wird. Man verfolgt den Gang der Stromstärke und der Kontaktspannung und zeichnet die *RU*-Linie. Eine typische derartige Meßreihe an  $\text{Cu}_2\text{O}$  mit großem Vor-

<sup>1</sup> In Wirklichkeit schwankt diese Größe von Fall zu Fall etwa zwischen  $2$  und  $30 \text{ A/cm}^2$ .

schaltwiderstand ( $10^6 \Omega$ ) ist in Abb. (23,01), Kurve *A*, als *RU*-Linie eingetragen. Der Kontakt war zwischen dem die  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Schicht tragenden Kupferstab (Durchmesser 3 mm, Härte  $H = 5 \text{ t/cm}^2$ ,  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Dicke  $= 840 \text{ \AA}$ ) und einem diesen kreuzenden gleich geformten Goldstab<sup>1</sup> ( $H = 1,6 \text{ t/cm}^2$ ) gebildet. Das Kupfer denken wir uns zunächst als

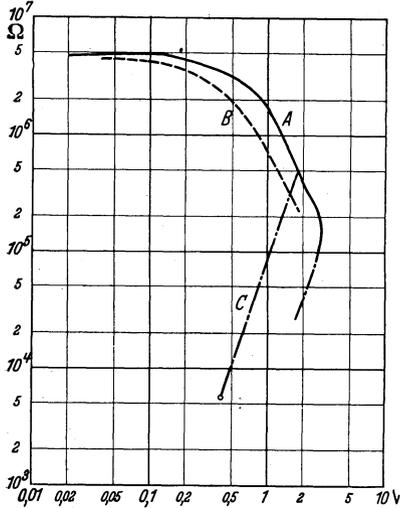


Abb. 23,01. *RU*-Linie und Frittung eines Kontaktes mit dicker Fremdschicht.

Anode. Die *RU*-Linie fängt horizontal oder schwach steigend an [fast Ohmscher Widerstand, Stromdichten wie in den beiden ersten Spalten der Tafel (22,07)], fällt dann mit wachsender Stromstärke durch etwa eine Zehnerpotenz, erreicht ein Spannungsmaximum (bei etwa 2,8 V mit  $j = 7,5 \text{ A/cm}^2$ ) und geht bei weiter gesteigertem Strom wieder zu etwas kleineren Spannungen. Der geschilderte Verlauf der *RU*-Linie ist bis zu ihrem Spannungsmaximum durchaus im Einklang mit der Tafel (22,07). Es ist der durch das Feld verbesserte Elektronenübergang aus dem Metall, der sich in der Verminderung des Kontaktwiderstandes kundgibt. Für die Erklärung des weiteren

Verlaufes aber, wo mit steigendem Strom die Spannung sinkt, kommt man nicht mehr mit Feldeffekten aus. Darüber, was an ihre Stelle zu setzen ist, liegen noch keine Veröffentlichungen vor.

Die Lage und (weniger) die Form der Kennlinie ändert sich natürlich etwas von Kontaktpunkt zu Kontaktpunkt. In der Widerstandsrichtung kann eine Streuung entsprechend dem Faktor  $1,5^{\pm 1}$  vorkommen. Etwas kleiner ist die Streuung des Spannungsmaximums. Wurde das Mutterkupfer zur Kathode gemacht, so verschob sich die Kennlinie im Mittel etwa bis zur gestrichelten Kurve *B*. Die Gleichrichterwirkung ist also unbedeutend und verschwindet bei Hautspannungen von der Größenordnung 0,01 V. Sie ist bisweilen, aber durchaus nicht immer, größer, wenn das anliegende Kontaktglied aus Graphit besteht. Eine Temperaturerhöhung von  $20^\circ$  bis  $50^\circ \text{ C}$  senkte die Kennlinie im Mittel auf etwa die halben sonstigen Widerstände, ohne daß das Spannungsmaximum sich änderte.

Soweit wie jetzt geschildert, ist die *Kennlinie* bis auf 10% reversibel. Läßt man die Stromstärke dagegen noch weiter steigen, so kommt es zu einer irreversiblen Leitfähigkeitsverbesserung. Das ist die *Frittung*,

<sup>1</sup> Ein solch weicher Stab wurde gewählt, um die Anlaufschicht nicht zu verletzen.

punktiert-gestricheltes Ende der Kennlinie. Mit einem kleinen Vorschaltwiderstand setzt die Frittung früher ein und fällt in ihrer Erscheinung mehr auf. In dem vorliegenden Beispiel könnte mit einem vorgeschalteten Widerstand von  $2 \cdot 10^4 \Omega$  die durch die punktiert gestrichelte Gerade  $C$  gekennzeichnete Frittung erzeugt werden, die also noch vor dem Spannungsmaximum der ursprünglichen Kennlinie auftritt. Diese Gerade  $C$  besagt, daß die Frittung bei der Kontaktspannung  $1,8 \text{ V}$  geschah, und daß dabei der Kontaktwiderstand von  $5 \cdot 10^5$  auf  $5700 \Omega$  und die Kontaktspannung auf  $0,4 \text{ V}$  herabsank. Mit einem kleineren Vorschaltwiderstand wäre der Kontaktwiderstand nach der Frittung auch kleiner geworden, aber, wie schon bemerkt, stellt er sich immer so ein, daß die Kontaktspannung  $V_s$  unmittelbar nach der Frittung zwischen  $0,2$  und  $0,5 \text{ V}$  liegt, also bei oder nicht weit unterhalb der Schmelzspannung des betreffenden Metalles. Weiterhin wird  $V_s$  die *Frittschlußspannung* genannt.

Der zuletzt geschilderte Umstand gab den ersten Anstoß zu der *Brückentheorie der Frittung*, die dann auch durch andere Erscheinungen gestützt wurde<sup>1</sup>. Die Frittung besteht nach ihr in dem Aufbau von kleinen *metallischen Brücken* durch die Fremdschicht. Wie in dem Schlußteil des vorigen Paragraphen geschildert wurde, denken wir uns jetzt die Frittung durch eine Art Wärmedurchschlag<sup>2</sup> eingeleitet. Die Stromwärme vergrößert die Leitfähigkeit im Halbleiter, und eine entstehende Instabilität führt zur Konzentrierung des Stromes auf einen Strang, in dem nun der erhöhte Ionenplatzwechsel die Grundlage für den ersten Brückenbau bildet. Diese erste Brücke wird wohl ein dünner Faden sein, der vermutlich wesentlich aus vorherigen Metallionen des Oxyds zusammengebaut ist. Schon diese Brücke erzeugt eine bedeutend verbesserte Leitung und einen Stromanstieg, welcher von einer vergrößerten Wärmeentwicklung begleitet ist. Inwiefern nun infolgedessen Metall von den Kontaktgliedern geschmolzen wird oder weitere Oberflächenionen und Ionen aus dem Oxyd gelockert werden, mag dahingestellt sein. Jedenfalls ziehen beweglich gewordene Metallmengen (bevorzugt aus der Anode) dorthin, wo die Stromlinien konzentriert sind, und bauen die Brücke weiter aus, und zwar entwickelt sich ein derartiger Vorgang so lange, bis die Brücke solche Dimensionen an-

<sup>1</sup> R. HOLM [12] sowie R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13]; vgl. Ende des vorigen Paragraphen.

<sup>2</sup> Früher hat HOLM gegen die Wärmethorie der Frittung angeführt, daß die Frittspannung unabhängig von der Strombegrenzung sei. Dieser Einwand wird jetzt entkräftet, da die die Frittung einleitende Stromdichte immer ungefähr dieselbe ist. Wir werden nämlich finden, daß die Frittfeldstärke eindeutig definiert ist, und weil gemäß der Tafel (22,07) jeder Feldstärke eine gewisse Stromdichte im Halbleiter zugeordnet ist, so folgt, daß die Frittung sich einigermaßen an eine bestimmte Stromdichte hält. Die äußere Strombegrenzung beeinflusst nur den Endzustand.

genommen hat, daß sie den elektrischen Strom ohne zu schmelzen verträgt. Gerade hierauf dürfte es beruhen, daß die Frittschlußspannung  $V_s$  etwas unterhalb der Schmelzspannung liegt; denn die Brücke zusammen mit anliegenden Teilen der Kontaktglieder bildet eine Strom-Enge mit so minimalem seitlichen Wärmeabfluß<sup>1</sup>, daß die Theorie des § 4 und besonders die Formel (4,17) gültig bleibt, welche der Schmelztemperatur die bekannte Schmelzspannung zuordnet.

Diese Theorie wird durch etliche weitere Meßergebnisse gestützt. An erster Stelle steht der Befund, daß der gefrittete Kontakt eine *steigende RU-Linie* hat<sup>2</sup>. Das ist ein unzweideutiges *Zeichen* der *metallischen Leitung*. Zwar erweist sich der Temperaturkoeffizient der Brücke meistens kleiner (z. B. um 25 bis 50%) als derjenige des reinen Metalles; dies braucht aber nur als eine unwesentliche Störungserscheinung angesehen zu werden. Das Metall dürfte nämlich mit etwas Oxyd vermischt sein, und die Brücke ist überhaupt sehr klein, so daß die freien Weglängen der Elektronen verkürzt sind. Dadurch wird eben der Temperaturkoeffizient etwas verkleinert, während gleichzeitig damit das  $\rho$  vergrößert erscheint<sup>3</sup>.

Man darf eine gewisse, den Kontakt zusammenbindende Kraft von den Brücken erwarten. Auch diese Folgerung ist bereits bestätigt worden<sup>4</sup>. Die Brücken zeigen eine Ziehfestigkeit, die sogar über die makroskopische hinausgeht. Auch dies ist zu erwarten. Es ist nämlich mehrmals beobachtet worden, daß dünne Fäden eine größere spezifische Zugfestigkeit als dickere besitzen<sup>5</sup>.

Eine bedeutende Stärkung erhält die Brückentheorie der Frittung durch Beobachtungen einer Brückenausbildung unter Umständen, welche denen ähnlich sind, die zur Frittung führen. G. L. PEARSON [1] und [2] benutzt Elektroden aus Gold, Stahl oder Kohle, die er bis auf einen Kontaktpalt von  $2 \cdot 10^{-6}$  bis  $70 \cdot 10^{-6}$  cm aneinander bringt. Wenn er in diesem Spalt (mit einer Spannung unterhalb der Durchbruchspannung der Luft) Feldstärken von der Größenordnung  $10^7$  V/cm erzeugt, so bilden sich aus dem Elektrodenmaterial kleine leitende Brücken aus. Es ist durchaus wahrscheinlich, daß dieses starke Feld

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM [12], § 5.

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], § 8. Die Brückenmitte ist bei dieser Kontaktspannung von 0,3 bis 0,5 V etliche  $100^\circ$  ( $\theta$ ) warm; der Widerstand ist also um den entsprechenden Faktor  $(1 + \frac{2}{3}\alpha\theta)$  erhöht. Dies muß beachtet werden, wenn man aus Widerstand und Stromstärke die Schlußspannung der Frittung berechnen will.

<sup>3</sup> Vgl. Fußnote 1 auf S. 29 sowie den Petit-Absatz auf S. 121.

<sup>4</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], Ende § 9. Qualitativ hat TH. SUNDORPH [1] dieses Haften schon 1899 beobachtet. Nach dem Fritten einer Nickelfeilsparmenge konnte er mit einem schwachen Magneten die meisten Körner fortholen, aber gewisse, die Elektroden verbindenden Stränge von Körnern haben ihre Lagen behalten.

<sup>5</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], sowie O. REINKOBER, wo auch weiteres Schrifttum angegeben wird.

an der Metalloberfläche etwas locker sitzende Ionen bewegt und dorthin führt, wo die Kraftlinien am dichtesten laufen, wo dann aus den Ionen die Brücke gebaut wird. Das starke Feld reißt nämlich an den Ionen mit Kräften, die einigen Prozent der makroskopischen Ziehfestigkeit entsprechen.

A. SZÉKELY hat, einer Anregung von TH. SUNDORPH [2] folgend, eine ähnliche Brückenbildung beim Auseinanderziehen von Kontakten untersucht und auch photographiert. Sie hat gefunden, daß die Brücke sich aus dem Anodenmaterial aufbaut und nachträglich weiterwächst, wenn der Strom gesteigert wird, und zwar so, daß immer eine bestimmte Spannung an der Brücke zu liegen kommt. Für sehr kurze Brücken geht die Kontaktspannung auf einen bestimmten Wert von der Größenordnung einige Zehntel Volt zu. Einige weitere nicht veröffentlichte Experimente von A. SZÉKELY betrafen die Rolle des Kathodenmaterials. Die Brücken ließen sich am besten zwischen Eisenelektroden ziehen, aber schlecht oder gar nicht, wenn die Gegenelektrode aus Kohle, Bleiglanz oder einer Wismut-Zinn-Legierung bestand.

C. TUBANDT hat mehrmals eine Erscheinung beobachtet, die mit der Frittung verwandt ist. Er sagt: Das kathodisch ausgeschiedene Metall „durchzieht in äußerst dünnen Fäden den festen Elektrolyten und schließt die Elektroden durch eine Metallbrücke so rasch, daß dieser schon nach Durchgang ganz minimaler Strommengen als rein metallischer Leiter erscheint“.

TUBANDT, SZÉKELY und PEARSON beschreiben Brücken, die sehr lang sind im Verhältnis zu denen in den Anlaufschichten. Eine eingehende Untersuchung der Frittung von Anlaufschichten ist nur im FL ausgeführt worden<sup>1</sup>. Von dort stammen auch die im Anschluß an die Abb. (23,01) beschriebenen, bisher nicht veröffentlichten Messungen sowie die im folgenden erwähnten Messungen an Cu<sub>2</sub>O-, NiO- und Lackschichten. Sie betreffen im wesentlichen solche Frittungen,

Tafel (23,02). Frittschlußspannungen  $V_f$ , V. Gleichstrom.

Kontaktart	Ni-NiO gegen Ni		Ni-NiO gegen Graphit			Ni-NiO gegen Au				
$P_g =$	3,6	3,6	3,6	3,6	3,6	3,6	3,6	3,6	1,6	80
$R_v \Omega =$	380	90	380	90	15	810	90	15	90	90
Schichtdicke $\gamma$ , Å										
100	—	—	—	—	—	—	—	—	0,52	—
170	—	—	—	—	—	—	0,38	—	0,32	—
220	—	—	—	—	—	0,36	—	—	—	—
360	—	—	—	—	—	0,25	0,36	0,48	0,61	—
600	—	0,51	1,67	1,57	—	—	—	0,42	—	0,33
1160 ··· 1270	0,35	0,39	1,6	1,7	1,5	0,40	0,51	—	—	—
2180	—	—	—	—	—	0,50	—	—	—	0,47

<sup>1</sup> R. HOLM [12] und R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13].

deren Frittspannung oberhalb der Schmelzspannung des Metalles liegt. Es muß aber hervorgehoben werden, daß auch mit *kleineren Spannungen*

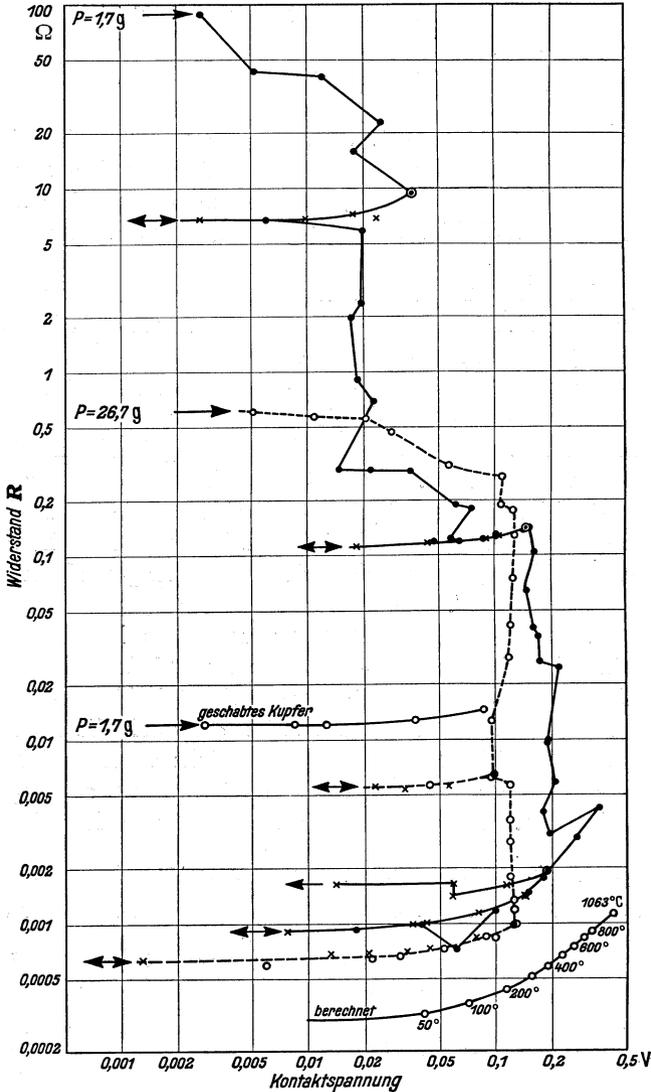


Abb. 23,03. Frittung bei niedriger Kontaktspannung in Kupferoxydul.

an genügend dünnen Anlaufsichten eine *Frittung* auftritt, welche metallische Verbindung herbeiführt (nicht fallende *RU*-Linie). Beispiele hierfür geben teils die Abb. (23,03) und teils die erste, 60 Å betreffende Zeile der Tafel (23,05). Diese Art Frittung ist nicht eingehend unter-

sucht worden. Wir kehren zurück zu den Untersuchungen an dickeren Schichten.

Die Tafel (23, 02)<sup>1</sup> enthält Frittschlußspannungen  $V_s$ , bis zu denen Frittungen im NiO hinabgeführt haben. Das Muttermetall Ni war dabei Anode. Die EMK wurde potentiometrisch einreguliert, bis Frittung geschah. Sie variierte etwa zwischen 10 und 50 V. Die Stromstärke wurde durch die angegebenen Vorschaltwiderstände  $R_s$  begrenzt. Unabhängig davon und unabhängig von der Kontaktlast und der Schichtdicke stellte sich mit Metallelektroden immer etwa dieselbe Spannung  $V_s = 0,3$  bis  $0,5$  V ein. Mit *Graphit* als Gegenelektrode wurde  $V_s$  größer, und zwar infolge des größeren Engewiderstandes im Graphit,  $V_s = 1,6$  V. Eine Umkehrung der Stromrichtung führte zu einer weiteren Vergrößerung von  $V_s$  um etwa 25%. Etwas kleinere  $V_s$ -Werte ( $V_s = 0,2$  bis  $0,4$  V) sind in  $\text{Cu}_2\text{O}$  zwischen einem oxydierten Cu- und einem Au-Stab beobachtet worden. Es ist interessant, daß sich diese Spannung  $V_s$  kaum ändert, wenn das Oxyd durch eine Lackschicht ersetzt wird; und zwar ist dies in Übereinstimmung mit der Theorie, denn  $V_s$  soll so wie die Schmelzspannung durch eine Gleichung von der Art (4, 17) bestimmt sein, soll also außer von der maßgebenden Temperatur nur von dem Produkt  $\rho\lambda$  des Brückenmetalles abhängen.

Die Größe  $\rho\lambda$  verdient eine gewisse Aufmerksamkeit. Es gibt nämlich Anzeichen dafür, daß  $\rho$  in den Brücken bedeutend größer sein kann als im kompakten Metall. Da trotzdem die Spannung  $V_s$  nicht wächst, so kann unsere Theorie nur dann richtig sein, wenn  $\lambda$  um denselben Faktor abnimmt, mit dem  $\rho$  wächst. Dies dürfte aus dem folgenden Grunde tatsächlich annähernd der Fall sein.

Die Brücken haben, wie wir bald berechnen werden, kleine Dimensionen und sind vielleicht auch so mit Oxyd vermennt, daß ihr Metall eine schwammähnliche Struktur hat. Für die Leitungselektronen bieten sie darum so enge Wege, daß die freien Weglängen der Elektronen (bei Zimmertemperatur etwa  $100 \text{ \AA}$ ) bedeutend verkürzt werden. Dies dürfte der Grund für die Verringerung der elektrischen Leitfähigkeit, also die Vergrößerung von  $\rho$  sein, womit eine Verringerung von dessen Temperaturkoeffizienten parallel geht. Aus demselben Grunde und im selben Maße nimmt bei nicht zu niedriger Temperatur die von den Elektronen vermittelte Wärmeleitfähigkeit ab. Insofern diese noch gegenüber der Wärmeleitfähigkeit im selben Gitter dominiert, bleibt das Produkt  $\rho\lambda$  konstant, unabhängig von der freien Weglänge<sup>2</sup>; und weil sich  $\rho\lambda$  wenig ändert, so bleibt, wie gesagt,  $V_s$  wesentlich konstant.

Will man die Brückendicke schätzen, so muß man zuerst die Anzahl der zusammenwirkenden Brücken kennen. Diese Frage liegt vermutlich nicht so schwierig, wie sie früher vom Verfasser<sup>3</sup> dargestellt wurde; denn es ist unwahrscheinlich, daß mehr als eine Brücke entsteht. Die erste Brücke senkt nämlich die gesamte Kontaktspannung so, daß für

<sup>1</sup> R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13], Tabelle (8d).

<sup>2</sup> Vgl. Fußnote 1, S. 29.

<sup>3</sup> R. HOLM u. Mitarb. [13].

andere Kontaktstellen keine Frittspannung mehr zur Verfügung steht. Denken wir uns nun die Brücken als Zylinder mit dem Durchmesser  $2a$  und mit der Länge  $\gamma$  (= Oxyddicke), so wird der ganze Engewiderstand in einer Brücke und in den anschließenden gleichartig angenommenen Kontaktgliedern:

$$R = \frac{\varrho_1 \gamma}{\pi a^2} + \frac{\varrho_2}{2a}, \quad (23,04)$$

wo  $\varrho_1$  und  $\varrho_2$  maßgebende Mittelwerte des spezifischen Widerstandes in der Brücke bzw. in der Strom-Enge der Kontaktglieder bedeuten. Eine mittelstarke Brücke in NiO (Schichtdicke  $\gamma \approx 500 \text{ \AA}$ ) hatte den Widerstand  $R \approx 10 \Omega$  (bei Zimmertemperatur) mit einem Temperaturkoeffizienten, der um den Faktor 1,5 kleiner als von massivem Nickel war. Daraus wurde auf etwa  $\varrho_1 = 1,6\varrho_0$  und  $\varrho_2 = 1,2\varrho_0$  geschlossen, wo  $\varrho_0 = 10^{-5} \Omega \text{ cm}$  den spezifischen Widerstand des massiven Nickels bedeutet. Einsetzen in (23,04) ergibt:  $2a \approx 400 \text{ \AA}$ . Nun wird die Brücke vermutlich nicht ein Zylinder, sondern ein Kegelstumpf gewesen sein. Der berechnete Durchmesser  $2a$  ist also nur als ein ungefähres Maß der Dicke aufzufassen. Wenn die Gegenelektrode aus Graphit genommen wird, so entsteht eine neue Bestimmungsgleichung aus dem Umstand, daß an der Grenzstelle Brücke-Graphit unmittelbar nach der Frittung beinahe die Schmelztemperatur des Metalles herrschen muß. Hierdurch wird eine Aussage über die Form der Brücke ermöglicht. In dieser Weise wird gefunden<sup>1</sup>, daß die Brücken gegen Graphit Kegelstumpfe waren mit einem Durchmesser am Graphit von ungefähr  $0,08 \cdot 10^{-4}$  bis  $0,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$  und gegen Nickel von etwa  $0,4 \cdot 10^{-4}$  bis  $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ . Man kann allerdings auch viel dünnere Brücken erzeugen, wenn der Frittstrom nur durch passend große Vorschaltwiderstände begrenzt wird. In einer Arbeit von R. HOLM<sup>2</sup> ist ein Beispiel erwähnt, wo bei  $\gamma \approx 100 \text{ \AA}$  sich ein  $R \approx 600 \Omega$  ergab. Die Brücke muß die Form eines dünnen Fadens mit großem spezifischem Widerstand gehabt haben. Rechnet man mit  $\varrho = 20\varrho_0 = 20 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}$ , so ergibt sich ein Fadendurchmesser von  $20 \text{ \AA}$ , aber vermutlich waren sowohl  $\varrho$  wie auch der Durchmesser größer.

Die eben behandelten Beispiele deuten an, aus welchen Gründen behauptet wurde, daß  $\varrho$  in den Brücken groß ist, und zwar um so größer, je schwächer die Brücke ist.

Die Tafel (23,05) stellt einige im FL ausgeführte Messungen von Hautwiderständen und Frittspannungen in Abhängigkeit von der Schichtdicke zusammen. Die NiO-Schichten wurden durch Oxydation in Luft bei erhöhter Temperatur erzeugt, die  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Schichten hat R. STÖRMER durch elektrolytisches Niederschlagen hergestellt. Die Dickenmessung geschah an den NiO-Schichten mittels NEWTONScher Interferenzfarben<sup>3</sup> und an den  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Schichten durch ein Titrierverfahren, nachdem die Schichten in einer Flüssigkeit aufgelöst waren.

<sup>1</sup> R. HOLM u. Mitarb. [13].    <sup>2</sup> R. HOLM [12], S. 11.    <sup>3</sup> Vgl. Fußnote 1, S. 90.

Tafel (23,05). Normale Widerstände aus dem Ohmschen Teil der *RU*-Linien, vgl. Abb. (23,01), und kurzfristige Frittspannungen (Gleichstrom) an Anlaufsichten auf Kupfer-, Silber- und Nickelstäben bei einer Kontaktlast von  $P = 3,6$  g, in der Regel in Kontakt mit einem weichen Goldstab ( $H = 1,6$  bzw.  $1,3$  t/cm<sup>2</sup>).

Nr.	Anlaufsicht	Dicke $y$ Å	Kontaktfläche $F_0$ $10^{-8}$ cm <sup>2</sup>	Hautwiderstand $R_h$ $10^8$ Ω	Frittspannung $V_f$ V	Junge oder alte Schicht	Polung	Bemerkungen
1	Cu <sub>2</sub> O	60	2,5	$2,3 \pm 0,6$	0,2	jung	Cu —	
2	„	300	2,5	2,0	$1,1 \pm 0,4$	„	„ —	
3	„	300	2,5	2,0	$1,8 \pm 0,2$	„	„ +	
4	„	400	2,5	(1)	3,5	„	„ —	
5	„	800	2,5	$5 \pm 1,5$	$2,5 \cdots 3,5$	„	„ +	
6	„	800	2,5	5	3	„	„ —	
7	„	1480	2,5	10	4	„	„ —	
8	„	1580	2,5	—	8	„	„ —	
9	Cu <sub>2</sub> O	300	2,5	4	—	jung	Cu ±	Gegen Graphit
10	„	1480	2,5	7	3,5	„	„ —	„ „
11	„	1480	2,5	(12)	4,2	„	„ +	„ „
12	Cu <sub>2</sub> O	1110	2,5	$0,5 \pm 0,3$	$3 \pm 2$	jung	Ag —	
13	„	2220	2,5	$0,5 \pm 0,2$	2,5	„	„ ±	Cu <sub>2</sub> O auf Ag ausgeschieden
14	NiO	125	3,3	1,6	1,5	alt	Ni ±	
15	„	300	3,3	(5)	$3 \cdots 6$	„	„ ±	
16	„	1250	3,3	$10 \cdots 50$	17,5	„	„ ±	
17	„	1250	3,3	—	13	jung	„ ±	
18	„	2400	3,3	$50 \cdots 100$	33	alt	„ ±	
19	Cu <sub>2</sub> O	450	1,5	5,5	—	jung	Cu ±	In Luft, 20° C
20	„	450	1,5	6	—	„	„ ±	Nach 1 Tag im Vakuum, 20° C
21	„	450	1,5	250	—	„	„ ±	Nach 50 Std. Heizen auf 150° C im Vakuum
22	„	450	1,5	6,2	—	„	„ ±	Wieder in Luft, 20° C
23	NiO	1250	3,3	6	17	alt	—	In trockener Luft, 20° C
24	„	1250	3,3	1000	$\infty$ 100	„	—	In trockener Luft, —180° C
25	„	1250	3,3	2000 <sup>1</sup>	34	„	—	Im Vakuum nach Heizen auf 300° C, bei 18° bis 100° C
26	„	1250	3,3	0,07 <sup>1</sup>	1,1	„	—	Im Vakuum bei 300° C

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [13], Bild (6c).

Die Kontaktflächen sind um etwa 20% größer als nach (13,08) angesetzt, weil sie teilweise elastisch beansprucht sind.

Die in der Tafel (23,05) eingetragenen Messungen wurden alle mit Gleichstrom ausgeführt. Die *effektiven* Frittspannungen bleiben dieselben bei höheren Frequenzen, mit 500 bis  $10^5$  Hz geprüft, wie bei Gleichstrom. Bei kleineren Frequenzen dagegen, z. B. 50 Hz, sind es die Spannungsmaxima, die mit den Gleichstrom-Frittspannungen übereinstimmen, offenbar weil die Spannung nun genügend lange in der Nähe eines Maximums verweilen kann, um der Frittzeit zum Ausbilden zu geben. Diese Resultate aus dem FL<sup>1</sup> werden durch den Befund K. W. WAGNERS [1], daß Durchschlagsfestigkeiten im allgemeinen unabhängig von der Frequenz sind, gestützt. Abweichende Behauptungen im Schrifttum beruhen anscheinend auf nicht beachteten Störerscheinungen. Beim Umschalten der verwendeten Hochfrequenzkreise hat man wahrscheinlich Frittspannungen in dem Meßkreis induziert<sup>2</sup>.

*Diskussion der Tafel (23,05).* Die Angaben der Tafel sind als normale bezeichnet. Man findet nämlich an den Anlaufschichten gelegentlich auch Stellen mit viel größeren  $R_h$  und  $V_f$  sowie Stellen mit kleineren  $R_h$  und  $V_f$ . Da es sich dabei um Abweichungen nach Zehnerpotenzen handelt, so sind solche Fälle leicht abzusondern. Die ganz kleinen Widerstände dürfen sicherlich auf Beschädigungen der Anlaufschicht zurückgeführt werden. Die ganz großen Widerstände, z. B.  $10^{11} \Omega$ , denen immer um etwa 1 Zehnerpotenz erhöhte Frittspannungen zugeordnet sind, wurden früher<sup>3</sup> als zu ideal gewachsenen Kristalliten der Anlaufschicht gehörig gedeutet. Dies bleibt natürlich nur eine Vermutung, solange keine weiteren Belege vorliegen.

Das Verhalten der normalen Hautwiderstände  $R_h$  bei kleinem Strom und der Frittspannungen  $V_f$  wird in der Tafel (23,05) vielseitig beleuchtet. Man sieht, wie beide einigermaßen proportional zu  $y$  wachsen, allerdings mit starker Streuung. Die Messungen Nr. 10 und 11 demonstrieren die Gleichrichterwirkung gegen Graphit, so wie sie bei etwa 0,3 V Kontaktspannung eintritt. Sie hört auf, wenn die Kontaktspannung 0,02 V oder kleiner wird. Ein Ausheizen im Vakuum entfernt überschüssigen Sauerstoff und vermindert dadurch die Anzahl Stromträger liefernder Störstellen, was sich im steigenden Widerstand bemerkbar macht. Interessant ist, daß die normale Leitfähigkeit schon in wenigen Minuten zurückkehrt, sobald wieder Luft zugelassen wird. Bei hoher Temperatur wird der Faktor  $e^{-\frac{A\varphi}{2V}}$ , vgl. (22,01), beträchtlich, und die Leitfähigkeit wird auch im Vakuum gut, siehe Nr. 26. Messung Nr. 24 demonstriert den Einfluß einer großen Temperatursenkung.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [13], § 6.

<sup>2</sup> Näheres hierüber siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], § 7.

<sup>3</sup> Vgl. R. HOLM [12], § 2 und R. HOLM u. Mitarb. [13], § 5.

Das Diagramm (23,06) enthält Frittspannungen  $V_f$  aus der Tafel (23,05) in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $y$ . Für NiO ordnen sich die Punkte sehr gut längs einer Geraden durch den Nullpunkt. Da ist also die Frittung an eine bestimmte *Frittfeldstärke*  $\mathcal{E}_f$  gebunden, und zwar ist  $\mathcal{E}_f = 1,4 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ . Die  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Punkte streuen stark, obwohl die Anlaufsichten gleichförmiger als die NiO-Schichten waren. Die zwischen den  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Punkten gezogene Gerade entspricht einer Frittfeldstärke  $\mathcal{E}_f = 0,4 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ . Es gibt Anzeichen dafür, daß dieser Wert durch äußere Umstände, nämlich durch großen Druck, erniedrigt ist. Dies zeigt der Vergleich mit den Anlaufsichten unter Schleifbürsten, welche eine ungefähr doppelt so große Frittfeldstärke, nämlich etwa  $10^6 \text{ V/cm}$ , haben. Der Kontaktdruck  $\bar{p}$  unter eingelaufenen Schleifbürsten ist sehr klein, mehrfach kleiner als bei den Messungen für die Abb. (23,06). Der Druck senkt die Frittspannung wahrscheinlich aus dem Grunde, daß unter ihm kleine Risse in der Anlaufsicht entstehen, auf welche der Stromvorgang sich gerne konzentriert. Dort sitzen wohl außerdem die zum Frittbrücken-Bau geeigneten Ionen besonders locker.

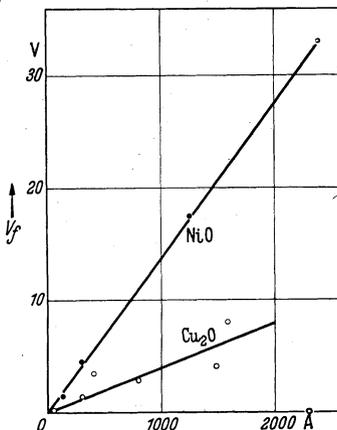


Abb. 23,06. Frittspannungen verschieden dicker Anlaufsichten auf Cu und Ni ( $P = 3,6 \text{ g}$ ).

Wenn die Kontaktlast gesteigert wird, so steigt auch, obwohl in kleinerem Maße, der mittlere Druck und damit die Wahrscheinlichkeit einer Reißbildung, worauf wohl die Erniedrigung der mittleren Frittspannung mit steigender Kontaktlast, welche an NiO im FL beobachtet wurde<sup>1</sup>, beruht.

Die angeführte Proportionalität zwischen der Fritt- oder Durchschlagsspannung und der Schichtdicke steht im Schrifttum nicht allein. G. JUST hat an  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Schichten eine gute derartige Proportionalität gefunden, und zwar mit  $\mathcal{E}_f = 2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ , also ähnlich wie bei NiO.

Überhaupt streut die einfach als  $\mathcal{E}_f = U/y$  berechnete Frittfeldstärke viel weniger als die aus Messungen bei kleinem Strom berechneten  $q$ -Werte,  $q = R_h F_0/y$  \*. Daraus ist wohl zu schließen, daß Raumladungen die starken Frittfelder von etwa  $10^6 \text{ V/cm}$  verhältnismäßig wenig zu stören vermögen, während die schwächeren Felder bei der Kontaktwiderstandsmessung durch Raumladungen bedeutend verzerrt sind.

Die Frittung der festen Fremdschichten befolgt, wie geschildert, übersichtlich einfache Gesetze, z. B. die eben behandelte Proportionalität zwischen Schichtdicke

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [13], Bild (6 f).

\* Der Engewiderstand ist neben  $R_h$  zu vernachlässigen.

und Frittspannung. Komplizierter erschienen lange die Verhältnisse in *Flüssigkeiten*, bis es sich herausstellte, daß dafür verunreinigende (besonders hygroskopische) Staubpartikelchen verantwortlich waren. In ganz reinen Flüssigkeiten mißt man aber einheitlich *Durchschlagsfeldstärken* von derselben Größenordnung ( $2 \cdot 10^6$  V/cm) wie die hier erwähnten Frittfeldstärken<sup>1</sup>. Diese Durchschläge würden vermutlich die Form von Frittungen mit Brückenaufbau annehmen, wenn Versuche mit genügend dünnen Flüssigkeitshäuten und passender Strombegrenzung durchgeführt würden. Die Flüssigkeit müßte zwar sehr rein sein und den Kontakt vollständig benetzen.

Die *Entfrittung* kann natürlich durch äußeres Eingreifen geschehen, z. B. durch eine Erschütterung, welche die Brücken zerbricht<sup>2</sup>; aber es gibt auch eine *spontane Entfrittung*, welche wohl als Brückenabbau infolge Ionenplatzwechsels zu deuten ist. Sie verläuft mit unregelmäßiger Geschwindigkeit und wird verlangsamt, wenn die Brücken unter Strom gehalten werden<sup>3</sup>.

Schließlich sei erwähnt, daß die Frittung in der Theorie der Kohlebürsten der elektrischen Maschinen eine wichtige Rolle spielt. Die bekannten Betriebsspannungen von 1 bis 2 V unter der Bürste liegen nämlich wenig oberhalb der Frittschlußspannung des betreffenden Kontaktes Kohle-Metall; Frittschlußspannungen von der Größenordnung 0,25 bis 0,50 V sind in derselben Weise kennzeichnend für die Leitung durch allerhand Metall-Metall-Kontakte, z. B. durch Relais und laufende Kugellager. Wir kommen in § 38 ausführlicher darauf zurück.

#### § 24. *RU*-Linien von Kontakten mit Fremdschichten.

Fremdschichten, welche dicker sind, als daß sie vom Tunneleffekt durchschossen werden können, vergrößern den Kontaktwiderstand um Zehnerpotenzen, wenn sie den Kontakt ganz bedecken. Sie erhalten aber leicht Risse oder werden gefrittet, so daß die Leitung (quasi-) metallisch wird, obwohl diese nur durch einen kleinen Teil der die Last  $P$  tragenden Berührungsfläche stattfindet. Wie die *RU*-Linien unter solchen Umständen aussehen, demonstrieren wir an der Abb. (24,01). Diese enthält einige typische *RU*-Linien, welche alle bei  $P = 12$  g mit einem im Vakuum ausgeglühten Nickel aufgenommen wurden, allerdings dann bei verschiedenen dicken Anlaufschichten. Die gestrichelte Kurve I wurde nach dem Ausglühen noch im Hochvakuum aufgenommen. Sie hat einen deutlichen Entfestigungsabfall bis auf etwa den halben Widerstand und steigt nachher wieder an, vgl. Abb. (7,07). Die übrigen Kurven sind alle mit denselben Kontaktgliedern und demselben  $P$  in *Luft* aufgenommen, nachdem also die Oberflächen sich mehr oder weniger oxydiert hatten. Vor den Aufnahmen II und III hatte das Metall eine Woche lang an der Luft gelegen. Beide Kurven gehören zu nicht normierten<sup>4</sup> Kontakten. Die Normierung senkte den Widerstand zu dem

<sup>1</sup> Siehe F. KOPPELMANN [I], besonders S. 134; KOPPELMANN führt auch anderes einschlägiges Schrifttum an.

<sup>2</sup> So in den früher in der Funkentelegraphie benutzten Kohärenern oder Frittern.

<sup>3</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [I3], § 7.

<sup>4</sup> Das Normieren ist am Ende von § 13 beschrieben.

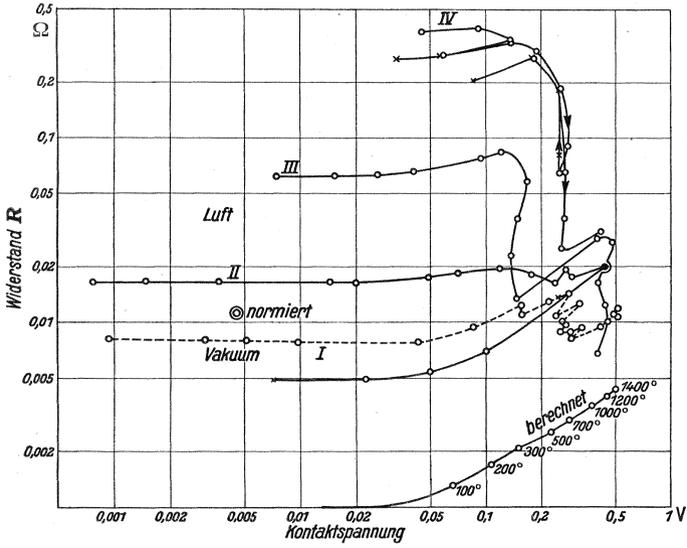


Abb. 24,01. RU-Linien von Nickel-Kontakten im Vakuum und in Luft.

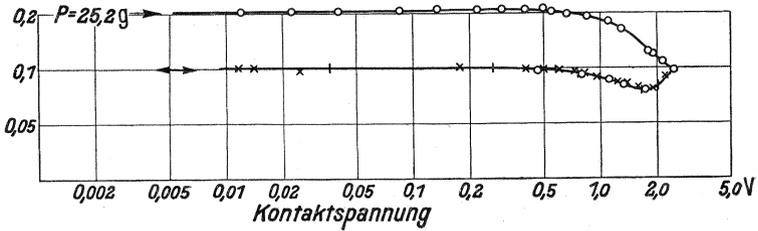
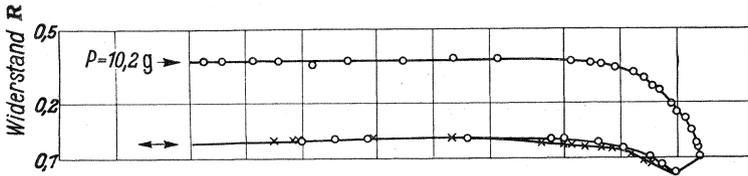
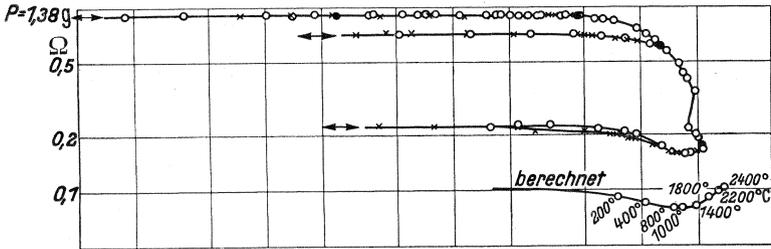


Abb. 24,02. RU-Linien von Elektrographit-Kontakten.

mit „normiert“ bezeichneten Punkt. Beide Kurven steigen anfänglich, ein Zeichen dafür, daß die Leitung hauptsächlich durch metallische oder quasi-metallische Berührungsstellen geschieht. Der schon bei  $U < U_e$  stattfindende und tiefe Abfall der Kurve III kennzeichnet Frittung und ähnliche Zerstörung der Fremdschichten, wodurch die (quasi-)metallische Berührungsfläche zu derselben Größe wie bei I heranwächst.

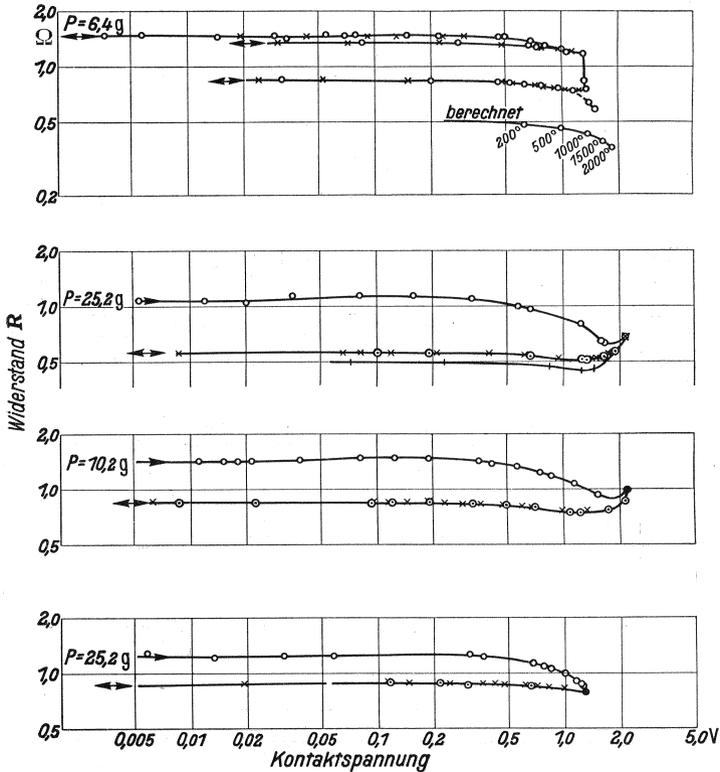
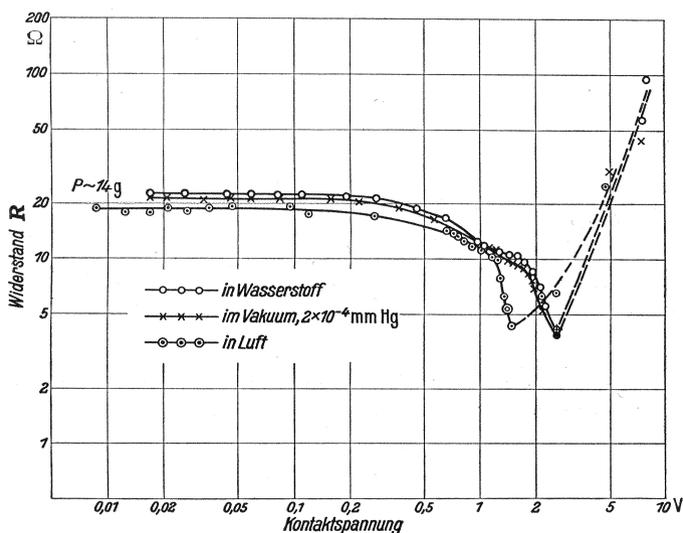


Abb. 24,03.  $RU$ -Linien von Kontakten amorpher Kohle.

Schließlich wurde das Nickel durch Erwärmung auf etwas mehr als  $100^\circ\text{C}$  so oxydiert, daß eine im Mittel  $100\text{ \AA}$  dicke, gerade sichtbare (schwach gelbliche) Anlaufschrift entstand. Nachher ergab sich die Kurve IV, deren Anfang (oberster Teil) irreversibel abfällt, wohl infolge einer Frittung, deren metallische Brücke dafür verantwortlich ist, daß die nachher durchlaufene kleine reversible  $RU$ -Linie eine metallische Neigung hat. Die Fortsetzung verläuft etwa wie bei III, obwohl die Spannung höher liegt.

Andere Beispiele geben uns die obigen Abb. (23,01) und (23,03) sowie verschiedene Aufnahmen in der Arbeit von R. und E. HOLM [8].

Eine besondere Aufmerksamkeit schenken wir den *RU*-Linien von Kohle- und Graphitkontakten wegen ihrer Bedeutung für das Verhalten des Mikrophons. Beispiele solcher Linien geben die Abb. (24,02), (24,03) und (24,04). In allen biegen die jungfräulichen Zweige (Bezeichnung  $\rightarrow$ ) früher und steiler nach unten ab als die reversiblen (Bezeichnung  $\leftarrow$ ). Die letzten enden in der Regel rechts mit einer „Nase“ nach oben. Der Graphit besitzt nämlich bei höheren Temperaturen als etwa  $600^{\circ}\text{C}$  einen positiven Temperaturkoeffizienten  $\alpha$ , und die amorphe Kohle scheint um die Kontaktstelle herum zu graphitieren, wenn dort etwa

Abb. 24,04. *RU*-Linien von Kontakten amorpher Kohle.

$2000^{\circ}\text{C}$  erreicht werden. Nach dieser Graphitierung benimmt sich auch der Kohlekontakt, als ob er zu Graphit gehörte.

Abb. (24,04) gibt einen Vergleich von Messungen in Luft mit solchen im Vakuum oder in einer Wasserstoffatmosphäre. In Luft tritt der erste Abfall früher auf als in den anderen Fällen. Dies muß wohl auf zusätzlicher Wärmeentwicklung infolge Verbrennung und dadurch hervorgebrachter Erweichung der Kohleoberfläche beruhen. Die ganz hohen Voltzahlen in Abb. (24,04) gehören nicht mehr zum ruhenden Kontakt und haben keine scharf definierte Bedeutung. Sie sind Ablesungen am Voltmeter, welches über schnell wechselnde Zustände mit und ohne Kontakt, also Wechslungen zwischen Kontaktspannungen und Batteriespannung gemittelt hat. Diese Unruhe des Kontaktes ist eine thermo-mechanische Erscheinung von derselben Art wie das Wackeln des *Thermophons*. Bisweilen ist das Wackeln direkt sichtbar. Zu der Erscheinung trägt die elektrodynamische Abstoßung in der Strom-Enge bei, vgl. Ende § 11.

Abb. (24,05) stammt aus Messungen von E. FRIMAN und R. HOLM<sup>1</sup>. Sie veranschaulicht Mittelwerte aus vielen Messungen an jungfräulichen Kohlekontakten

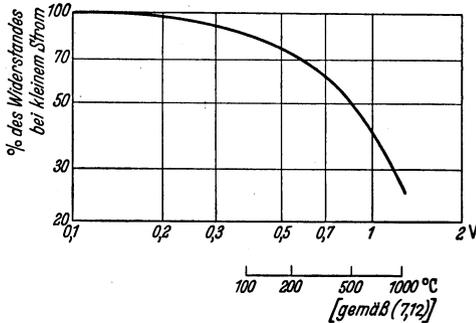


Abb. 24,05. *RU*-Linie eines jungfräulichen, durch normale Fremdschichten beeinflussten Kohlekontaktes.  $P = 0,04 \text{ g}$ .

teils bei Atmosphärendruck, teils in einem Vakuum von 1 Torr. Um zu erfahren, ob der starke Abfall der *RU*-Linie (weit unterhalb der *RU*-Linie eines reinen Kohlekontaktes) eine reine Temperaturerscheinung ist, wurden auch die Kontaktwiderstände bei verschiedenen Temperaturen der ganzen Kontaktkörper gemessen. Die Stromstärke war dabei zu klein, um eine merkliche Wärme zu entwickeln, und es wurde in einem Röntgenvakuum gemessen. Eine Erwärmung von  $18^\circ$  auf  $162^\circ \text{C}$  ergab eine Widerstandsabnahme

von 100 auf 60%, während nach der Abb. (24,05) nur eine Widerstandsverminderung bis auf 80% zu erwarten wäre. Dieser Unterschied ist begreiflich, denn er bedeutet wohl, daß eine allgemeine Erwärmung die tragenden Fremdschichten mehr beeinflusst als eine Erwärmung, welche auf die metallischen Kontaktstellen begrenzt ist<sup>2</sup>.

## § 25. Das Haften der Kontakte, Sintern, Schweißen.

### A. Das Haften im stromlosen, nicht erwärmten Kontakt.

Die Atome eines Metallstückes werden durch Kräfte zusammengehalten, die annähernd als reine Abstandskräfte ohne bevorzugte Richtung wirken. Anders ist es in einem Graphitkristall. Da haben die Atome sehr verschiedene Bindungskräfte in verschiedener Richtung<sup>3</sup>. *Zwei Stücke vom selben Metall mit reinen Oberflächen mögen in Kontakt gebracht sein.* Die Atome der Berührungsflächen gelangen so nahe zusammen, daß nicht nur die anziehenden, sondern noch mehr die abstoßenden Kräfte in Tätigkeit treten; das ist sogar ein wenig näher, als dem normalen Atomabstand im unbelasteten Kristall entspricht. Zerrt man nachher am Kontakt, so treten wesentlich die zusammenhaltenden Kräfte in Tätigkeit, und zwar ebenso wie in einem Einzelstück. Mit anderen Worten, in der einmetallischen Kontaktfläche hängen die Kontaktglieder zusammen, als ob sie zu einem Stück gehörten. Ob an der Haftfläche die Kristallgitter sich sofort aneinander anpassen, ist unbekannt. Mit der Zeit tun sie es, aber vermutlich er-

<sup>1</sup> E. FRIMAN und R. HOLM. Abb. (24,05) ist eine logarithmische Darstellung der Abbildung 2 dieser Verfasser.

<sup>2</sup> E. FRIMAN und R. HOLM ziehen allerdings eine andere Schlußfolgerung, und zwar deshalb, weil sie weder über die genauen Formeln des § 6 verfügten, noch die genauen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  und  $\beta$  kannten.

<sup>3</sup> Vgl. § 33.

höht das die Haftkraft wenig, weil, wie gesagt, schon der Abstand zwischen den Atomen maßgebend ist<sup>1</sup>.

Die geschilderte Erscheinung ist nicht an den einmetallischen Kontakt gebunden, sondern gilt *auch*, wenn die *Kontaktglieder aus verschiedenen Metallen* bestehen. In der Berührungsfläche verhalten sie sich, als ob sie verschweißt wären. Hier kommt eine gegenseitige Anpassung der Atomgitter nicht ohne weiteres in Frage, wenn nicht in der Form von gegenseitigem Lösen, Legieren. Versuche von O. FISCHER über das Haften von Silber als Lot an Stahl, zwei Stoffe, die sich nicht ineinander lösen, zeigten allerdings ein so vorzügliches Haften, daß es offenbar auf die Legierfähigkeit gar nicht ankommt.

Die genannten Abstandskräfte nehmen außerordentlich schnell mit dem Abstand ab<sup>2</sup> und werden schon belanglos, wenn die betreffenden Atome nur um einen Atom- oder Moleküldurchmesser auseinander geschoben werden. Dieser Behauptung kann die Erfahrung zugrunde gelegt werden, daß das Haften eines metallisch reinen Kontaktes schon dann aufhört, wenn er im geöffneten Zustand so kurze Zeit mit der Luft in Berührung kommt, daß nur eine Molekelhaut als Störungsursache in Frage kommt.

Um das Haften durch Zulassen von Luft zum Verschwinden zu bringen, jedenfalls auf weniger als 10% herabzusetzen, genügen im Falle des Kupfers 20 bis 120 s<sup>3</sup>. An dem edlen Gold dauert es 2 Tage, bis derselbe Effekt erreicht ist, der am Kupfer nach einer Minute auftritt.

Weil schon die Molekel- und Atomhäute das Haften beseitigen können, und weil eben diese Häute sich nur schwer ganz entfernen lassen — man muß das betreffende Metall ausglühen<sup>4</sup> —, so ist die Bestimmung des wirklich metallischen Teiles einer nicht überall reinen Berührungsfläche kaum jemals gelungen, und

<sup>1</sup> J. KRAMER [1], [2] und [3] findet Anzeichen dafür, daß bei tiefer Temperatur zusammengebrachte Metallatommengen amorph bleiben und sich zu Kristallgebilden erst dann ordnen, wenn eine genügend hohe Temperatur Leitungselektronen befreit, wobei die zur Elektronenbefreiung aus dick gepackten Atomen erforderliche „Ionisationsspannung“ die Größenordnung einiger hundertstel V hat. Die betreffende Temperatur liegt also im allgemeinen um die Zimmertemperatur herum. Man könnte sich denken, daß auch die Haftkräfte zwischen den Atomen davon abhängen, ob bindende Leitungselektronen zur Verfügung stehen; jedoch scheinen die Haftkräfte im amorphen Zustand gar nicht klein zu sein. Die wohl teilweise amorphe BEILBY-Schicht ist bekannt für ihre Härte. KRAMERS Annahmen haben noch nicht den Rang anerkannter Tatsachen gewonnen, darum erwähnen wir sie nur in dieser Weise und gestatten uns auch die Andeutung einer anderen Erklärung der zur Kristallisation führenden Temperatur. Die Metallatome sind sicherlich nicht ganz symmetrisch. Um einen Kristall zu bilden, muß jedes Atom vermutlich dazu passend gerichtet sein. Ohne diese Ausrichtung hängen sie amorph zusammen. Den Impuls zur richtigen Orientierung gibt ihnen erst die charakteristische Temperatur.

<sup>2</sup> Siehe z. B. R. DE L. KRONIG, S. 284.

<sup>3</sup> Siehe R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13], § 11.

<sup>4</sup> Vgl. § 20.

kaum je war bei einer Haftmessung die ganze wirkliche Berührungsfläche rein metallisch. Es ist wohl berechtigt, darauf zurückzuführen, daß die *gemessene Haftkraft* meistens etwas klein erschien. Sie muß ja der Ziehfestigkeit des Metalles in der wirklich metallischen Berührungsteilfläche entsprechen. Wir machen eine schätzende Berechnung. Die Berührungsfläche möge plastisch erzeugt und ganz metallisch sein. Ihre Größe ergibt sich gemäß (13,08) zu  $F_0 = P/H$ . Die spezifische Zugfestigkeit  $Z$  ist ungefähr  $Z = 0,4 H$ . Der Kontakt müßte demgemäß eine Zugkraft  $F_0 Z = 0,4 P$  vertragen, und zwar ist das ein Mindestmaß für einen *reinen* Kontakt; denn wäre seine Berührungsfläche zum Teil oder ganz elastisch erzeugt, so wäre sie größer und vertrüge noch mehr Zug. Messungen an einem lange ausgeglühten Kupfer-Abhebekontakt<sup>1</sup> ergaben aber nur bis zu  $0,05 P$ , und spätere Messungen an einem Abhebekontakt aus Nickel zeigten noch weniger Haftkraft, trotzdem der Kontaktwiderstand nur um 10 oder 20% über den idealen hinausging<sup>2</sup>. Wir schließen, daß diese Kontakte zumindest von Molekelhäuten teilweise gestört waren.

Nur in gewissen Experimenten von R. HOLM und B. KIRSCHSTEIN [24] und [29] sowie von F. P. BOWDEN und T. P. HUGHES [3] und [4] scheinen reine metallische Kontaktflächen ohne Einschränkung vorhanden gewesen zu sein. An ihnen wurde aber nicht die Reißkraft beim Abheben, sondern die Reibungskraft gemessen. Diese war allerdings größer als  $P$ , was wohl darauf beruht, daß die Kontaktfläche bei der kleinen in Frage kommenden Kontaktlast elastisch erzeugt und größer als gemäß Formel (13,08) für plastische Verformung war<sup>3</sup>.

Kontakte mit festen Fremdschichten, wozu wir auch die erste Sauerstoffmolekelhaut zählen können, haften wie gesagt nicht merklich. Der Techniker, der mit sehr empfindlichen Kontaktapparaten arbeitet, beobachtet immerhin gelegentlich ein störendes Haften auch im stromlosen, nicht metallisch reinen Kontakt. Es scheint, daß es sich dabei immer um Kontaktstücke handelt, die eine flüssige Fremdhaut tragen, sei es eine ölige oder eine Wasserhaut<sup>4</sup>. Die betreffenden Haftkräfte erreichen Bruchteile von **mg** bis einige 10 oder 20 **mg**. Ihre Ursache ist durch gutes Säubern, zuletzt z. B. mit Alkohol, zu beseitigen<sup>5</sup>.

### B. Das Haften im durch Strom oder sonstwie erwärmten Kontakt.

Irgendeine direkte Beeinflussung des Haftens in Kontakten durch den Strom ist nicht wahrscheinlich. Die beobachteten Erscheinungen lassen sich auf den gesteigerten Atomplatzwechsel und auf die Erweichung infolge der Temperaturerhöhung durch den Strom zurückführen. Die Erweichung hat zur Folge, daß das Metall dort, wo der Druck hoch ist, „fließt“, d. h. dem Druck ausweicht. Hat die Oberfläche eine Fremdschicht getragen, wir setzen das voraus, so entstehen in dieser Risse, die metallische Kontaktstellen, also Haftstellen, ermöglichen. Eine Folge der hohen Temperatur ist somit eine Verstärkung

<sup>1</sup> R. HOLM u. Mitarb. [13], § 11.

<sup>2</sup> Vgl. Abb. (14,04).

<sup>3</sup> Vgl. § 34 sowie Tafel (37,04).

<sup>4</sup> Vgl. § 26.

<sup>5</sup> W. STONE hat instruktive Beobachtungen über Haftkräfte zwischen Glas-  
kugeln in feuchter Luft beschrieben.

des Haftens. Wenn die Haftstelle makroskopische Dimensionen erhält, so pflegt man von *Verschweißen* zu sprechen.

Es scheint, daß die Fremdschichten im *stark* erwärmten Kontakt nicht nur durch Reißen ausweichen, sondern daß sie gelegentlich sozusagen koagulieren, d. h. sich zu Klumpen zusammenziehen und so noch mehr Platz für metallische Berührungsstellen hergeben. Etwas Derartiges muß die Lötpaste befördern.

Einige lehrreiche Versuche sind in der Tafel (25,01) zusammengestellt. Eine Versuchsreihe gestaltet sich folgendermaßen<sup>1</sup>. Während der Kontakt unter der Kontaktlast  $P^\vee$  zusammenliegt, belastet man ihn eine Weile mit der Stromstärke  $I$ , wobei die Kontaktspannung  $U$  abgelesen wird. Dann wird  $I$  bis auf einen sehr kleinen Indikatorstrom ausgeschaltet und  $P^\vee$  vorsichtig kompensiert. Man mißt schließlich die Zugkraft  $P^\wedge$  (bei Zimmertemperatur in dem Kontakt), welche erforderlich ist, um den Kontakt zu lösen, was am Verschwinden des Indikatorstromes ersichtlich wird. Die Messung wird mit immer größerem  $I$  wiederholt.  $P^\wedge$  bleibt im allgemeinen innerhalb der Fehlergrenzen gleich Null, bis  $U$  eine gewisse Höhe  $U_h$  erreicht hat. Dann steigt  $P^\wedge$  mit noch weiter wachsendem  $I$  schnell an, und zwar über  $P^\vee$  hinaus. Es zeigt sich, daß  $U_h$  die Größenordnung der Entfestigungsspannung  $U_e$  hat, vgl. Tafel (7,11). Es ist ja auch durchaus zu erwarten, daß sich  $U_e$  in dieser Weise auszeichnet.

Tafel (25,01). Haftspannungen  $U_h$  an Metallkontakten in  $\bar{V}$ .

Einmetall-Kontakte	Haften				$U_e$
	in Luft		im Vakuum		
	beginnt bei	steigt rasch bei	beginnt bei	steigt rasch bei	
Fe	—	0,35	—	0,22	0,21
Ni	—	—	0,2	0,43	0,22
Cu	—	0,1	—	—	0,12
Messing	—	0,35	—	0,2	—
Ag	0,1	0,24	—	—	0,09
Ta	—	—	—	0,25	(0,3)
W	—	0,6	—	—	(0,4)
Pt	0,35	0,40	—	—	0,25
Au	—	0,06	—	0,06	0,08
Widia (WC)	0,6	1,0	—	—	0,6
Zweimetall-Kontakte					
Ag gegen Pt	0,25	0,30	—	—	—
Pt „ WC	—	0,7 ··· 0,9	—	—	—
Ag „ WC			kein Haften vor Durchschlag		

Das edle Gold haftet gut schon bei ziemlich niedrigen Spannungen und Temperaturen.

<sup>1</sup> Man kann z. B. die in Abb. (15,01) veranschaulichte Vorrichtung verwenden.

Ein besonderes Interesse kommt den Zweimetall-Kontakten der Tafel (25,01) zu. Wir erwarten, daß beim Verschweißen auch das härtere Kontaktglied seine Entfestigungstemperatur erreichen muß. Das deutet auch die Tafel an. Sie zeigt zwar nur Kontaktspannungen, deren Deutung etwas überlegt werden muß. Die Kontaktspannung läßt auf die Temperatur der heißesten Stelle, aber nicht ohne weiteres auf die Temperatur der Kontaktstelle des Zweimetall-Kontaktes schließen. Berechnungen laut § 9 zeigen indessen, daß bei den vorliegenden Metallkontakten belanglose Fehler begangen werden, wenn die Kontakttemperaturen durch Vergleich der  $U$ - und  $\theta$ -Skalen der Abb. (7,07) geschätzt werden, und wenn demgemäß alle  $U_h$ -Werte der Tafel (25,01) als eindeutige Temperaturmaße betrachtet werden. Für den Kontakt Pt gegen Widia wird die Kontakttemperatur jedoch in dieser Weise etwas zu hoch geschätzt. Wir sehen nun, daß der Kontakt Ag-Pt gerade bei der Entfestigungstemperatur  $530^\circ\text{C}$  ( $U_h = 0,25\text{ V}$ ) des Pt und der Kontakt Pt-Widia nahe der Entfestigungstemperatur des Widia (1000 bis  $1500^\circ\text{C}$ ) verschweißt. Diese hohe Temperatur verträgt das Ag im festen Zustand nicht. Deswegen kommt ein Haften zwischen Ag und Widia erst dann zustande, nachdem ein Durchschlag die das Widia schützende Oxydhaut durchlöchert hat. Der Durchschlag hat die Verschweißungsenergie geliefert.

Wenn infolge großer Kontaktlast schon eine *beginnende* Erweichung zum ausgedehnten Fließen im Kontakt führt, kann die Verschweißtemperatur niedriger ausfallen. So möchten wir es deuten, daß W. DAWIHL [I] etwas niedrigere Verschweißtemperaturen als oben angegeben gefunden hat.

### C. Das Sintern von Metallpulvern<sup>1</sup>.

Metalle mit sehr hohem Schmelzpunkt, wie W, Mo, Ta, Os, eignen sich nicht zum Schmelzen und Gießen. Man stellt sie in Pulverform dar und sintert die Pulvermasse im Vakuum oder in Wasserstoffatmosphäre, um Oxydation der Berührungsflächen zu vermeiden. Das Sintern geschieht unterhalb der Schmelztemperatur, aber oberhalb der Entfestigungstemperatur und ist ähnlich wie die Entfestigung und Rekristallisation, vgl. § 13, eine Atomplatzwechsel-Erscheinung im festen Zustand<sup>2</sup>. Das Erzeugnis wird *Sintermetall* genannt.

Wenn das Sintern nicht allzu weit getrieben wird (Temperatur in der Nähe der Entfestigungstemperatur), so bleiben noch Löcher zwischen den Körnern zurück, und man erhält ein Gerüst vom betreffenden Metall. Es hat sich bewährt, solche Gerüste aus W und Mo im Vakuum

<sup>1</sup> Als ausführliche Darstellung werden empfohlen: K. BECKER, W. D. JONES sowie R. KIEFFER und W. HOTOP.

<sup>2</sup> Bei gewissen Sintergemischen entsteht allerdings eine flüssige Bindemittelphase.

mit dünnflüssigem Kupfer oder Silber sich vollsaugen zu lassen. Das fertige Produkt, *Verbundmetall* genannt, hat wertvolle Kontakteigenschaften. Dank der Ag- oder Cu-Füllung ist die elektrische und thermische Leitfähigkeit gut. Das schwer schmelzbare Gerüst schützt gegen Verschweißen. Es schmilzt nämlich im Bogen nicht, gut gekühlt, wie es vom Füllmetall ist, oxydiert aber etwas auf der Oberfläche, und da es außerdem hart bleibt, hat es keine Neigung, reine metallische Flächen zum Verschweißen zur Verfügung zu stellen. Das Füllmetall wieder verdampft etwas aus der Oberfläche weg, so daß die tragenden Berührungsstellen weitgehend von dem nicht schweißenden Gerüst geliefert werden. Somit ergibt sich im ganzen eine günstig geringe Schweißneigung. Die Verbundmetalle werden als Kontaktstoffe in Hochleistungsschaltern verwendet.

Als eine gewissermaßen makroskopische Nachahmung des Verbundmetalles können folgende Konstruktionen betrachtet werden. Im FL<sup>1</sup> wurden Silber- und Kupferkontakte mit einer Kohleseele versehen. Bei Westinghouse in Amerika hat man Kontaktstoffe aus abwechselnd gut leitenden (z. B. Ag-) und nicht verschweißenden (z. B. Kohle-) Platten, die alle hochkant in der Kontaktfläche münden, zusammengebaut.

#### D. Absichtliches Schweißen mit Hilfe des elektrischen Stromes.

Beim Schweißen kommt es darauf an, die gewünschte Schweißfläche möglichst ganz zu einer *reinen* metallischen Berührungsfläche zu machen. Ist das gelungen, so kommt das Haften von selbst. Das Weichmachen oder gar Schmelzen des Metalles hat den hauptsächlichsten Zweck, die Berührungsfläche groß zu machen, und befördert nebenbei in besonderer Weise das Unschädlichmachen der Kontaktfremdschicht (wesentlich Oxyd). Bei gewissen Schweißverfahren wird das Oxyd dadurch entfernt, daß man die Kontaktstücke einige Augenblicke so einander nähert, daß Brücken von flüssigem Metall zwischen ihnen entstehen, welche dabei vom Strom überlastet werden, auseinanderspritzen und das Oxyd mit wegschleudern. Die starke Metaldampfentwicklung hält die Luft ab.

Eine Schweißung, welche der eben beschriebenen beabsichtigten ähnlich ist, kann gelegentlich in prellenden Relaiskontakten *unerwünscht* auftreten. Beim Prellen wird ein Lichtbogen gezogen, und ist er kräftig genug, so bläst der entwickelte Metaldampf den Kontakt sauber, so daß dieser beim schließlichen Zusammenfallen verschweißbt. Je höher der Schmelz- und Verdampfungspunkt des Metalles liegt, desto weniger neigt es zu dieser Verschweißung. Unedelheit ist natürlich auch vorteilhaft.

Bei dem sog. Punktschweißen kann das Spritzen ausbleiben. Da wird das Oxyd wohl ausschließlich dadurch unschädlich gemacht, daß

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG, E. HOLM und R. STÖRMER [13], § 13, A.

es in der Schmelze koaguliert, sich also in Häufchen sammelt, die wenig stören. Das *Punktschweißen* ist die einzige Schweißmethode, welche näher mit der hier geschilderten Kontaktlehre zusammenhängt. Es basiert darauf, daß die Metallschichten der betreffenden Kontaktstelle durch JOULESche Wärme beinahe bis zum Schmelzen erhitzt werden. Die Anordnung ist in Abb. (25,02) veranschaulicht. *EE* sind die beiden wassergekühlten „Elektroden“ aus hartem Kupfer. Sie haben Druckflächen von nur einigen bis etwa 10 mm Durchmesser, so klein gewählt,

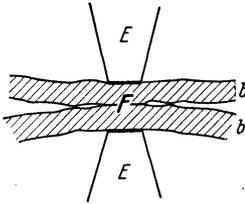


Abb. 25,02. Zwei Bleche *b* sind zum Punktschweißen zwischen die Elektroden *EE* eingeklemmt. *F* bedeutet die Schweißfläche.

um den Stromdurchgang zu konzentrieren. Die Schweißfläche *F* zwischen den zu verbindenden Blechen [deren Unebenheit in Abb. (25,02) übertrieben ist] dürfte annähernd gleich groß sein. Sie hat aber anfangs natürlich nur in sehr kleinen Teilen wirkliche metallische Berührungstellen. Diese definieren Strom-Engen, welche für den anfänglichen Vorgang wichtig sind, indem sie die Erhitzung auf die Kontaktstellen konzentrieren, wo man sie gerade braucht.

Schon nach einer *ms* pflegt der Widerstand der Schweißstelle sein Minimum erreicht zu haben<sup>1</sup>; die gut leitende Schweißfläche hat also ihre endgültige Größe erreicht. Weiteres Erhitzen, rund  $\frac{1}{2}$  s lang (also über mehrere Perioden, denn man verwendet Wechselstrom), ist aber erforderlich, um die größte Festigkeit zu erzielen. Die gute Leitung wird gewonnen, während immer noch in Teilen der Berührungsfläche eine dünne Oxydhaut bleibt. Diese stört die Leitung wenig. Sie wäre aber für die mechanische Festigkeit der Schweißstelle verhängnisvoll. Wie schon gesagt, wird sie durch Koagulieren unschädlich. Gleichzeitig wachsen Kristallite des Metalles durch die ursprüngliche Kontaktfläche hindurch.

Die ganze Zeit über bleibt die Gegend der ursprünglichen Anlagefläche die wärmste, nicht weil sie dauernd den größten Widerstand des Stromkreises darbietet, sondern einfach weil sie im Hauptstromweg am entferntesten von den gekühlten Elektroden ist. Zu den Berührungsflächen mit den Elektroden gehören größere Widerstände.

Von einer vollständigen Strom-Enge in dem Sinne der §§ 2 und 3 kann man hier nicht sprechen, weil die Kontaktflächen zu groß im Verhältnis zu der Blechdicke sind. Es handelt sich vielmehr um unvollständige Strom-Engen (im Sinne der Bemerkung Ende § 3), die außerdem durch die starke seitliche Wärmeableitung in den Blechen entscheidend gegen die Bedingung (4,03) für den Satz (4,10) verstoßen. Die Kontaktwiderstände sind darum kleiner als gemäß der Formel  $R = \rho/2a$ , und die Kontakttemperatur läßt sich nicht aus der Kontaktspannung eindeutig ablesen. Die drei Kontaktspannungen: Elektrode-

<sup>1</sup> Vgl. W. F. HESS und Mitarb. [1] und [2]; F. J. STUDER sowie L. CIGANEK.

Blech, Blech-Blech und Blech-Elektrode sollten, wenn kein seitlicher Wärmeabfluß stattfände, alle zusammen etwa gleich der Schmelzspannung des zu schweißenden Metalles sein. In Wirklichkeit beseitigt der seitliche Wärmeabfluß den auf der Spannung liegenden Zwang, unterhalb der bekannten Grenzen zu bleiben; die Spannungen können höher werden, und die folgenden sind typisch.

Art des Schweißkontaktes	Kontaktlast kg	Kontaktspannungsamplitude V		Stromstärkenamplitude A
		Elektrode gegen Blech	Blech gegen Blech	
Eisenblech . . . . .	70	0,7	0,3	5 000
Aluminiumblech . . .	70	0,3	0,1	13 000

§ 26. Über die Wasserhaut auf Metallflächen und über die VOLTA-Spannung.

Die VOLTA-Spannung wird manchmal Kontaktpotentialdifferenz genannt. Die Ähnlichkeit der Benennung bedeutet keine Verwandtschaft mit unserem Begriff Kontaktspannung. Die VOLTA-Spannung wird gewöhnlich folgendermaßen vorgeführt<sup>1</sup>: *A* und *B* seien zwei parallele Platten aus verschiedenem Metall, s. Abb. (26,01). Sie haben die metallische Verbindung *C*, welche eine direkte Berührung zwischen ihnen, aber ebensogut auch z. B. eine metallische Drahtverbindung bedeuten kann. Die Oberflächen von *A* und *B* nehmen verschiedene Potentiale an, d. h. sie erhalten eine VOLTA-Potentialdifferenz, und infolgedessen laden sich die gegenüberstehenden Seiten ihrer gegenseitigen Kapazität entsprechend mit gewissen Elektrizitätsmengen. Werden nun *A* und *B* voneinander isoliert und dann auseinandergezogen, so vermindert sich die Kapazität, und die nämliche Ladung erzeugt eine höhere Spannung. Aus deren meßbarem Betrag und den bekannten Kapazitäten kann man auf die ursprüngliche Potentialdifferenz schließen. Der Grund der VOLTA-Spannung in Luft liegt nur zu einem geringen Teil im Metall selbst. Hauptsächlich hat sie ihren Sitz in flüssigen Fremdschichten auf der Metalloberfläche, welche sich gemäß der Lösungstension mit positiven Metallionen aufladen und also ein gegenüber dem Metallinnern positives Potential  $\Phi_0$  annehmen. Verweisen nun die Indizes *A* und *B* auf die Metalle *A* und *B* der Abb. (26,01) und ist die VOLTA-Spannung im Vakuum  $\Phi_{iA} - \Phi_{iB}$ , so hat sie in feuchter Luft den Betrag:

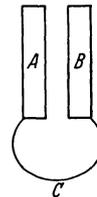


Abb. 26,01. An den sich gegenüberstehenden Flächen der Platten *A* und *B* aus verschiedenem Metall sammeln sich solche Ladungen, daß die Platten die VOLTA-Potentialdifferenz erhalten.

$$\Phi_{oA} - \Phi_{oB} + \Phi_{iA} - \Phi_{iB}$$

<sup>1</sup> Siehe z. B. G. HOFFMANN, S. 314 ff.

Diejenige Fremdschicht, welche die Potentiale  $\Phi_o$  trägt, besteht meistens aus Wasser, denn  $\Phi_{oA} - \Phi_{oB}$  verschwindet bei Austrocknung.

Seit langem erkennt man die genannte Wasserhaut an ihrer schmierenden Wirkung in Gleitkontakten<sup>1</sup>. Sie macht begreiflicherweise den zusammengehenden Kontakt bereits etwas leitend, ehe er metallische Berührung hat. Hierüber und über die Dicke der Haut hat vor allen Dingen H. ROHMANN [7] und [2] Messungen gemacht. Er verwendete einen Apparat, mit dem er Änderungen der Kontaktpaltweite um 10 Å noch vornehmen und messen konnte. Öffnete er langsam den Kontakt, so hörte die metallische Berührung mit einem Sturz der Leitfähigkeit, jedoch nicht bis zur völligen Isolation auf. Immer noch trat durch einen Kontaktpalt von bis zu einigen 100 Å eine gewisse Leitfähigkeit auf, die ROHMANN auf die Wasserhaut zurückführte. Er maß darin elektromotorische Kräfte mit dem Sinne und in der nämlichen Größenordnung, die für  $\Phi_o$  zu erwarten ist. Nach diesen Messungen von ROHMANN und späteren im FL<sup>2</sup> bildet sich die betreffende Wasserhaut auf verschiedenen Metallen und je nach der Luftfeuchtigkeit verschieden dick aus. Auf Platin und Silber ist sie häufig nur 50 Å dick, während man auf Nickel einige 100 Å mißt. Die Haut hängt gut zusammen und läßt sich im auseinandergehenden Kontakt im allgemeinen nicht merklich über die Grenze hinausziehen, die im zusammengehenden Kontakt wieder angetroffen wird. Die Haut ist also steifer als freies Wasser; immerhin läßt sie sich, abgesehen von einer Molekelhaut un mittelbar am Metall, sehr leicht aus dem Kontakt wegquetschen.

Mit einer Mikrowaage hat R. STRÖMBERG adsorbierte Wasserhäute gewogen. Die folgende Tafel bezieht sich auf seine Messungen.

Mittlere Dicken von aus der Luft abgesetzten Wasserhäuten bei 18° C.

Relative Feuchtigkeit	0	40	80	100%
Haut auf Platin . .	0	35	135	380 Å
Haut auf Gold . .	0	6	21	64 Å

Das Verschwinden der Haut bei 0% relativer Feuchtigkeit bedeutet, daß sie nicht chemisch haftet.

Vor und auch einige Jahre nach der Jahrhundertwende vertraten viele Forscher die *Meinung, daß adsorbierte Gase oder Flüssigkeiten Kontakte beträchtlich abheben*, und zwar auf die Dauer und infolgedessen den Kontaktwiderstand stark beeinflussen. Diese Vorstellung hat sich als *irrtümlich* erwiesen. Auf die Dauer hält keine aus Flüssigkeit oder Gas bestehende Fremdhaut den Kontaktdruck aus, ausgenommen einmolekulare Häute, deren Moleküle direkt am Kontaktstoff haften.

<sup>1</sup> Vgl. § 31 und § 36. Interessant ist ein Vergleich mit den seiner Zeit voraus-eilenden Überlegungen von K. E. LANDSBERG.

<sup>2</sup> Vgl. R. HOLM [3], § 15 und § 16; [7], § 13 und § 17; [12], § 2.

Diese dünnen Häute beeinflussen aber den Kontaktwiderstand so wenig, daß die Einwirkung bei gewöhnlichen Messungen nicht zum Vorschein kommt; vgl. § 20 und § 21. Die ersten Beweise gegen die fehlerhafte Vorstellung wurden von T. E. AURÉN und R. HOLM geliefert. AURÉN maß den Widerstand an Kontakten, teils während sie von Luft umgeben waren, teils während sie in Flüssigkeit tauchten, beide Male mit derselben wirklichen Kontaktlast (Auftrieb berücksichtigt) und fand keine sicheren Unterschiede der betreffenden Kontaktwiderstände. HOLM hat dieses Ergebnis, daß das umgebende Gas ebensowenig wie eine umgebende Flüssigkeit auf den Kontaktwiderstand einwirken, mehrmals bestätigt und festgestellt. Dagegen fand er<sup>1</sup> Widerstandsänderungen, während der Gasdruck oder die umgebende Gasmischung variiert wurde, und zwar Änderungen folgender Art: Solange der Gasdruck abnimmt oder ein Träger durch ein schneller diffundierendes Gas ersetzt wird und auch eine kurze Zeit nachher, wird ein Kohlekontakt mit nicht allzu kleiner scheinbarer Berührungsfläche (z. B. ein Plattenkontakt) von aus den Poren entweichendem Gas etwas abgehoben und der Kontaktwiderstand demgemäß erhöht. Umgekehrt nimmt der Kontaktwiderstand ab, wenn der äußere Gasdruck schneller zunimmt, als sich die Poren und der Kontaktpalt füllen. Es ist natürlich die Druckdifferenz zwischen außerhalb und innerhalb des Kontaktes, welche je nach ihrem Vorzeichen mit der Kontaktlast oder gegen sie wirkt. Bei kleinflächigen Kohlekontakten und meistens bei Metallkontakten sind diese Effekte zu klein, um leicht meßbar zu sein.

### § 27. Widerstände in praktischen Kontakten, welche stromlos<sup>2</sup> geöffnet oder geschlossen werden.

Die §§ 2 bis 26 enthalten die Physik der ruhenden Kontakte. Jetzt soll an Hand einiger Beispiele gezeigt werden, wie die gewonnenen Erkenntnisse für das Verständnis der praktischen, ruhenden Kontakte zu verwerten sind.

#### A. Allgemeines über die störende Fremdschicht in praktischen Kontakten.

Das Wort *praktisch* bedeutet eine Begrenzung namentlich hinsichtlich der Oberflächenreinheit der Kontaktglieder. Diese soll nicht hochgradiger sein, als bei üblichen Montagen erwartet werden darf. Die Oberfläche der unedlen Metalle trägt also Fremdschichten, z. B. Oxyde, die meistens sichtbar, d. h. Hunderte von Å dick sind. Wir haben erfahren, daß schon so dünne Häute die Leitung sehr stören. Edelmetalle sind natürlich sauberer; ihre im Kontakt sich haltenden Fremdschichten sind von der Art, daß sie vom Tunnelstrom durchdrungen werden. Aber auch mit den viel dickeren Fremdschichten in Kontakten mit unedlen

<sup>1</sup> R. HOLM [2] und [3], § 13.

<sup>2</sup> Die Oxydation in unter Strom schaltenden Kontakten wird in § 51 behandelt.

Metallen hat man recht gute Erfahrungen gemacht. Wir kennen schon die zwei Hauptgründe dafür: erstens die *Rißbildung* in der Fremdschicht, dort wo das Metall unter dem Kontaktdruck bzw. infolge von Scherkräften zum Fließen kommt; zweitens die *Frittung*. Beide Male kommt es zur Ausbildung von metallischen bzw. quasimetallischen Kontaktstellen, wie an den *nicht* fallenden reversiblen *RU*-Linien erkenntlich ist. Die Abb. (23,03) und (24,01) enthalten mehrere Beispiele solcher Kennlinien.

Es ist angebracht, sich darüber klarzuwerden, daß die Risse, auch wenn sie nur einen kleinen Teil der tragenden Berührungsfläche  $F_0$  ausmachen, sehr wirksam die Leitung beeinflussen können. Wir denken uns z. B. zwei Zylinder mit dem Radius  $r$  in Berührung gemäß Abb. (2,01). Die tragende Berührungsfläche  $F_0$  habe die Größe  $\pi r^2/10$ . Die Risse, d. h. die  $a$ -Flächen, 10 an Zahl, mögen zusammen hiervon nur 4% betragen. Jeder Riß hat also die Fläche  $\pi a^2 = \pi r^2/2500$ , d. h. es ist  $a = r/50$ . Sind nun die Risse einigermaßen gleichmäßig über die Zylinderbasis verteilt, und besitzen sie eine mittlere Länglichkeit von 3, so können wir den sog. Kontaktwiderstand laut der Formel (3,26) berechnen. Es ergibt sich  $R = 1,28 \frac{\rho}{r}$ . Wir vergleichen hiermit den wahrscheinlichen Widerstand für den Fall, daß die ganze tragende Berührungsfläche  $F_0$  leitend gewesen wäre. Die Zahl der  $a$ -Flächen wäre nun wohl kleiner, sagen wir 5 statt 10. Die mittlere Größe der einzelnen  $a$ -Fläche wäre also  $\pi r^2/50$  mit einem Radius  $a_1 = r/7$ , und der laut (3,26) wahrscheinliche Widerstand wäre  $R_1 = 0,41 \frac{\rho}{r}$ . Wir sehen, daß die Risse, trotzdem sie nur 4% der gesamten tragenden Fläche ausmachen, eine Leitung ergeben, die ein volles Drittel derjenigen ausmacht, welche eine ganz reine tragende Fläche ergeben würde<sup>1</sup>. Es hätte infolge der Kleinheit des Formfaktors für dieses Resultat wenig ausgemacht, wenn die Länglichkeit der  $a$ -Flächen außer acht gelassen oder in beiden Fällen verschieden angesetzt wäre.

Klemmt man einen *Draht unter* eine *Schraube*, so wird er mehr oder weniger flach gedrückt; das ist ein makroskopisches Zeichen eines starken Fließens. Der Draht stellt in diesem Falle eine beträchtliche metallische Fläche dem Kontakt zur Verfügung. Dies nutzt jedoch wenig, wenn gegenüber auf der Klemme nur Oxyd getroffen wird. Meistens reißt aber die Haut auch an der Klemmschraube oder an dem Mutterstück (Scherkräfte dürften dabei tätig sein) an einigen Stellen, und in die Risse wird das Drahtmaterial hineingequetscht, so daß metallische Stellen der beiden Kontaktglieder sich treffen. So müssen wir es uns vorstellen, daß die gut leitenden Klemmkontakte entstehen.

Auch der verschraubte *Kontakt zwischen Schienen* wird letzten Endes deshalb brauchbar, weil die mehr oder weniger welligen Oberflächen an verschiedenen Stellen bis zum Fließen beansprucht werden.

Da es, um metallische Stellen zu erzeugen, auf große Kontaktdrücke ankommt, so ist es, wenn die Kontaktlast klein ist, zweckmäßig, die

<sup>1</sup> Bei D. MÜLLER-HILLEBRAND [4] finden sich instruktive Berechnungen über die Anzahl und Größe von metallischen Kontaktflächen in Rissen.

Anlagefläche möglichst klein zu machen. Das eine Kontaktglied soll darum zugespitzt werden, falls nicht Verschleiß und Erwärmungserscheinungen dadurch zu sehr befördert werden.

Hebt man einen jungen guten Kontakt wieder auseinander, so kann der Sauerstoff bloßgelegte, metallische Stellen oxydieren, und eine wiederholte Kontaktgebung wird nur dann gut, wenn sie neue metallische Stellen erzeugt. Ein Aluminiumkontakt wird schon durch einmaliges ganz kurzes Aufmachen deutlich verschlechtert. Kupferkontakte halten mehr aus. Alle metallischen Kontaktglieder können durch mehrmaliges Schließen und Öffnen in derselben Lage so einander angepaßt werden, daß sie schließlich bei weiteren Kontaktgebungen nur elastisch verformt werden. Das halten ihre Fremdhäute ohne zu reißen aus, und ihr Hautwiderstand macht dann den Kontaktwiderstand groß.

Einmal zustande gebrachte metallische Berührungsstellen haben in ihrer Haftkraft ein konservierendes Mittel, das sich unter der Klemmschraube folgendermaßen auswirken kann. Der geklemmte Draht weicht allmählich infolge Atomplatzwechsels dem Druck der Klemme aus. Volumenänderungen bei Temperaturwechsel sowie Erschütterungen haben nachher die Möglichkeit, Berührungsstellen, auch metallische, zu lösen. Dem wirkt aber die Haftkraft in den metallischen Stellen entgegen. Waren jedoch die anfänglichen Berührungsstellen nur quasi-metallisch, war die Haftkraft also klein, oder sind Temperaturwechsel und Erschütterungen stark genug, so lösen sich vorübergehend solche Berührungsstellen; der Kontakt kommt, wie man sagt, *zum Atmen*. Dann wächst Oxyd auch in diese Berührungsstellen hinein, und zwar im Laufe der Zeit immer rascher, wahrscheinlich weil bereits entstandenes Oxyd Kontaktteile auseinanderschiebt und so neue Luftkanäle schafft.

*Bemerkung über die Bedeutung der Fremdschichtdicke bei der Ribildung.* Vermutlich bilden sich Risse in dicken Fremdschichten genau so leicht wie in dünnen. Sollte also die Schichtdicke für den schließlichen Kontaktwiderstand gleichgültig sein? Dagegen spricht schon die elementarste Erfahrung. Es ist ja auch klar, daß die Risse es allein nicht machen, sondern daß aus dem Muttermetall oder vom Gegenstück Metall in den Riß hineingequetscht werden muß; und das gelingt um so weniger vollständig, je dicker die Schicht ist. In den ganz dicken Schichten bilden die Risse nur Kanäle, welche eine weitere Oxydation befördern.

Die Brünierungsschichten auf den Kollektoren und Ringen der elektrodynamischen Maschinen haben eine Dicke von 70 bis 100 Å. Sie würden die Maschinen unbrauchbar machen, wenn sie gemäß ihrer Dicke isolierten. Die einzelne Bürste und die Brünierungsschicht sind nämlich viel zu gut einander angepaßt, um in ihrem Kontakt Risse zu erzeugen. Es kommt trotzdem eine gute Leitung zustande, und dies-

mal sorgt dafür die *Frittung*. Nähere Angaben über diese Frittung folgen in § 38.

Ähnlich dünn wie die Brünierungsschichten bleiben auch die Fremdschichten in vielen nur stromlos schaltenden Schwachstromkontakten, z. B. in Telephonwählern, so daß da, wie R. HORNICKELE gefunden hat, die Frittspannung selten ein paar Volt übersteigt. Solche Kontakte sind also leicht zu fritten, und es ist ein alter *Kunstgriff*, sie dadurch gut zu erhalten, daß sie im allgemeinen über einen passenden Vorschaltwiderstand mit einer *für die Frittung ausreichenden EMK* verbunden sind. Den gefrittetten Zustand erkennt man hier daran, daß die Kontaktspannung unmittelbar nach der Frittung 0,3 bis 0,5 V unabhängig von dem Vorschaltwiderstand wird<sup>1</sup>; das ist die normale Frittschlußspannung in Metallkontakten. Da die Spannungen sich proportional zu den Widerständen des Kreises verteilen, so folgt, daß der Widerstand der Frittbrücke bei gegebener *EMK* proportional zu dem Vorschaltwiderstand ist. Der gefrittete Leitungszustand ist also leicht im voraus zu berechnen.

Um Klemmkontakte, namentlich Schienenkontakte, von Anfang an mit metallischen Berührungsstellen zu versehen, macht man sie schon vor dem Zusammenlegen möglichst sauber, indem man sie feilt, mit einer Stahlbürste bürstet oder sandstrahlt. Es bleiben dann nur sehr dünne Oxydhäute, welche bei der Bildung des Kontaktes reißen und metallische Berührungsstellen ermöglichen. Überhaupt ist es zweckmäßig, ganz besonders bei Aluminium, den Kontakt in geöltem Zustand zu säubern und abgewischt immer noch schwach ölig zusammenzulegen. Das Öl schützt nämlich gegen die Oxydation, welche sich bei Aluminium schon im Augenblick der Reißbildung sonst weit genug entwickelt, um merklich zu stören, vor allen Dingen indem das Oxyd das nützliche Haften vereitelt. Natürlich stört das Öl etwas den Kontakt, aber nicht mehr, als dem Unterschied zwischen der gestrichelten und der glatten Kurve für Kupferplatten in Abb. (14,04) entspricht, also praktisch belanglos. Das Öl darf natürlich keine das Metall angreifende Bestandteile enthalten oder mit der Zeit bilden.

#### **B. Messungen an ohne Stoß und Reibung zusammgelegten Kontakten.**

Das eine Kontaktglied bestand aus einer ziemlich weichen ( $H = 5,8 \text{ t/cm}^2$ ) Goldplatte, das Gegenstück aus dem jeweils zu prüfenden Metall mit einer praktisch ebenen Oberfläche. Zur Kontaktbildung wurde die Goldplatte mittels Parallelführung vorsichtig angelegt, um möglichst wenig die Oxydhäute zu verletzen. Die Kontaktlast betrug etwa 100 g. Es galt, durch Widerstandsmessungen zu verfolgen, wie sich Störungen in dieser Art Kontakt, die gewissen Relais entspricht,

<sup>1</sup> Vgl. Tafel (23,02).

mit der Zeit entwickeln. Oxyd- oder Sulfidhäute sind als Störungsursachen zu betrachten. Die elektromotorische Kraft war so klein gewählt, daß Frittungen ausgeschlossen waren. Einige Meßresultate folgen.

In Abb. (27,01) sind Diagramme für verschiedene Metalle nebeneinander gestellt. Jedes veranschaulicht die Statistik von drei Meß-

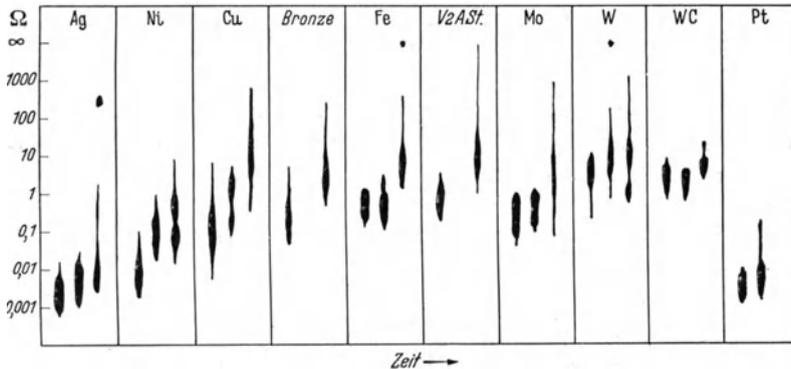


Abb. 27,01. Statistik von Messungen an ebenen Kontakten. Für jedes Metall: Links nach einigen Stunden, in der Mitte nach einer Woche, rechts nach einem halben Jahr; gerechnet seit der Reinigung der Kontaktflächen.  $P = 140$  g. Die Ni-, Cu-, Fe- und W-Kontaktglieder waren aus äußerst reinem Metall.

reihen. Die einzelne Meßreihe ist durch einen vertikalen Strich vertreten, dessen Dicke die Wahrscheinlichkeit des Kontaktwiderstandes bei der betreffenden Ohmzahl (linke logarithmische Skala) darstellt. Von links nach rechts gezählt betreffen die Striche eines Metalles Messungen erstens ein paar Stunden nach der Reinigung der Kontakte, zweitens eine Woche später und drittens ein halbes Jahr später.

### C. Messungen an Klemmkontakten.

Der Kontakt zwischen Leitungsdraht und Klemmschraube ist von besonderer praktischer Bedeutung. Er wird zweckmäßig in der Schaltung nach Abb. (27,02) untersucht, womit gewonnen wird, daß zu dem Kontaktwiderstand kein störender Widerstand des Zuleitungsdrahtes mitgemessen wird.

Die Klemmkraft  $P$  g der Schraube berechnet sich mit ausreichender Genauigkeit nach der folgenden Formel (27,03). Es sei  $M$  cmg das Drehmoment,  $h$  cm die Ganghöhe,  $2r$  cm der Gewindedurchmesser (also bei einer M 4-Schraube  $2r = 0,4$  cm),  $\mu_1$  und  $\mu_2$  die Reibungszahlen für Gewinde und Schraubenkopf. Bei einer einmaligen Umdrehung verrichtet das Drehmoment die Arbeit  $2\pi M$ , welche ausreicht für: 1) die Verschiebung  $h$  cm des Kopfes (also Zusammenpressen des

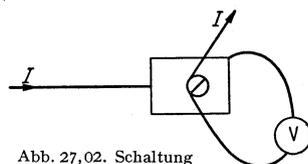


Abb. 27,02. Schaltung zur Messung des Kontaktwiderstandes zwischen Leitungsdraht und Klemmschraube.

Drahtes), Arbeit  $hP$ ; 2) die Reibungsarbeit im Gewinde  $2\pi r_1 P \mu_1$  und 3) die Reibungsarbeit zwischen Kopf und geklemmtem Draht  $2\pi r_2 P \mu_2$ . Die Kontaktlast im Gewinde und gegen den Draht ist ja beide Male gleich  $P$ , und  $P$  denken wir uns während der betreffenden Umdrehung konstant. Wenn sie in Wirklichkeit während einer ganzen Umdrehung nicht konstant bleibt, so brauchen wir nur einen genügend kleinen Bruchteil einer Umdrehung zu betrachten. Dadurch wird bei der Herleitung ein Faktor eingeführt, der schließlich wieder fortfällt.  $r_1$  und  $r_2$  sind Mittelwerte der Achsenabstände verschiedener Berührungspunkte im Gewinde bzw. am Kopf.  $r_1$  ist etwas kleiner und  $r_2$  etwas größer als der Schraubenhalbmesser  $r$ , sagen wir  $r_1 = r/1,1$  und  $r_2 = 1,1 r$ . Somit ergibt sich die Gleichung:

$$2\pi M = Ph + 2\pi r P \frac{\mu_1}{1,1} + 2\pi r P 1,1 \mu_2$$

oder

$$P = \frac{2\pi M}{2\pi r \cdot \left[ \frac{\mu_1}{1,1} + 1,1 \mu_2 \right] + h}. \quad (27, 03)$$

Diese Gleichung bewährt sich gut für Schätzungen. Einsetzen von üblichen Werten zeigt, daß die Reibung die Klemmkraft der Schraube etwa um eine Zehnerpotenz kleiner macht, als wenn sich diese reibungslos drehen würde. Genaue Berechnungen werden dadurch vereitelt, daß  $\mu_1$  und  $\mu_2$  von Fall zu Fall stark variieren. Wenn noch etwas Öl an der Schraube haftet, dann können so kleine Reibungszahlen wie 0,15 bis 0,25 vorkommen. In dem Maße aber, wie die Schmierhäute weggedrückt werden (z. B. beim Hinundherschrauben), steigen die Reibungszahlen auf z. B. 0,4 bei Messing und Stahl und bis auf 0,7 bei Aluminium.

Typische Beispiele dafür, wie sich durch Schrauben geklemmte Kontakte im Laufe der Zeit in normaler Atmosphäre verhalten, gibt die Tafel (27, 04)<sup>1</sup>.

Die Kontakte wurden ab der Mitte des ersten bis zum Ende des zweiten Monats bei 100° C gehalten (abgesehen von einigen Meßtagen). Am Ende des ersten Monats wurden sie alle bei Zimmertemperatur bei demselben Moment, mit dem die Kontakte hergestellt wurden, nachgezogen. Dieses Nachziehen war natürlich nur deswegen möglich, weil inzwischen infolge von Ionenplatzwechsel die Drähte der Kontaktlast etwas ausgewichen waren<sup>2</sup>. Erstaunlich ist, daß beim Nachziehen der Kontakte die Widerstände sich in der Regel nicht änderten. Ein Zehntel derselben gingen stark in die Höhe, und 1% verminderte sich deutlich. Offenbar haben die Kontakte in den anfänglichen metallischen Stellen noch gehaftet, und neue metallische Stellen sind nicht hinzugekommen.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [13], § 12.

<sup>2</sup> Vgl. § 13.

Tafel (27,04). Auszug aus Schraubkontaktmessungen im FL.

Nr. des Versuchs	Drahtmetall und Durchmesser mm	Klemmleiste	Reinigungsart des Drahtes <sup>1</sup>	Schraube	Drehmoment <i>M</i> cmkg	<i>P</i> ungefähr kg	Widerstände bei Zimmertemperatur $10^{-4} \Omega$ Zeiten in Monaten nach dem Einklemmen			
							0	0,5	2	12
							1	Cu 0,5	Ni	Öl
2	Ag 0,5	„	keine	„	0,57	12	0,18	0,20	0,25	0,43
3	Al 0,28	„	Lappen	„	0,57	9	1,3	1,9	2,2	2,2
4	„	„	Öl	„	0,57	11	0,27	0,30	0,28	0,13
5	„	Zn	„	„	0,57	9	0,8	18	400	1600
6	„	Ag	keine	„	2,07	35	0,2	0,2	0,4	1,1
7	„	Zn	„	„	2,07	28	1,0	4,5	18	23
8	„	„	Öl	„	2,07	32	1,7	3,2	0,84	0,83
9	Al 0,6	Ni	keine	M 4	2,07	13	0,43	0,48	0,50	0,58
10	„	„	„	„	4,07	20	0,14	0,15	0,15	0,15
11	„	„	Öl	„	4,07	25	0,09	0,09	0,08	0,08

*Diskussion der Tafel (27,04).* Die Bedeutung des Schraubendruckes ist auffallend. Ganz schlechte Kontakte treten nur bei  $P \approx 10$  kg auf, während  $P \approx 20$  kg oder mehr überall eine recht dauerhafte Leitung verbürgt. Eine Ausnahme bilden Kontakte gegen Zink<sup>2</sup>. Man soll also die Klemmkraft so groß wählen, wie es der Leitungsdraht, ohne die nötige Zieh- und Biegefestigkeit zu verlieren<sup>3</sup>, verträgt. Der dünnste Aluminiumdraht der Tafel vertrug z. B. nicht mehr als  $P \approx 30$  kg.

Von der Temperaturerhöhung ist kaum ein Einfluß zu bemerken. Diese Erfahrung wird durch über ein Jahr gegangene Versuche mit Kontakten in hohen Temperaturen gestützt. An Cu-Kontakten (Lappen) bei  $150^\circ \text{C}$  und  $P = 35$  kg konstant wurde nur eine Widerstandsabnahme infolge der Entfestigung, aber kein sicheres Wiederanwachsen des Widerstandes, und an Aluminiumkontakten (Öl) bei  $150^\circ \text{C}$  und  $P = 5$  kg ein Wachsen des Widerstandes um nur 10% gemessen. Viel stärker als eine dauernd hohe stört eine wechselnde Temperatur, weil sie den Kontakt zum „Atmen“ bringt und so das Oxydieren befördert.

Aus dem Schrifttum über die Prüfung von Aluminiumdrähten seien die Arbeiten von R. RICHTER, zusammen zum Teil mit G. SCHADE<sup>4</sup>, von W. GEBAUER und von H. VIEHMANN [1] und [2] angeführt. Die beiden ersten Forscher finden, daß solche Schraubkontakte, die sich schon während des ersten Jahres gut verhielten, nachher noch 20 Jahre hin-

<sup>1</sup> Es bedeutet „Öl“, daß die Kontaktglieder nach Schmirgelung unter Öl in geöltem Zustand zusammengeschraubt wurden, und „Lappen“, daß sie nur geschmirgelt und mittels eines mit Alkohol angefeuchteten Lappens abgewischt wurden.

<sup>2</sup> Ebenso schlecht verhält sich Kadmium.

<sup>3</sup> Erfahrungsgemäß braucht man die drei- bis zehnfache Kontaktlast, um an praktisch ebenen, einigermaßen sauberen Plattenkontakten dieselbe Kontaktfläche durch Fließen zu erzeugen wie an Drähten.

<sup>4</sup> R. RICHTER [1] sowie R. RICHTER und G. SCHADE [2].

durch brauchbar blieben. Niet- und Würgekantakte dagegen waren unzuverlässig. H. VIEHMANN steckt zu verschraubende Aluminiumseile in Hülzen (nur gut, wenn aus Kupfer) und verhindert dadurch das Wegfließen des Aluminiums unter dem Schraubendruck. Er empfiehlt für die Litzen Leichtmetall-Legierungen, die mechanisch fester als Reinaluminium sind, ohne doch zu hart oder spröde zu sein. Der Stoff soll ja etwas fließen, um metallische Kontaktstellen zu geben, jedoch nicht so viel nachfließen wie Aluminium. Der Federdruck der Klemmen muß dem vollen Schraubendruck gleichkommen.

*Schienenkontakte*, welche mit gewaltiger Kraft  $P$  von 1000 kg oder mehr zusammengeschraubt werden, haben stellenweise große Kontaktflächen. Wenn diese von Anfang an einigermaßen metallisch waren, so halten sie praktisch unbegrenzt lange, insofern sie nicht zum Atmen kommen, denn über die Grenzen des geschlossenen Kontaktes wächst die Oxydierung so langsam hinein, daß es für diese großen Flächen belanglos ist. Aber die zusammengelegten Flächen müssen ursprünglich gut gereinigt, am besten unter Öl gebürstet und noch in etwas öligem Zustand zusammengeschraubt sein. Das Sandstrahlen hat sich auch ohne Öl in der Praxis gut bewährt. Ein Atmen kann durch mechanische Beanspruchungen und durch Temperaturveränderungen zustande kommen. Es wird natürlich erleichtert, wenn die Schienen infolge Atomplatzwechsels ihren elastischen Gegendruck vermindert haben. Der Stoff weicht allmählich dem Druck aus; man nennt es *Nachfließen*. Dies ist bei Kupfer praktisch belanglos, bei Aluminium störend und bei Zink, namentlich bei reinem Zink, katastrophal. Zink fließt bei Zimmertemperatur dauernd, auch wenn der Druck so klein wie von der Größenordnung  $0,01 \text{ t/cm}^2$  ist. Verschraubte Zinkkontakte kommen darum mit der Zeit leicht zum Atmen und oxydieren. Die Verschraubung muß deshalb federnd sein. Reines Zink wird außerdem mit der Zeit infolge Großkornbildung brüchig. In dieser letzten Hinsicht aber auch bezüglich des Nachfließens sind neuerdings ausprobierte Legierungen von Zink mit etwas Aluminium und Kupfer günstiger<sup>1</sup>. Man sollte Zinkleiter-Verbindungen möglichst durch Löten herstellen.

### § 28. Dimensionierung eines Kontaktes mit Rücksicht auf seine Erwärmung.

Die Dimensionierung von elektrischen Verbindungsleitungen geschieht von dem Prinzip aus, daß die Stromwärme die Temperatur der Leitungen nicht über eine gewisse Grenze treiben darf. Diese Grenze zweckmäßig zu wählen, ist ein Problem für sich. Was ruhende Kontakte anbelangt, so haben wir in § 27 gesehen, daß sie im allgemeinen, wenn sie von Anfang an gut sind, 100 bis 150° C vertragen. In der Praxis setzt man die Temperaturgrenze meistens niedriger, teils

<sup>1</sup> Siehe D. MÜLLER-HILLEBRAND [2].

um eine gewisse Sicherheit zu gewinnen, wenn der Kontakt bei der Montage wenig sorgfältig gemacht wird, teils auch aus anderen Gründen. Wir werden hier auf die Diskussion der passenden Temperaturgrenze gar nicht eingehen und begnügen uns mit der Bemerkung, daß man wohl die gegenwärtig üblichen Temperaturen erhöhen könnte, wenn eine größere und mehr einheitliche Sorgfalt bei der Montage gewahrt würde.

Jetzt betrachten wir gewisse in der Praxis übliche Temperaturgrenzen als bindend und stellen uns das Problem: einen Schienenkontakt so zu dimensionieren, daß er den gewählten Vorschriften Genüge leistet. Der Zweck dieses Paragraphen ist also nur, das Prinzip einer solchen Ausrechnung vorzuführen. Wir gehen davon aus, daß die Stromwärme gerade die höchst zulässige Temperaturerhöhung erzeugt.

Die nähere Gestaltung der Berechnung erläutern wir an Hand eines numerischen Beispiels. Die Stromstärke  $I$  sei 1000 A, und wir suchen passende Dimensionen von Leitungsschienen für einen Kontakt zwischen zwei solchen Schienen unter folgenden Voraussetzungen: Die Schienen sollen auf freier Strecke in ruhender Luft nur die Übertemperatur  $\vartheta_1 = 35^\circ$  und die scheinbare Berührungsfläche soll darüber hinaus eine weitere Temperaturerhöhung von  $\vartheta_2 = 35^\circ$  annehmen dürfen. Die leitende Kontaktfläche wird noch etwa um  $\theta^\circ$  wärmer, wenn  $\theta$  die Kontaktübertemperatur über die „Endflächen“ bedeutet. Für die Temperatur  $\theta$  hat man in der Praxis keine Vorschrift gemacht. Wir rechnen jedoch den Betrag aus.

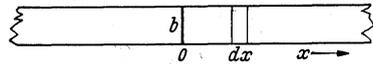


Abb. 28,01. Leitungsschienen mit Kontakt in  $x=0$ .

Eine vereinfachende Annahme für die Berechnung wird durch die Abb. (28,01) veranschaulicht. Demgemäß sind die Schienen nicht überlappend gedacht, sondern sie stoßen in einer Fugstelle zusammen, und zwar bei  $x=0$ .

Es sei  $\rho$  der spezifische Widerstand,  $b$  die Breite,  $y$  die Dicke und  $\lambda$  die spezifische Wärmeleitfähigkeit der Schienen. Der Koeffizient für die Wärmeabfuhr in die umgebende als ruhig gedachte Luft sei  $h$ . Um zu Ausgangsgleichungen zu kommen, betrachten wir ein Element  $dx$  der Schiene mit der Übertemperatur  $\vartheta$  gegen die Umgebung. Seitlich durch die Oberfläche  $2b \cdot dx$  (die kleinen Kantenflächen werden vernachlässigt) fließt die Wärme  $\vartheta h 2b dx$  ab. Dies muß im stationären Zustand ersetzt werden teils durch den Überschuß  $\lambda b y \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} \cdot dx$  des Zuflusses längs der Schiene über den entsprechenden Abfluß, teils durch die in dem Element  $dx$  erzeugte JOULESche Wärme  $\frac{\rho I^2}{b y} \cdot dx$ . Also entsteht die Differentialgleichung:

$$\lambda b y \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} - 2 h b \vartheta + \frac{\rho}{b y} \cdot I^2 = 0. \quad (28,02)$$

Hierzu kommt die Bedingung, daß an der Fuge die Hälfte der im Kontaktwiderstand  $R$  entwickelten Wärme in die Schiene fließt, oder mathematisch ausgedrückt:

$$-\lambda b y \cdot \left[ \frac{d\vartheta}{dx} \right]_{x=0} = \frac{1}{2} R I^2. \quad (28,03)$$

Die Gl. (28,02) und (28,03) definieren die Temperaturverteilung längs der Schiene. Ihre Lösung — infolge der Linearität besteht die Superpositionsmöglichkeit — suchen wir in zwei Stufen. Zunächst betrachten wir die Schiene auf der freien Strecke, wo  $\frac{d\vartheta}{dx} = \frac{d^2\vartheta}{dx^2} = 0$  ist. Da vereinfacht sich die Gl. (28,02) zu:

$$\vartheta_1 = \frac{\varrho}{2h b^2 y} \cdot I^2, \quad (28,04)$$

wo erfahrungsgemäß  $1/h = 1200$  ist. Eine übliche Schienendicke ist 1 cm, und so groß wählen wir  $y$ . Nun setzen wir in (28,04) ein:  $I = 1000$  A,  $\varrho = 1,8 \cdot 10^{-6}$   $\Omega$  cm, gültig für Kupfer,  $y = 1$  cm,  $\vartheta_1 = 35^\circ$  und erhalten:

$$b = 5,6 \text{ cm.}$$

Das ist durchaus die Größenordnung, die sich in der Praxis eingebürgert hat.

Jetzt versuchen wir, die Temperaturverteilung in der Nähe der Fugestelle zu bestimmen. Der Einfluß der in der Schiene selbst erzeugten Wärme  $\frac{\varrho I^2}{b y} \cdot dx$  ist durch das Vorangehende schon berücksichtigt. Wir streichen in (28,02) das Glied  $\frac{\varrho}{b y} \cdot I^2$  und lösen die restliche Gleichung für die zusätzliche Temperaturerhöhung  $\vartheta_2$  infolge der im Kontakt entwickelten Wärme:

$$\frac{d^2\vartheta_2}{dx^2} = \frac{2h}{\lambda y} \cdot \vartheta_2.$$

Diese Gleichung bestimmt uns zusammen mit der Bedingung (28,03) die Temperaturerhöhung  $\vartheta_2(x)$  infolge des Wärmezufusses aus dem Kontakt. Die Lösung lautet:

$$\vartheta_2(x) = \frac{1}{2} \cdot \frac{R I^2}{\sqrt{2h\lambda b^2 y}} \cdot e^{-\sqrt{\frac{2h}{\lambda y}} \cdot x},$$

also für  $x = 0$ :

$$\vartheta_2(0) = \frac{1}{2} \cdot \frac{R I^2}{\sqrt{2h\lambda b^2 y}}.$$

Die Größe  $\vartheta_2(0)$  sollte auch  $35^\circ$  sein, und Einsetzen der sonstigen Zahlenwerte, wozu noch  $\lambda = 3,8$  kommt, ergibt:

$$R = 3,1 \cdot 10^{-5} \Omega.$$

$R$  definiert die zu verlangende Beschaffenheit des Kontaktes; d. h. dessen Reinheit und die Kontaktklast  $P$  müssen in dem Beispiel so ge-

wählt werden, daß  $R = 3,1 \cdot 10^{-5} \Omega$  herauskommt. Auf die Diskussion dieser Forderung kommen wir bald zurück.

Zuvor wenden wir uns dem Problem  $\theta$  zu.  $\theta$  ist die normale Über-temperatur über entfernte Punkte in einem metallischen Kontakt mit dem Widerstand  $R$ , wenn er mit der Stromstärke  $I$  belastet ist, also die Kontaktspannung  $RI$  hat. Zur Auffindung von  $\theta$  haben wir die viel benutzte Gl. (4,17), welche wir hier mit genügender Genauigkeit in der Form

$$U^2 = (RI)^2 = 8 \lambda \rho \theta \quad (28,05)$$

benutzen. Einsetzen der Zahlenwerte des Beispiels führt zu

$$\theta = 17,6^\circ \text{ C}.$$

Nun wäre ein Einwand berechtigt: Dürfen wir so mit der Gl. (28,05) rechnen, da doch ein praktischer und nicht reiner Kontakt vorliegt? Ja, es ist durchaus in Ordnung, denn, wie oben mehrmals hervorgehoben, leiten alle brauchbaren Kontakte fast ausschließlich über (quasi-) metallische  $a$ -Flächen, sei es, daß diese in Rissen der Oxydhaut oder an Frittbrücken gelegen sind.  $R$  gehört somit wirklich zu einem metallischen Kontakt, abgesehen von ganz dünnen Häuten mit einem  $\sigma$  von der Größenordnung  $10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$ , deren Wirkung hier zu vernachlässigen ist. Die Übertemperatur der leitenden Kontaktfläche gegen die Umgebung ist:

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 + \theta = 87,6^\circ.$$

Jetzt ist noch vorzuschreiben, wie die verlangte Kleinheit des Kontaktwiderstandes  $R = 3,1 \cdot 10^{-5} \Omega$  gewonnen werden soll. Es geschieht durch eine passende Wahl der Kontaktlast  $P$ . Die Beziehung zwischen  $P$  und  $R$  findet sich in dem Diagramm (14,04), jedoch nicht gerade für die Kontaktart und den niedrigen Grad der Oberflächenreinheit, die wir jetzt voraussetzen müssen. In dem Diagramm (14,04) gehört zu Kupfer eine ausgezogene Kurve für ganz reine gleichmäßig belastete Platten und eine ebensolche Kurve für ganz reine Stabkontakte. Eine verschraubte Schienenstelle hat ihren Platz zwischen den Extremfällen der Platten und Stäbe. Ihre Belastung ist nicht so gleichmäßig verteilt wie bei Platten und nicht so konzentriert wie bei gekreuzten Stäben. Handelte es sich um Schienen mit metallisch reinen Oberflächen, so würde die zugehörige Kurve bei  $P = 1000 \text{ kg}$  ungefähr in der Höhe  $R = 3 \cdot 10^{-6} \Omega$  liegen. Nun müssen aber die störenden Oberflächenschichten, welche den größten Teil der Kontaktlast tragen, berücksichtigt werden, was gewissermaßen darauf hinausläuft, die Exaktheit zu beurteilen, mit der die Monteure die Schienen vor dem Zusammenschrauben säubern. Der eine säubert besser und der andere schlechter, und um immer sicher zu gehen, müssen wir  $P$  so groß vorschreiben, daß damit auch der weniger sorgfältige Monteur einen brauchbaren Kontakt zustande bringt. Heben wir unsere Kurve bei

$P = 1000 \text{ kg}$  um eine halbe Zehnerpotenz bis  $10^{-5} \Omega$ , so entspricht sie leicht erzeugbaren Kontakten. Ihre Neigung setzen wir zu  $45^\circ$ . An dieser Kurve liest man für  $R = 3,1 \cdot 10^{-5} \Omega$  den Wert  $P = 300 \text{ kg}$  ab. In der Praxis hat man es zweckmäßig gefunden,  $P$  noch eine Zehnerpotenz höher zu wählen. Wenn dies allein mit Rücksicht auf den Kontaktwiderstand geschähe, so wäre es ein Zeichen dafür, daß die Montage von Schienenkontakten auf einer ganz unzeitmäßig tiefen Stufe stände, denn wenn endgültig immer frisch gereinigte Schienen zusammengeschaubt werden, so müßte  $P = 300 \text{ kg}$  ausreichen. In der praktischen Erfahrung spielen jedoch Umstände mit, die wir hier gar nicht berücksichtigt haben. Der Schienenkontakt muß vor allen Dingen eine gewisse mechanische Festigkeit haben, denn wenn diese nicht ausreicht, so lockert sich der Kontakt unter mancherlei Beanspruchung. Er kommt zum „Atmen“, und der Kontaktwiderstand kann durch Oxydation unberechenbar in die Höhe gehen, so daß schließlich unzulässige Temperaturen in ihm auftreten.

Wir kehren zurück zu der Berechnung von  $\theta$ .  $\theta$  spielte in dem gewählten Beispiel eine untergeordnete Rolle; aber  $\theta$  wäre für die Temperatur im Kontakt allein bestimmend gewesen, wenn die Kontaktglieder nicht dünne Schienen, sondern so klotzige und gut gekühlte Massen gewesen wären, daß die im Kontakt entwickelte Wärme die mittlere Temperatur der Endflächen der Strom-Engen nicht verändert hätte. Es ist lehrreich, das obige Beispiel mit  $I = 1000 \text{ A}$  und einer um  $45^\circ$  geneigten  $RP$ -Kurve, die im Punkte  $P = 1000 \text{ kg}$  und  $R = 10^{-5} \Omega$  anfängt, unter der Voraussetzung durchzurechnen, daß wir nur die Gl. (28,05) zu berücksichtigen haben. Die Kontaktübertemperatur über die Umgebung sei wieder  $87,6^\circ \text{ C}$ , also  $\theta = 87,6$ . Einsetzen in die Gl. (28,05) ergibt

$$(1000 R)^2 = 8 \cdot 3,8 \cdot 1,8 \cdot 10^{-6} \cdot 87,6,$$

also

$$R = 6,9 \cdot 10^{-5} \Omega.$$

Die entsprechende Kontaktlast  $P$  ergibt sich zu etwa  $160 \text{ kg}$ , während sie im Falle eines reinen Kontaktes noch zwei Zehnerpotenzen tiefer liegen würde.

### § 29. Die Wirkung der Kontakte im Kohlekörnermikrophon.

Wie die Überschrift andeutet, soll hier nicht eine vollständige Theorie des Mikrophones gegeben werden. Zur ausführlichen Behandlung kommen allein die eigentlichen Kontakterscheinungen, und einige akustische Probleme werden nur kurz gestreift, um einen Anschluß an das betreffende Schrifttum zu erleichtern.

Die Mikrofonwirkung beruht auf der Beeinflussung von Kontaktwiderständen durch die Druckkraft der Schallwellen. Die Schallwellen

der Luft treffen eine Membran oder eine Platte, welche zum Teil den Druck weiter auf den Grieß<sup>1</sup> überträgt, und über diesen fließt der zu beeinflussende elektrische Strom. Es sind bekanntlich auch Einzelkontakte und sog. Erschütterungsmikrophone verwendet worden, worüber verschiedene Lehr- und Handbücher Bescheid geben; aber die Kohlekörnermikrophone mit einer den Druck übermittelnden Platte oder Membran beherrschen die Praxis<sup>2</sup>. Sie haben unter anderem den großen Vorzug, die mittlere Kontaktlast einfach durch den hydrostatischen Druck der Grießmasse automatisch zu regeln.

Die Mikrophonstromkreise gehören hauptsächlich zu zwei Typen, welche durch die Abb. (29,01) und (29,02) veranschaulicht sind. Darin

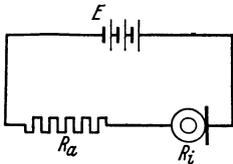


Abb. 29,01. Mikrophonanschaltung für Lokalbatterie.

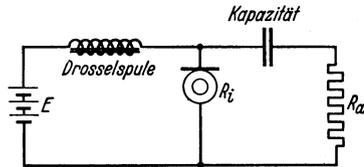


Abb. 29,02. Mikrophonanschaltung für Zentralbatterie.

sind  $R_i$  der Mikrophonwiderstand,  $R_a$  der äußere Nutzwiderstand und  $U$  die Klemmspannung des Mikrophons.  $\Delta I$ ,  $\Delta R_i$  usw. bedeuten Variationen infolge der Betönung.

Zunächst rechnen wir mit so *niedriger Frequenz*, daß keine Eigenschwingung des Mikrophons sich geltend macht, und denken uns so kleine Druck- und Widerstandsvariationen, daß diese als *Differentiale* behandelt werden können.

*Im Falle* (29,01) lagert sich über die Dauerstromstärke

$$I = \frac{E}{R_a + R_i} \quad (29,03)$$

der Tonstrom mit der Amplitude

$$\Delta I = \frac{E \Delta R_i}{(R_a + R_i)^2} \quad (29,04)$$

Der „nützliche“ äußere Widerstand  $R_a$  verbraucht je s die Wechselstromenergie:

$$\frac{1}{2} R_a (\Delta I)^2 = \frac{1}{2} \frac{R_a E^2}{(R_a + R_i)^4} \cdot (\Delta R_i)^2,$$

<sup>1</sup> Hier behandeln wir ausschließlich Kohlegrießmikrophone. Auch Metallgrieß ist geprüft worden, ist aber dem Kohlegrieß gegenüber nachteilig. Der metallische Kontaktwiderstand ist ungünstig klein für das Mikrophon. Bei edlen Metallen vermindert die Haftneigung die Mikrophonempfindlichkeit. Bei unedlen Metallen stört die Oxydhaut, weil sie den Widerstand allmählich verändert und evtl. zur Isolation führt, siehe z. B. A. STROH [2] und S. P. THOMSON sowie aus letzter Zeit D. BRODHUN.

<sup>2</sup> Siehe z. B. E. LÜBCKE, C. O. W. MÖNCH sowie M. P. CHAVASSE und H. A. FREDERICK.

welche mit  $R_i = 3 R_a$  ihren Höchstwert

$$\frac{E^2 (\Delta R_i)^2}{19 R_i^3}$$

bei gegebenem  $E$  und  $\Delta R_i$  erhält.

Im Falle (29,02) fließt eine konstante Stromstärke  $I_0$  durch die Drosselspule. Die Klemmspannung des Mikrophons sei  $U_0 + \Delta U$ . Es gilt

$$I_0 = \frac{U_0}{R_i} = \frac{U_0 + \Delta U}{R_i + \Delta R_i} + \frac{\Delta U}{R_a}, \quad (29,05)$$

woraus folgt:

$$\Delta U = I_0 \frac{\Delta R_i}{1 + \frac{R_i}{R_a}} \quad (29,06)$$

und der Nutzstrom

$$\Delta I = \frac{\Delta U}{R_a}.$$

Der „nützliche“ äußere Widerstand verbraucht die Wechselstromenergie

$$\frac{1}{2} \frac{(\Delta U)^2}{R_a},$$

welche mit  $R_i = R_a$  ihren Höchstwert

$$\frac{I_0^2 (\Delta R_i)^2}{8 R_i} \quad (29,07)$$

bei gegebenem  $I_0$  und  $\Delta R_i$  erhält.

Die *Hauptaufgabe der Kontaktlehre bezüglich der Mikrophontheorie* lautet: Ausgehend vom Verhalten des einzelnen Kontaktes zwischen zwei Körnern bzw. zwischen einem Korn und einer Elektrode die Wirkung des Mikrophons quantitativ begreiflich, womöglich sogar berechenbar zu machen. Gegeben und bekannt seien also der Bau und die Kontakteigenschaften eines Mikrophons sowie dessen mechanische Reaktion auf eine einfallende Schallwelle. Dann soll vor allen Dingen  $\Delta R_i$  berechnet werden. Nun kann in dem hier vorliegenden Zusammenhang keine Berechnung von einzelnen Mikrophontypen in Frage kommen.

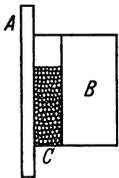


Abb. 29,08.  
Schema des  
Körner-  
mikrophons.

Dazu müßten Sondermessungen Tatsachen bringen. Wir begnügen uns damit, an Hand eines einfachen Beispiels zu zeigen, wie die einzelnen Berechnungselemente zusammenspielen und wie die Berechnung schließlich den Erfahrungen gerecht wird. Indem nun die Behandlung nicht allgemein gehalten, sondern auf ein einfaches Beispiel bezogen wird, gewinnt sie an Lebhaftigkeit. Die Abb. (29,08) veranschaulicht die Dimensionen des im Beispiel behandelten Mikrophons, welche den Abmessungen der normalen Postmikrophone nahe kommen; es wird keine weiche Membran,

sondern eine Kohleplatte vorausgesetzt. In Abb. (29,08) ist  $A$  die Platte und  $B$  die hintere Elektrode, deren Fläche hier als Rechteck mit der Breite 0,8 cm gedacht ist. Die Kohlekörner füllen zwischen  $A$  und  $B$

die Kammer  $C$  bis zu einer Höhe von 1 cm. Der hydrostatische Grießdruck  $p$  in der Tiefe  $z$  ist ungefähr gleich  $z$ . Der mittlere Körnerdurchmesser sei  $D$ , der hier gleich  $1/60$  cm angenommen wird. In der Tiefe  $z$  unter der Grießoberfläche ist also die Kontaktlast je Kornkontakt etwa

$$P = z \cdot D^2. \quad (29,09)$$

Die akustische Welle in der Luft denken wir uns der Einfachheit halber eben und parallel zur Platte.

*Weitere Bezeichnungen.* Die akustische Druckkraftamplitude<sup>1</sup> auf die Platte sei  $\Delta P_a$ ; die gegen die erste Körnerschicht von seiten der Platte ausgeübte Druckkraftamplitude sei  $\Delta P_i$ , während die Kontaktlastamplitude eines einzelnen Kontaktes Platte gegen Korn  $\Delta P$  ist. Der Abstand von der Platte sei  $x$  und die ganze Dicke der Grießmasse in der  $x$ -Richtung sei 0,1 cm. Ein Index  $v$  verweist auf eine Vertikalreihe von Kontakten Platte gegen Korn, so daß z. B.  $R_v$  den Gesamtwiderstand der Stromverzweigung über eine solche parallel geschaltete Kontaktreihe bedeutet. Größen ohne Index beziehen sich auf *Einzelkontakte*.

Es wird vorausgesetzt, daß die Kontaktwiderstände Platte gegen Korn und Korn gegen Korn bei derselben Kontaktlast gleich sind<sup>2</sup>.

Nun zur Berechnung von  $R_i$ ! Eine Schwierigkeit liegt darin, daß die Einzelkontakte mechanisch verschieden belastet sind. Mit zunehmender Tiefe  $z$  wächst ihre Kontaktlast  $P$  gemäß der Formel (29,09) und die mittlere Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes  $R$  von der Kontaktlast dürfen wir in dem betreffenden  $P$ -Gebiet für eine etwas härtere Mikrofonkohle als die in (14,04) eingetragene so ausdrücken<sup>3</sup>:

$$R = \frac{30}{P^{0,75}}; \quad \text{für } D = \frac{1}{60} \quad \text{also } R = \frac{14\,000}{z^{0,75}}. \quad (29,10)$$

Der Gesamtwiderstand  $R_v$  der Stromverzweigung über die Einzelkontakte einer vertikalen Kontaktreihe berechnet sich nun folgendermaßen:

$$\frac{1}{R_v} = \int_0^1 \frac{dz}{D} \cdot \frac{1}{R} = \frac{1}{233} \int_0^1 z^{0,75} \cdot dz = \frac{1}{410}. \quad (29,11)$$

Es bilden  $0,8 \cdot 60 = 48$  solche Säulen nebeneinander eine mit der Platte parallele Grießschicht, und 6 Grießschichten liegen hintereinander in der Kapsel. Demgemäß ist der Gesamtwiderstand des Mikrophones:

$$R_i = 410 \cdot \frac{6+1}{48} \Omega = 60 \Omega. \quad (29,12)$$

Die Behandlung der Amplituden  $\Delta R$  gestaltet sich etwas anders. Wir gehen von Messungen von F. S. GOUCHER sowie R. HOLM [3] und [7]

<sup>1</sup> Wegen der Bezeichnung Druckkraft siehe Bezeichnungsliste.

<sup>2</sup> Bei HOLM [3] finden sich Beispiele, wo diese Widerstände sehr ungleich sind.

<sup>3</sup> Vgl. R. JOSCHECK.

an Einzelkontakten aus. Aus der Abb. (15,03) sehen wir, daß die hier in Frage kommenden *reversiblen Kennlinienstücke*  $r$  eine viel *kleinere Neigung* als in der Hauptsache die *jungfräuliche Kurve* haben. In der Abb. (29,13) sind solche reversiblen Kennlinien eingetragen, teils nach GOUCHER, gestrichelt, teils nach HOLM, ausgezogen. Sie laufen alle recht ähnlich. Beide Forscher haben nämlich, wie schon ihre Messungen der jungfräulichen Widerstände zeigen, ähnliche Kohlesorten verwendet.

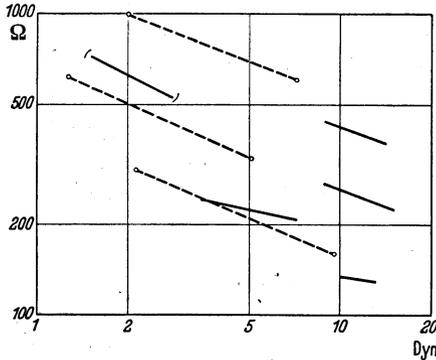


Abb. 29,13. Reversible Kontaktlast-Widerstands-Kennlinienstücke für lose Kohlekontakte.

Aber mehr als gewisse Regeln für den allgemeinen Verlauf darf man wohl aus den Beobachtungen nicht herleiten. Unregelmäßigkeiten beruhen zum großen Teil auf der Einwirkung von Fremdschichten, wie aus der Diskussion der Abb. (15,03) hervorgeht. Auch die GOUCHERSchen Messungen geben klare Belege für die Anwesenheit von Fremdschichten, denn diese müssen den Grund geben, weshalb die Charakteristiken seiner Fig. 15 schon bei 0,1 V nach unten abbiegen. Wie man

aus HOLMSchen Messungen<sup>1</sup> und Berechnungen<sup>2</sup> sieht, geschieht ein so kräftiges Abbiegen, wenn der Fremdschichteinfluß verkleinert ist, erst etwa bei 0,5 V\*. Allerdings geht der Einfluß der Fremdschichten nicht so weit, wie mancher geglaubt hat, daß die Mikrophonwirkung ohne Fremdschichten nicht zustande käme. Namentlich hat D. BRODHUN gezeigt, daß die Mikrophonwirkung auch bei effektiv ausgeglühter Kohle im Vakuum durchaus in etwa normaler Stärke vorhanden ist. Aus der Diskussion zu Abb. (15,03) ist weiter zu entnehmen, daß die reversiblen Kennlinienstücke wahrscheinlich nicht oder doch nur wenig von den Fremdschichten gestört sind. Nur die jungfräuliche Kennlinie bzw. die mittlere Höhe eines Widerstandes ist beträchtlich von den Fremdschichten abhängig, nämlich in die Höhe geschoben. Dies wird auch in einer Arbeit von WAETZMANN und SCHMIDT<sup>3</sup> belegt.

Aber nun zurück zu den reversiblen Kennlinien! Für sie gilt annähernd

$$R \approx \text{const} \cdot P^{-0,45}, \quad \text{d. h.} \quad \frac{\Delta R}{R} \approx -0,45 \frac{\Delta P}{P}. \quad (29, 14)$$

<sup>1</sup> § 24, reversible Kurven.

<sup>2</sup> Siehe Abb. (7, 13).

\* GOUCHER ordnet die gemessenen Charakteristiken der reinen Kohle zu und muß darum die Größe  $1/8\lambda\varrho$  gleich 40 statt, wie es richtig wäre, gleich 670 ansetzen.

<sup>3</sup> E. WAETZMANN und TH. SCHMIDT [3]. Sie finden übrigens, daß die Verflüchtigung der Fremdschichten erst bei 1000° C stark einsetzt.

Die Gl. (29,14) hat dieselbe Form für alle Einzelkontakte, aber eine Komplikation kann dann entstehen, wenn sich  $\Delta P/P$  von Kontakt zu Kontakt ändert. Wir gestatten uns die wohl einigermaßen plausible Hypothese, daß dies im Mittel nicht der Fall ist, sondern daß  $\Delta P/P$  für alle die Platte berührenden Körner gleich groß, nämlich

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta P_i}{P_i} \quad (29, 15)$$

angesetzt werden darf. Alle diese Einzelkontaktwiderstände  $R$  gegen die Platte sind parallel geschaltet, und für den Gesamtwiderstand  $R_p$  der Stromverzweigung über sie gilt

$$\frac{1}{R_p} = \sum \frac{1}{R}, \quad (29, 16)$$

also

$$\frac{\Delta R_p}{R_p^2} = \sum \frac{\Delta R}{R^2},$$

und infolge (29,14) und (29,15)

$$\frac{1}{R_p} \frac{\Delta R_p}{R_p} = -0,45 \frac{\Delta P_i}{P_i} \sum \frac{1}{R},$$

somit infolge (29,16)

$$\frac{\Delta R_p}{R_p} = -0,45 \frac{\Delta P_i}{P_i}. \quad (29, 17)$$

Dies betrifft, wie gesagt, die Kontakte gegen die Platte. Auf der Hinterseite der betreffenden Körner befinden sich Kontakte Korn gegen Korn. Wir können sie, etwas vereinfachend, alle in einer Ebene 1 denken. Ihr Gesamtwiderstand sei  $R_1$ . Weiter nach hinten kommt eine zweite, dritte usw. derartige Ebene. Alle zugehörigen Widerstände  $R_1, R_2, R_3$  usw. sind im Mittel gleich  $R_p$ ; ihre Änderungen  $\Delta R_1, \Delta R_2, \Delta R_3$  usw. aber werden mit steigender Nummer kleiner. Nach R. JOSCHECK gilt im Mittel etwa

$$\frac{\Delta R_p}{\Delta R_1} = \frac{\Delta R_1}{\Delta R_2} = \frac{\Delta R_2}{\Delta R_3} = \dots = e^{0,16} \quad (29, 18)$$

und infolgedessen:

$$\Delta R_i = \Delta R_p \sum_{x=0}^{x=6} e^{-x \cdot 0,16} = 4,6 \cdot \Delta R_p.$$

Also ist gemäß (29,17)

$$\frac{\Delta R_i}{R_i} = \frac{4,6 \cdot \Delta R_p}{7 R_p} = -\frac{0,45 \cdot 4,6}{7} \cdot \frac{\Delta P_i}{P_i} = -0,3 \frac{\Delta P_i}{P_i}. \quad (29, 19)$$

$R_i$  kennen wir schon aus (29,12), und  $P_i$ , die ganze Druckkraft des Grießes gegen die Platte, ist in  $g^*$ :

$$P_i = 0,8 \int_0^1 p \, dz = 0,8 \int_0^1 z \, dz = 0,4. \quad (29, 20)$$

\* Vgl. den Text zu (29,09)!

Das Primäre, worin  $\Delta R_i$  auszudrücken wäre, ist allerdings nicht  $P_i$  wie in (29,19), sondern die Druckkraftamplitude  $\Delta P_a$  der Luftwelle auf die Platte oder noch besser die Druckamplitude  $\Delta p_a$  der Luftwelle. Es bleibt also noch übrig,  $\Delta P_i$  in  $\Delta p_a$  auszudrücken. Hierfür sind Beobachtungen darüber erforderlich, ein wie großer Teil der äußeren Druckkraft weiter auf die Körner überführt wird. Hierüber sind keine Messungen veröffentlicht, und die Übertragung wird sicherlich je nach der Mikrophonart sehr verschieden sein. Vor 12 Jahren wurden im FL einige provisorische Messungen mit damaligen Postmikrofonen durchgeführt. Nach ihnen schien weniger als 1/5 der auf die ganze Platte (Fläche  $F$ ) ausgeübten Druckkraft  $F \cdot \Delta p_a$  weitergeleitet zu werden. Nun war die Platte viel größer als diejenige Teilfläche, welche gegen den Gries anliegt, nämlich etwa 12mal größer. Die auf die Körner übertragene Druckamplitude war demgemäß  $\frac{12}{5} \cdot \Delta p_a$ . In Ermangelung einer besseren Angabe rechnen wir hiermit, müssen aber darauf gefaßt sein, daß genauere Messungen einen Korrektionsfaktor von z. B. 1/2 ergeben können. Wir kehren zu unserem Beispiel zurück. Da ist die Anlagefläche des Grieses  $0,8 \text{ cm}^2$ , und wir gelangen zur Gleichung:

$$\Delta P_i = 0,8 \cdot \frac{12}{5} \cdot \Delta p_a \approx 2 \Delta p_a, \quad (29, 21)$$

also

$$\frac{\Delta R_i}{R_i} = -0,3 \frac{\Delta P_i}{P_i} = -0,6 \frac{\Delta p_a}{P_i}. \quad (29, 22)$$

Gl. (29,22) wurde durch Messungen im FL mit langsamen Druckveränderungen gut bestätigt. Sie gilt auch für eine schwache Betonung mit sehr niedriger Frequenz.

Für eine *normale Besprechung* ist aber die Gl. (29,22) nicht mehr maßgebend. Erstens nutzt man die *Resonanz* der Platte, der Einsprache und evtl. eines besonderen hinzugeschalteten HELMHOLTZ-Resonators aus, um die Empfindlichkeit zu erhöhen<sup>1</sup>. Man gewinnt so in dem für die Sprache wichtigen Frequenzgebiet zwischen etwa 500 und 4000 Hz im Mittel eine ungefähr vierfache Amplitudenverstärkung. Diese braucht natürlich eine gewisse Einschwingzeit, um sich voll auszubilden; allein schon drei bis vier ganze Schwingungen reichen dazu aus. Zweitens verkleinert sich  $P_i$  und vergrößert infolgedessen  $R_i$ , weil bei der Besprechung der Gries im Mittel etwas von der Platte weggedrückt wird bzw. überhaupt gelockert wird. An  $\Delta P_i$  ändert sich jedoch praktisch nichts. Bei der Besprechung eines normalen Postmikrophons mit einer Schalldruckamplitude von etwa  $10 \mu\text{b}$  dürfte dieser Effekt für  $P_i$  und  $R_i$  je etwa den Faktor 0,6 bzw. 1,7 ergeben. Es ist vermutlich diese Wirkung, welche sich in den Frequenzkurven von HEHLGANS und MATTIAT<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Siehe R. JAKOBY und H. PANZERBIETER.

<sup>2</sup> F. HEHLGANS und O. MATTIAT. Andere Belege dafür, daß es sich wahrscheinlich um teilweises Abspringen der Körner von der Platte handelt, gibt D. McMILLAN.

durch den Aufstieg zwischen 0 und 50 Hz ausdrückt. Auch in den schönen, von H. PANZERBIETER [2] veröffentlichten Oszillogrammen drückt sich dieser Kornverschiebungseffekt als eine Art Hysterese aus. Bei hochwertigen Mikrofonen, z. B. dem von REISS, fällt die Erscheinung weg, und die PANZERBIETERSchen Oszillogramme werden geradlinig. *Im ganzen* ist also das aus (29,22) berechnete  $\Delta R_i$  mit einem Verstärkungsfaktor  $4 \cdot 1,7 \cdot 1,7 = 12$  zu versehen. Mit  $|\Delta p_a| = 0,01 \text{ g/cm}^2 = 10 \mu\text{b}$  und mit im Ruhezustand  $P_i = 0,4 \text{ g}$  und  $R_i = 60 \Omega$  ergibt sich also:

$$\Delta R_i = 0,6 \cdot \frac{0,01}{0,4} \cdot 12 \cdot 60 = 11 \Omega.$$

Im Falle der Schaltung (29,02) mit sehr großem  $R_a$ , so wie es für Meßzwecke verwendet wird, und mit einer Normalstromstärke  $I = 0,04 \text{ A}$  ergibt sich im Leerlauf eine Wechselspannungsamplitude

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_i &= 0,04 \cdot 11 \text{ V} = 0,44 \text{ V}, \quad \text{also} \quad 0,044 \text{ V}/\mu\text{b} \\ \text{und nach (29,06) mit angepaßt } R_i &= R_a \\ \Delta U &= \frac{1}{2} \Delta U_i = 0,22 \text{ V}, \end{aligned} \right\} \quad (29,23)$$

ein Resultat, das durchaus mit Messungen an Postmikrofonen übereinstimmt. Es ist deshalb wohl berechtigt zu schließen, daß unsere Theorie einschließlich der Schätzungen einigermaßen das Richtige getroffen hat. Immerhin sei nochmals daran erinnert, daß eine besonders unsichere Schätzung hinter der Gl. (29,21) steckt.

Für den Fall (29,23) berechnen wir das *Übertragungsmaß* des Mikrophons unter der Voraussetzung  $R_i = R_a = 60 \Omega$ . In den Widerstand  $R_a$  wird dann laut (29,07) der nützliche elektrische Effekt

$$\frac{I_0^2 (\Delta R_i)^2}{8 R_i} = \frac{(\Delta U)^2}{2 R_i} = \frac{0,22^2}{120} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ W} \quad (29,24)$$

hineingeschickt. Das ist die vom Mikrophon sekundlich ausgehende Energie. Als eingehende Energie betrachten wir diejenige Schallenergie, welche in freier Luft je Sekunde am Ort des Mikrophons eine Fläche  $F$  von der Größe der Mikrophonmembran durchströmen würde. Hier ist  $F \approx 10 \text{ cm}^2$ . Mit  $|\Delta p_a| = 10 \mu\text{b}$  erhalten wir also als eingehenden Effekt:

$$\frac{\text{Schalldruck}^2}{2 \text{ Luftdichte} \cdot \text{Schallgeschwindigkeit}} \cdot F = \frac{10^2}{82,8} \cdot 10 \text{ erg}^* = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ W}. \quad (29,25)$$

Das Übertragungsmaß ergibt sich als Quotient der Ausdrücke (29,24) und (29,25) zu  $\frac{4 \cdot 10^{-4}}{1,2 \cdot 10^{-6}} = 330$ . Dies große Übertragungsmaß zeigt, daß das Mikrophon in beträchtlichem Maße verstärkt. Gerade diese Verstärkereigenschaft wollte seinerzeit HUGHES durch die Benennung Mikrophon zum Ausdruck bringen.

\* Siehe J. WALLOT, Gl. (276,3).

Mit der beschriebenen Verstärkung durch Resonanz muß man allerdings gewisse Nachteile, Verzerrung der Sprache, in Kauf nehmen. Vor allen Dingen führt das Abspringen und Verdrehen der Körner, aber auch schon der Umstand, daß  $\Delta R_i$  nicht mehr klein genug gegen  $R_i$  bleibt, zu Sprachverzerrungen in Form von Obertönen. Man mißt diese Sprachverzerrungen durch den sog. *Klirrfaktor*, welcher das Verhältnis zwischen der mittleren gesamten Oberschwingungsamplitude und der Grundschwingungsamplitude darstellt<sup>1</sup>. In dem behandelten Beispiel mit einer Besprechungsamplitude von  $10 \mu b$  beträgt der Klirrfaktor schon rund 20%.

In den hochwertigen Mikrofonen vermeidet man diese Verzerrung, teils indem  $\Delta R_i$  überhaupt klein gehalten wird<sup>2</sup>, teils indem man den Strom senkrecht zur Druckrichtung fließen läßt, *Querstrommikrophon*. Im Falle des Querstromes fließt der modulierte Strom hauptsächlich über die Körner, welche die Membran nicht berühren und darum weder abspringen noch sich verdrehen. Diese bieten nämlich dem Strom den leichtesten Weg. Unter Hinweis auf den erwähnten Artikel von PANZERBIETER [2] verzichten wir auf weitere Einzelheiten, denn es kommt ja hier, wie gesagt, nur darauf an, durch ein Beispiel die mitwirkenden Erscheinungen und deren Größenordnung zu schildern.

Das oben angeführte Wegdrücken des Grießes durch die besprochene oder sonst erschütterte Platte hört natürlich auf, wenn das Mikrophon ruhig gehalten und sehr leise betönt wird. Anzeichen dafür, daß die Empfindlichkeit weniger guter Mikrophone auf  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{3}$  zurückgeht, wenn die Betönungsstärke von  $10 \mu b$  auf  $1 \mu b$  herabgesetzt wird, geben von PANZERBIETER [1] stammende Frequenzkurven. Bei äußerst leiser Betönung, 0,1 bis  $0,01 \mu b$ , kann die Mikrophonempfindlichkeit noch weiter schwinden. Hierüber hat zuerst HARTMANN [1] Messungen gemacht. Er nimmt selbst Abstand davon, die Erscheinung zu erklären. Interessanterweise tritt eine solche Schwächung auch bei ganz langsamer Druckänderung auf, wie aus den Messungen von GOUCHER<sup>3</sup> hervorgeht. Es erscheint demnach wahrscheinlich, daß es sich um eine Art Kleben der Kontakte handelt, also um eine Erscheinung von derselben Art, wie die durch die Abb. (14, 07) veranschaulichte, nur in viel kleinerem Maße. Inwiefern das erwähnte Kleben eine Eigenschaft der Kohle selbst zutage bringt oder auf einer hygroskopisch gebundenen Feuchtigkeit beruht, ist nicht geklärt. Die Feuchtigkeit beeinflusst die Fließfähigkeit des Grießes, das hat JOSCHECK<sup>4</sup> gezeigt, und sie beeinflusst auch den Mikrophonwiderstand, wie teils JOSCHECK, teils E. WAETZMANN und O. GIGLING [2] festgestellt haben. Mit zunehmender Feuchtigkeit nimmt der Widerstand bis auf Höchstbeträge von etwa 20% ab.

Eine Erscheinung, welche seinerzeit recht viel Interesse auf sich zog, ist die periodische „spontane“ Widerstandsschwankung an stark strombelasteten Mikrofonen. Sie beruht wesentlich auf einer Durchbiegung und Wiederausrichtung der Platte. In gewissen Zeitpunkten, z. B. kurz nach dem Einschalten, wird die Plattenmitte besonders warm; sie buchtet aus und vermindert den Druck gegen die Körner, vergrößert also den Widerstand. Nach einer Weile ist die Wärmeverteilung gleichmäßiger und der Widerstand wieder klein. Der Wärmeabfluß vom Plattenrand geht aber weiter, und eine neue Plattenausbuchtung fängt an. Mit

<sup>1</sup> Über *Klirrfaktor* siehe E. LÜBCKE, S. 177; C. A. HARTMANN [2] sowie K. BRAUN.

<sup>2</sup> Man kann sich dies leisten, weil die erforderliche ausgehende Tonstärke (z. B. im Lautsprecher) sowieso mittels Verstärker gewonnen wird.

<sup>3</sup> F. S. GOUCHER. Wir verweisen auf GOUCHERS Figur 22, Kurve N, welche ein gewisses Maß der Empfindlichkeit darstellt. N fällt gleichzeitig mit der Bewegungsamplitude auf Null, während es für größere Amplituden eine konstante Höhe behält.

<sup>4</sup> R. JOSCHECK, besonders S. 116.

ihr folgt Widerstandsvergrößerung und eine abermalige Erhitzung der Plattenmitte. Wieder folgt ein Ausgleich, und das Spiel wiederholt sich. Natürlich übt die Wärmeableitung des Mikrophonhalters und der Atmosphäre auch einen Einfluß aus. Es sind dies aber keine eigentlichen Kontakt-, sondern spezifische Mikrophonerscheinungen, und darum begrenzen wir uns auf das Gesagte mit einem Hinweis auf das einschlägige Schrifttum<sup>1</sup>.

Das *Rauschen* der Mikrophone beruht auch auf „spontanen“ hin und her gehenden Widerstandsänderungen der Kontakte. Zwei Arten von Rauschen sind zu unterscheiden, nämlich das stoßende oder kratzende Rauschen der überbelasteten Mikrophone und das stille kontinuierliche Rauschen, das nie zu vermeiden ist, allerdings auch nur die höchstwertigen Mikrophone mit Verstärker stört.

Die Postmikrophone wurden früher sehr stark und werden immer noch einigermaßen *stark belastet*, nämlich so, daß die Einzelkontaktstelle 0,4 bis 1 V übernimmt. Die entsprechende Temperaturerhöhung beträgt laut (7,12) 100° bis 700°, und die mittlere Widerstandssenkung erreicht 20 bis 30%<sup>2</sup>; dieses nun bei normaler Lage und einigermaßen gleichförmiger elektrischer Belastung der Körner untereinander. Wenn aber die Grießmasse eine besonders ungünstige Lage hat (z. B. für ältere Mikrophonsorten die horizontale Lage), so kann es geschehen, daß der Strom von der Platte zum Grieß über lauter lose Kontakte fließen muß<sup>3</sup>. Auf diese konzentriert sich dann der größte Teil der Spannung, und die Einzelkontakte (natürlich nicht die ganzen Körner) können weit über 1000°, sogar bis auf 2000° C erwärmt werden. Bei einer solchen Überlastung entstehen Verbrennungen und starke Termophonwirkungen in den betreffenden Kontakten (vgl. § 24). Beides wird von *starkem Knacken und Rauschen* begleitet. Dazu kommt noch die folgende Erscheinung. Die Grießkörner bestehen meistens nicht aus einheitlichem Material, sondern haben einen schlecht leitenden Kern und eine dünnere, besser leitende oberflächliche Kohleschicht, die z. B. durch Ausglühen in Kohlenwasserstoffatmosphäre erzeugt worden ist. Diese Oberflächenschicht erleidet durch die Verbrennungen (vermutlich auch durch die Erschütterungen des Mikrophons) dauernde Beschädigungen. So wird es begreiflich, warum Mikrophone, deren Körner oft in ungünstiger Lage überlastet werden, nach einiger Zeit sehr zum Rauschen neigen und darum sogar unbrauchbar werden können, und zwar ohne daß sichtbare Veränderungen entstehen müssen.

<sup>1</sup> Die betreffenden Spannungen wurden von G. SCHUBERT zuerst beschrieben; die abschließenden Erklärungen findet man bei E. WAETZMANN und G. KRETSCHMER [1]; G. KRETSCHMER und A. ÜBERSCHUSS sowie E. WAETZMANN und O. GIGLING [2].

<sup>2</sup> Diese Widerstandssenkung trifft natürlich auch  $\Delta R_i$  und damit die Empfindlichkeit des Mikrophons. Bei sehr großer Belastung sinkt die abgegebene Wechsel-EMK sogar mit weiter gesteigertem Speisestrom; vgl. G. SCHUBERT, besonders S. 151, sowie R. JOSCHECK, Bild 4.

<sup>3</sup> Dieser Mißstand ist bei dem von H. PANZERBIETER [2] beschriebenen Querstrommikrophon vermieden.

Das *feine*, unvermeidliche *Rauschen* haben besonders E. MEYER u. H. THIEDE sowie C. J. CHRISTENSEN und G. L. PEARSON untersucht. Sie erwähnen und kritisieren das ältere Schrifttum. Ihre *Hauptbefunde* drücken CHRISTENSEN u. PEARSON durch die folgende Formel (29, 26) aus, worin  $\overline{U_r^2}$  das statistische Mittel der quadratischen Rauschspannungsamplituden im Frequenzgebiet  $\nu_1$  bis  $\nu_2$  Hz und  $U$  die am Mikrophon liegende Gleichspannung bedeutet:

$$\overline{U_r^2} = K U^\alpha R_i^\beta \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}. \quad (29, 26)$$

$K$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  sind Konstanten mit z. B. folgenden Werten:  $K = 10^{-11}$ ,  $\alpha = 1,85$ ,  $\beta = 1,25$ . Die annähernde Proportionalität zwischen  $U_r$  und  $U$  deutet darauf, daß das Rauschen auf Kontaktwiderstandsänderungen beruht, welche von  $U$  unabhängig sind. Daß  $\beta$  nahe bei 1 liegt, während  $U_r$  zum Quadrat vorkommt, beweist, daß die Rauschschwingungen in den Einzelkontakten nicht synchron, sondern statistisch zusammenwirken<sup>1</sup>. Über die Ursache der betreffenden Widerstandsänderungen kann man sich jedoch nicht mit Sicherheit äußern. R. OTTO vermutet, daß es sich um statistische Stromschwankungen in den kleinen Einzelkontakten handelt, während ihre sonstigen Eigenschaften konstant bleiben. Das Rauschen wäre, glaubt er, ein SCHROT-Effekt. Diese Vermutung dürfte ausscheiden, teils weil der SCHROT-Effekt meistens eine Zehnerpotenz zu klein ist, teils auch weil sein Frequenzspektrum anders gestaltet ist<sup>2</sup>. Die beschriebenen Widerstandsänderungen sind wohl auf alle Fälle von der Temperatur bedingt, indem diese teils direkte Bewegungen in den Kontakten, teils auch Platzwechsellerscheinungen in den die Kontaktlast zum Teil tragenden Fremdschichten hervorruft; so daß es sich also wesentlich um eine Änderung der Kontaktflächen handelt. Die genannten Forscher beobachten ein analoges Rauschen in Kohlewiderständen, die aus dünnen, auf Isolatoren niedergeschlagenen Kohleschichten bestehen.

*Messungen der Plattenausschläge in Beziehung zur Druckkraft und zur Widerstandsänderung.*

*Einzelkontakte* wurden von F. S. GOUCHER und J. R. HAYNES, Mikrophone von H. SALINGER untersucht. Die beiden ersten hatten das bewegliche Kontaktstück an einem in Federaufhängung horizontal geführten Stab befestigt. Der Stab trug am anderen Ende eine Kreisplatte und nahe dem Kontakt eine Ringplatte. Beide bildeten zusammen mit festen Platten Kondensatoren. Der erste Kondensator diente zur Bestimmung der Verschiebung, indem er je nach seiner Kapazität den einen Schwingungskreis eines Wellenmessers verstimmte, was an Ausschlägen ablesbar war. Mit Hilfe des zweiten Kondensators wurde auf elektrostatischem Wege die Kontaktlast erzeugt. SALINGER benutzte die Kapazität zwischen der Mikrophonplatte und einem davorgehaltenen Gitter als Reagenz für die Verschiebung.

Wir bezeichnen:  $P$  = Kontaktlast am Einzelkontakt;  $P_i$  = Druckkraft von der Mikrophonplatte gegen den Grieb;  $R$  bzw.  $R_i$  = Widerstand des Einzelkontaktes bzw. des Mikrophones;  $x$  = Verschiebung am Einzelkontakt;  $x_i$  = Verschiebung der Mitte der Mikrophonplatte. Die

<sup>1</sup> Den näheren Beweis hierfür findet man teils bei C. J. CHRISTENSEN und G. L. PEARSON; teils bei R. OTTO.

<sup>2</sup> Vgl. ERWIN MEYER und H. THIEDE S. 239.

Resultate drücken sich durch die folgenden Beziehungen aus:

Nach GOUCHER

$$\frac{\Delta P}{P} \approx 3 \frac{\Delta x}{x} \quad \text{ziemlich eindeutig} \quad (29, 27)$$

und größenordnungsgemäß

$$\frac{\Delta P}{\Delta x} = 4000 \frac{\text{g}}{\text{cm}}. \quad (29, 28)$$

Nach SALINGER

$$\frac{\Delta R_i}{\Delta x_i} = 10^8 \frac{\Omega}{\text{cm}}. \quad (29, 29)$$

Diese Resultate sind nicht ohne weiteres vergleichbar, teils wegen der möglichen Ungleichheit der Kohlesorten, teils und noch mehr, weil die Dimensionen des Mikrophons und der Körner bei SALINGERS Versuch nicht genügend bekannt sind. Man dürfte aber mit guter Annäherung für SALINGERS Versuch ansetzen können:

$D = 1/40 \text{ cm}$ ; 1500 Kornkontakte gegen die Platte; 15 bis 20 Kornschichten hintereinander und

$$\frac{\Delta R_i}{\Delta P_i} = 10^3 \frac{\Omega}{\text{g}}.$$

Nun folgt

$$\Delta P_i = 1500 \Delta P$$

und

$$\frac{1500 \Delta P}{\Delta x_i} = \frac{\Delta P_i}{\Delta x_i} = \frac{\Delta P_i}{\Delta R_i} \cdot \frac{\Delta R_i}{\Delta x_i} = \frac{10^8}{10^3} = 10^5$$

und also  $\Delta P/\Delta x_i = 67 \text{ g/cm}$ . Durch Vergleich mit (29, 28) unter Gleichsetzung der betreffenden  $\Delta P$  ergibt sich

$$\frac{\Delta x_i}{\Delta x} = 60.$$

Nun gehört aber  $\Delta x_i$  zu 15 bis 20 Schichten hintereinander. Immerhin kommt je Körnerschicht eine drei- bis viermal so große Verschiebung im Mikrophon heraus, wie GOUCHER am Einzelkontakt gemessen hat. Dies kann wohl ein Anzeichen dafür sein, daß die Körner im Mikrophon sich unter der Einwirkung der Betönung beträchtlich hin und her gedreht haben. Dementsprechend zeigen die SALINGERSCHEN Oszillogramme auch eine bedeutende Hysterese.

### § 30. Der elektrische Widerstand gepreßter Pulver mit Elektronenleitung bei Zimmertemperatur<sup>1</sup>.

Die Leitung durch die gepreßten Pulver geht über Kontaktstellen und gehört somit zu den in diesem Buch behandelten Erscheinungen. Man denke sich das Pulver in einer zylindrischen Bohrung unter dem

<sup>1</sup> Die zahlenmäßigen Angaben in diesem Paragraphen sind fast ausschließlich den folgenden Arbeiten entnommen: F. SKAUPY und O. KANTOROWICZ; R. HOLM u. Mitarb. [13]; O. KANTOROWICZ; J. BRUNNER und H. HAMMERSCHMID. Auf frühere Untersuchungen zum selben Thema verweisen die genannten Abhandlungen.

Druck eines Stempels. Mit wachsendem hydrostatischem Druck  $p$  vergrößern sich die Berührungsstellen, und störende Häute werden zerrissen. Insofern sinkt der gesamte Kontaktwiderstand. Eine gewisse Kompensation kann dadurch entstehen, daß die Körner unter dem Druck zerspringen und also die Zahl der Kontaktstellen zunimmt. Die einzelnen Kontaktflächen dürften bei den höheren hier in Frage kommenden Drucken Größen erreichen, welche mit den Dimensionen der Körner vergleichbar sind, so daß für vollständige Engewiderstände nicht Platz ist. Deshalb und auch mit Rücksicht auf die Störschichten ist es nicht statthaft, mit den Formeln (3,09) oder (3,14) bzw. mit den abgeleiteten (14,02) und (14,03) zu rechnen, wie es einige Forscher getan haben.

Folgende Berechnungsart ist naheliegend. Wir denken uns die Körner zunächst als Kugeln mit metallisch reinen Oberflächen. Jede Kugel mit dem Durchmesser  $D$  hat etwa wie die Kugel in Abb. (3,06) zwei diametral gelegene Kontaktstellen, deren Halbmesser  $b$  proportional zu  $\sqrt{p/H}$  ist, wo  $p$  den hydrostatischen Druck in der Körnermasse und  $H$  die Härte des Kornstoffes bedeuten, vgl. Gl. (13,08). Dann ist der Widerstand eines Kornes laut Gl. (3,07) proportional zu  $(1/b - 1/D)$ . Von der Verminderung des Volumens der Körnermasse infolge des Druckes sehen wir hier ab. Der sog. spezifische Widerstand der Körnermasse  $q_p$ , das ist der Widerstand eines Einheitswürfels, wird:

$$\begin{aligned} q_p &= \text{const} \left[ A \sqrt{\frac{H}{p}} - \frac{1}{D} \right] = \\ &= \text{const} \sqrt{\frac{H}{p}} \left[ 1 - \frac{1}{AD} \sqrt{\frac{p}{H}} \right]. \end{aligned}$$

Das letzte Glied des Binomes ist klein gegen 1. Also wird:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_p} &\approx \text{const} \sqrt{\frac{p}{H}} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{AD} \sqrt{\frac{p}{H}} \right] = \\ &= \text{const} \sqrt{\frac{p}{H}} + f_1(p), \end{aligned}$$

wo  $f_1(p)$  eine verhältnismäßig kleine Größe bedeutet. In Wirklichkeit haben die Körner nicht rein metallische Oberflächen. Die leitenden Kontaktstellen entstehen durch Zerreißen der Fremdhäute, wenn das Metall dem Druck nachgibt; und  $b$  wächst schneller, als oben angenommen. Es ist etwa zu erwarten:

$$\frac{1}{q_p} = \text{const} \left( \frac{p}{H} \right)^\varepsilon + f_2(p), \quad (30,01)$$

wo  $f_2(p)$  wieder eine kleine Größe bedeutet und  $\frac{1}{2} < \varepsilon < 1$  ist. Diese Gleichung stellt ungefähr das dar, was die Messungen von KANTOROWICZ sowie BRUNNER und HAMMERSCHMID ergeben. Ein genaueres Gesetz ist kaum zu erwarten.

Bei wiederholter Druckgebung und Entlastung fand KANTOROWICZ oft ein Weitersteigen des Widerstandes, wohl weil bei der Entlastung vorher metallische Kontaktstellen der Luft ausgesetzt und oxydiert wurden. Bei fallendem Druck veranlaßte ein Haften in den Kontakten eine Widerstandshysterese. Der Widerstand gewisser harter Pulver stieg zunächst mit wachsendem Druck, erreichte ein Maximum und sank dann. Die Beobachtungen reichen zur Begründung einer sicheren Erklärung dieses eigentümlichen Verhaltens nicht aus, womit nicht gesagt sein soll, daß andere als die schon erwähnten Effekte dafür verantwortlich sein müssen.

SKAUPY und KANTOROWICZ haben spezifische Pulverwiderstände  $\varrho_p$  mit den Widerständen der kompakten Metalle  $\varrho_k$  verglichen. HOLM<sup>1</sup> zieht gemäß der Gl. (30,01) die Härte und Oberflächenreinheit der Körner mit zum Vergleich heran. So entsteht die folgende Tafel (30,02). Darin bedeutet  $H$  die ungefähre Härte des kompakten Stoffes in  $\text{t/cm}^2$  und  $D$  den ungefähren mittleren Korndurchmesser in  $\mu\text{m}$ . Die Pulverwiderstände  $\varrho_p$  gelten für 2500 at.

Tafel (30,02). Verhältnisse der spezifischen Widerstände von Pulvern und kompaktem Material in Beziehung zur Härte.

Metall	$\frac{\varrho_p}{\varrho_k}$	$H$ $\text{t/cm}^2$	$D$ $10^{-4} \text{ cm}$
Fe	185	14	25
Ni	18 ··· 150	16	30
Cu	90	6	20
Ag	7	2,5	10
Sn	1,1	0,3	10
Sb	10 ··· 25	2,5	100
W	114 ··· 420	20	5
Pt	100	7,5	2
Au	7 ··· 12	2,5	8
Pb	1,7 ··· 3	0,3	10
Bi	8	0,5	50
Graphit	3,2	1,5	8

Die Zahlenreihen  $\varrho_p/\varrho_k$  und  $H$  laufen einigermaßen parallel, nur liegen die Werte von  $\varrho_p/\varrho_k$  für Fe, Cu, Sb, W und Pt etwas hoch, bei den vier ersten wohl, weil Oxydschichten nicht weitgehend genug zerissen werden, und bei dem letzten, weil die Platinkörner besonders klein waren und also sehr viel Kontakte hintereinander lagen. Die tiefe Lage der  $\varrho_p/\varrho_k$ -Werte für Ag und Au beruht natürlich auf der Abwesenheit von beträchtlich störenden Fremdschichten auf diesen Edelmetallen.

Preßlinge aus *Siliciumcarbid*-Pulver (SiC) nebst einem Bindemittel haben in letzter Zeit technische Bedeutung teils als elektrische Heiz-

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [13], Tafel (14f).

widerstände für hohe Temperaturen (bis  $1500^{\circ}\text{C}$ ), teils als spannungsabhängige Widerstände<sup>1</sup> bekommen. Der Widerstand des Preßlings sinkt mit wachsender angelegter Spannung. Denken wir uns einen Preßling, dessen Leitung von einem SiC-Korn zu einem anderen nur über den direkten Kontakt der beiden geht. Wenn da die einzelne Kontaktspannung  $U$  in die Größenordnung  $10\text{ V}$  gelangt, wird die Spannungsabhängigkeit groß, und der Widerstand kann um einige Zehnerpotenzen abfallen, während  $U$  von  $10$  auf  $50\text{ V}$  ansteigt<sup>2</sup>.

Der physikalische Vorgang ist noch nicht endgültig geklärt. Man hat gefunden, daß der innere Rumpf der SiC-Kristallite nicht merklich zu diesem Effekt beiträgt, und hat die Vermutung ausgesprochen, daß Sperrschichten in den Körnergrenzen für die Spannungsabhängigkeit verantwortlich sind<sup>3</sup>. Jedoch ist auch die folgende Möglichkeit zu beachten. Der Halbleiter SiC hat einen negativen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  des spezifischen Widerstandes in der Größenordnung  $\alpha = 0,01$ . Nun möge der Widerstand eines Preßlings in der Hauptsache aus Kontaktwiderständen zwischen Silitkörnern gebildet sein. Die Kontaktspannung  $U$  ist durch die Beziehung (4,17) an die Kontaktübertemperatur  $\theta$  gebunden. Bei Zimmertemperatur ist  $\rho \approx 2\ \Omega\text{ cm}$  und  $\lambda \approx 0,2\ \text{W cm}^{-1}\text{ grad}^{-1}$ . Demgemäß entspricht  $U = 10\text{ V}$  etwa  $\theta = 30^{\circ}$ , während  $U = 50\text{ V}$  sehr wohl  $\theta = 2000^{\circ}$  entsprechen kann. Ohne Kenntnis der weiteren Temperaturabhängigkeit von  $\rho\lambda$  ist eine genaue Angabe nicht möglich. Es ist aber plausibel, daß Übertemperaturen von dieser Größenordnung wohl ausreichen, um die erwähnte Widerstandssenkung um einige Zehnerpotenzen zu veranlassen. Demgemäß besteht die Aussicht, die Spannungsabhängigkeit der Preßlinge als durch die Kontakttemperatur hervorgerufen zu erklären, und zwar ohne daß Sperrschichten mitspielen müssen.

## II. Gleit- und Schleifkontakte<sup>4</sup>.

### § 31. Einleitung zur Lehre der Gleitkontakte.

Dieses Kapitel führt zu Angaben über die praktisch wichtigen Schleifkontakte Bürste gegen Ring oder Kollektor sowie Stromabnehmer gegen Fahrdrabt. Hätten hinterher noch Ratschläge zur Stoffwahl bzw. für die Fabrikation der günstigsten Bürstensorten gegeben werden können, so wäre das unzweifelhaft verdienstvoll und läge nicht ohne weiteres außerhalb des Rahmens dieses Buches. Aber aus verschiedenen Gründen müssen solche Ratschläge unterbleiben. Wir werden uns damit begnügen, die Gleit- und Verschleißvorgänge sowie die Stromleitung

<sup>1</sup> Z. B. für Überspannungsschutzgeräte und für Löschkreise, siehe § 45.

<sup>2</sup> R. O. GRISDALE.      <sup>3</sup> F. P. HENNINGER.

<sup>4</sup> Dem Sachverhalt und Wortgebrauch entsprechend machen wir keine scharfe Trennung zwischen Gleit- und Schleifkontakt.

in praktisch verwendeten Kontakten zu beschreiben und möglichst allgemeine Gesetzmäßigkeiten zu finden.

Die elektrische Leitung durch Gleit- oder Schleifkontakte muß ähnlich wie in ruhenden Kontakten vor sich gehen, jedenfalls solange die Gleitgeschwindigkeit klein gegenüber der mittleren Elektronengeschwindigkeit, d. h. klein gegen einige hundert km/s ist. Dagegen werden die Maße der Berührungsflächen und ihrer Fremdschichten durch das Gleiten beeinflußt. Unter sonst ähnlichen Umständen mißt man im Mittel größere Widerstände im Gleitkontakt als im ruhenden Kontakt. Eine sehr auffallende Eigenschaft von vielen Gleitkontakten mit sichtbarer Fremdschicht ist, daß die mittlere Kontaktspannung eine bestimmte Höhe bevorzugt. Besonders bekannt ist die Kontaktspannung von 1 V oder etwas darüber zwischen Kohlebürste und Kollektor. Wir werden finden, daß Frittingen dieser Erscheinung zugrunde liegen.

Der Gleitvorgang einschließlich der ihn besonders kennzeichnenden Reibung muß so geschildert werden, daß ihre für die betreffenden Kontakte wichtigen Eigenschaften richtig beurteilt werden können. Nun ist man gerade in der letzten Zeit zu vielen grundlegenden neuen Erkenntnissen gekommen, die noch nirgends zusammenfassend geschildert wurden; und darum ergab sich der Zwang zu einer gewissen Ausführlichkeit. Es soll übrigens mit der Reibung begonnen werden, § 32 bis § 37, weil so eine gute und notwendige Einführung in die Begriffe der Gleitkontakte gewonnen wird. Dann folgt in § 38 die elektrische Leitung durch Gleitkontakte. Zum Schluß werden die §§ 39 und 40 den Verschleiß behandeln. Wenn dabei auch der Verschleiß im stromführenden Kontakt das Hauptthema bedeutet, so muß doch die Behandlung des Verschleißes ohne Strom im ersten Teil von § 39 vorangehen, weil sonst der überlagerte Einfluß des Stromes nicht klar bestimmbar wäre.

Bevor wir zu den Einzelheiten übergehen, sollen einige Begriffe aus der Reibungslehre teils in Erinnerung gebracht<sup>1</sup>, teils neu geprägt werden.

$P$  sei die senkrecht zu der eben gedachten Kontaktfläche wirkende Kontaktlast.  $P_b$  (bzw.  $P_r$ ) sei die bei Bewegung (bzw. maximal in Ruhe) tangentiell wirkende Reibungskraft. Dann ist definitionsgemäß die Reibungszahl:

$$\mu_b = \frac{P_b}{P} \quad \text{bzw.} \quad \mu_r = \frac{P_r}{P}. \quad (31,01)$$

Diese Reibungszahlen können dank der COULOMBSchen Regel weitgehend als den Kontakt kennzeichnende Stoffbeiwerte behandelt werden. Über die Grenzen der Gültigkeit der Regel wird § 37 Auskunft geben.

<sup>1</sup> Als geschichtliche Darstellung der Lehre der Reibung sei empfohlen: G. VOGELPOHL [3]. Die Vorstellungen über die Reibung haben viel hin und her gewechselt. Um so erstaunlicher ist die klare Auffassung, die schon vor bald 70 Jahren K. E. LANDSBERG hatte.

Ein übliches Verfahren, um  $\mu$  zu messen, ist dasjenige der schiefen Ebene. Diese bildet das eine Kontaktglied, während das andere ein „Läufer“ ist, der auf der Ebene gleiten kann. Wenn bei deren Neigung  $\Theta_r$  gegen die Horizontale die Bewegung gerade anfängt bzw. bei der Neigung  $\Theta_b$  gerade aufrechterhalten wird, so gilt:

$$\mu_r = \operatorname{tg} \Theta_r \quad \text{und} \quad \mu_b = \operatorname{tg} \Theta_b. \quad (31,02)$$

Bald ziehen wir Messungen heran, welche auch die wirkliche Berührungsfläche  $\mathbf{F}_0$  umfassen. Dann können wir mit folgenden Begriffen operieren: Der mittlere Druck ist

$$p = \frac{P}{\mathbf{F}_0}. \quad (31,03)$$

Die mittlere Reibungskraft je  $\text{cm}^2$  der wirklichen Berührungsfläche, die auch *spezifische Reibungskraft* genannt wird, ist

$$\Psi_b = \frac{P_b}{\mathbf{F}_0} \quad \text{bzw.} \quad \Psi_r = \frac{P_r}{\mathbf{F}_0}. \quad (31,04)$$

Aus den Gl. (31,01), (31,03) und (31,04) folgt:

$$\mu_b = \frac{\Psi_b}{p} \quad \text{und} \quad \mu_r = \frac{\Psi_r}{p}. \quad (31,05)$$

In den §§ 33, 34 und 37 wird sich zeigen, daß  $\Psi$  besonders geeignet ist, um die Reibung physikalisch zu kennzeichnen.

Wir unterscheiden drei Arten der Reibung: die hydrodynamische Reibung, siehe § 32; die trockene Reibung, siehe §§ 33, 34 und 36; schließlich die Epilamen-Reibung, siehe § 36.

### § 32. Die hydrodynamische Schmierreibung<sup>1</sup>.

Hydrodynamisch vollgeschmierte Kontakte werden nicht in elektrischer Hinsicht benutzt. Auf die Vollschrömerung brauchen wir deshalb nur soweit einzugehen, daß wir definieren können, was sie bedeutet, und wo sie in dem uns sonst interessierenden Gebiete der Variablen anfängt. Die Aufgabe der Schmierschicht ist, ein leichtes Gleiten, d. h. ein kleines  $\mu$  zu besorgen und die festen Kontaktglieder vor Verschleiß zu schützen. Die Aufgabe wird dann erfüllt, wenn die Schmierschicht entgegen der Last einen viele Moleküldurchmesser breiten Kontaktpalt ausfüllt und auseinanderhält. Dann bleibt nämlich die Reibung eine rein flüssige mit so kleinen Scherkräften, daß  $\mu$  klein wird und Metallatome nicht mitgerissen werden, d. h. der Verschleiß bleibt aus. Daß

<sup>1</sup> Als Übersicht gebendes Schrifttum wird empfohlen: OSTWALDS Klassiker Nr. 218, Akad. Verlagsges. m. b. H., Leipzig 1927, das die grundlegenden Arbeiten von O. REYNOLDS und A. SOMMERFELD enthält; L. GÜMBEL und E. EVERLING; H. MUSKAT und F. MORGAN; V. VIEWEG; General Discussion on Lubricants and Lubrication, Transact. of the Inst. of mechan. Engrs. London 1938.

dabei die Flüssigkeit die manchmal große Last tragen kann, ist ein Werk der Reibung, derzufolge Flüssigkeitsmengen von dem gleitenden Körper mitgeschleppt und mit Gewalt in die engsten Kontaktstellen getrieben werden. Dort sammelt sich, kann man sagen, eine Kraftresultante der Reibung längs des Zapfenumfanges, und der entstandene Druck trägt die Last.

Die Abb. (32,01) veranschaulicht ein wichtiges Beispiel. Auf der Abbildung bedeutet  $A$ , Radius  $r_1$ , eine rotierende Welle und  $B$  eine Lagerschale mit etwas größerem Krümmungsradius  $r_2$ . Die Welle reißt die Schmierflüssigkeit mit sich, und in der  $x$ -Richtung, der Bewegungsrichtung der  $A$ -Oberfläche, entsteht eine laminare Bewegung. Die Spaltweite  $h$  ist sehr klein und innerhalb Abständen von der Dimension  $h$

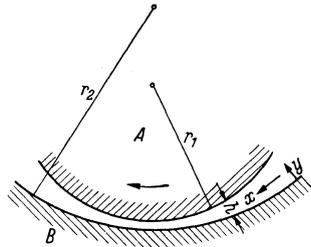


Abb. 32,01. Der Kontaktspalt zwischen rotierender Welle  $A$  und Lagerschale  $B$  ist von einer Schmierflüssigkeit ausgefüllt. Die Differenz  $r_2 - r_1$  und die Spaltweite  $h$  sind bedeutend übertrieben.]

darf der Druck  $p$  besonders in der  $y$ -Richtung als konstant betrachtet werden. Eine Ausgangsgleichung erhält man durch die Betrachtung eines kleinen Quaders mit den Seiten  $dx$ ,  $dy$  und  $\Delta z = 1$ , vgl. die Abb. (32,02). Die Kräfte auf die Seiten 1 und 2 sind beziehungsweise  $p dy$  und  $-(p + \frac{dp}{dx} dx) dy$ . Die Scherkräfte in den Seiten 3 und 4 sind beziehungsweise  $-\eta \frac{\partial v}{\partial y} dx$  und  $\eta (\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} dy) dx$ , wo  $v$  die Geschwindigkeit in der Flüssigkeit (in der jeweiligen  $x$ -Richtung) und  $\eta$  deren inneren Reibungskoeffizienten bedeuten. Da Massenkräfte vernachlässigt werden können, müssen die angegebenen Kräfte Gleichgewicht halten, und es folgt die Gleichung:

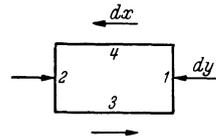


Abb. 32,02. Element der Schmierflüssigkeit.

$$\eta \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{dp}{dx}. \tag{32,03}$$

Eine partikuläre Lösung dieser Gleichung ist:

$$\frac{dp}{dx} y^2 = 2\eta v,$$

oder besonders für die Flüssigkeitshaut verwendet, welche an die an  $A$  haftende grenzt:

$$\frac{dp}{dx} = 2\eta \frac{v_0}{h^2}, \tag{32,04}$$

wo  $v_0$  die Umfangsgeschwindigkeit der Welle und  $h$  den jeweiligen Abstand sich gegenüberliegender Punkte von  $A$  und  $B$ , also die Lager-Spaltweite bedeuten.

So einfach wie (32,04) ist die Lösung, welche die *Randbedingungen* berücksichtigt, allerdings nicht, sondern man rechnet mit der Lösung:

$$\frac{dp}{dx} = 6\eta v_0 \frac{h - h_0}{h^3},$$

welche  $dp/dx$  dort gleich Null macht, wo  $h$  gleich einem gewissen  $h_0$  ist.

Den Druck  $p$  erhält man durch eine Integration längs des Wellenumfanges, also in die Richtung  $x$ , wodurch in den Zähler die Dimension  $r_1$  des Wellenhalbmessers hineinkommt. Suchen wir dann schließlich die je Einheitslänge und Halbumfang der Welle hebende Kraft  $P$ , so muß wieder längs des Wellenumfanges integriert werden, es entsteht so ein zweiter Faktor von der Dimension  $r_1$ , und das Endergebnis lautet<sup>2</sup>:

$$P = K \frac{\eta v_0 r_1^2}{f(r_2 - r_1, h_1)}, \quad (32,05)$$

wo  $K$  eine Konstante ist,  $h_1$  jetzt genau genug als der kleinste Abstand zwischen Wellen- und Lagerfläche betrachtet werden kann und  $f(r_2 - r_1, h_1)$  eine Funktion bedeutet, welche die Größenordnung von  $(r_2 - r_1) \cdot h_1$  hat. Eine vollständige Berechnung ergibt  $K \approx 2$ .

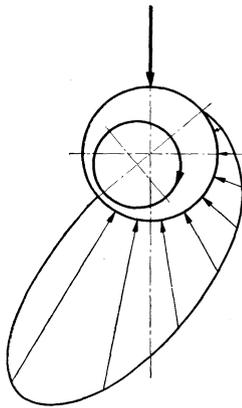


Abb. 32,06. Die Verteilung der Druckkräfte der Schmierflüssigkeit gegen die sich drehende Welle. Die Pfeilspitzen enden der Übersichtlichkeit wegen auf dem Buchsenumfang.

Die Reibungskraft je  $\text{cm}^2$  an einer Stelle des Wellenumfanges ist  $\eta \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=h}$ . Man erhält, ausgehend von (32,03) und mit Hilfe der  $\frac{dp}{dx}$ -Formel, einen gewissen Ausdruck. Um dann zur gesamten Reibungskraft  $P_b$  zu gelangen, muß am Wellenumfang entlang integriert werden. Schließlich entsteht für  $P_b$  ein Ausdruck, der sich schreiben läßt  $P_b = \mu P$ , wo  $\mu$  jetzt keine Konstante mehr ist, aber bei der Größenordnung  $\frac{r_2 - r_1}{r_1}$  bleibt.

Die engste Stelle bildet sich nicht senkrecht unter der Welle aus, sondern wird um einen gewissen Winkel in die Drehrichtung der Welle verschoben. Man versteht das aus der folgenden, an die Abb. (32,06) angeknüpften Überlegung. Diese Abbildung deutet die Druckkräfte von der Schmierflüssigkeit gegen die Welle an. Sie entstehen auf der Seite, wo die Flüssigkeit in die sich keilförmig verjüngende Enge getrieben wird. Die Resultierende dieser Kräfte soll die über die Welle vermittelte Last tragen; und dies ist offenbar nur dann möglich, wenn die Welle, so wie in Abb. (32,06) angedeutet, eine verschobene Lage hat, die sich von selbst einstellt.

<sup>1</sup> Siehe das in Fußnote 1 auf S. 166 angeführte Schrifttum.

<sup>2</sup> Vgl. z. B. CH. HUMMEL.

Ein Beispiel möge zeigen, welche Größenordnungen hier vorkommen können. Wir rechnen mit den in der Schmiertechnik üblichen Einheiten, um einen leichten Anschluß an das betreffende Schrifttum zu erhalten. Eine Maschinenwelle habe den Halbmesser  $r_1 = 0,03 \text{ m}$ , während  $r_2 - r_1 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$  sei. Weiter sei  $v_0 = 3 \text{ m/s}$  und  $\eta = 0,003 \text{ kg s/m}^2$ , einem normalen Schmieröl entsprechend. Wir werden einen beträchtlichen mittleren Druck  $\bar{p}$  annehmen, nämlich  $\bar{p} = 100 \text{ kg/cm}^2$ , und zu sehen, ein wie großes  $h_1$  dazu erforderlich ist. Die Tragkraft  $P$  müssen wir je  $\text{m}$  Wellenlänge angeben. Es wird  $P = 60000 \text{ kg}$ . Schließlich ergibt sich:

$$\left. \begin{array}{l} h_1 = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 5,4 \mu\text{m} \\ \mu \geq 0,0017 . \end{array} \right\} \quad (32,07)$$

Auf diese Reibungszahl wollen wir achten.  $\mu$  in der Größenordnung einiger Tausendstel ist nämlich typisch für die Schmierreibung.

Die Formel (32,05) ist unter der Voraussetzung glatter Flächen der Kontaktglieder hergeleitet worden. Wenn nun, wie immer in der Wirklichkeit, Welle und Lager nicht ganz glatt sind, sondern Unebenheiten haben, so ändert sich jedoch erfahrungsgemäß an dem obigen Resultat fast nichts, falls diese Unebenheiten nur klein genug sind, um nicht quer durch die Flüssigkeit ineinander zu greifen. Der Kontaktpalt hat nun eine verschiedene Weite an verschiedenen Stellen, und  $h_1$  muß als ein passendes Mittel für das makroskopisch gesehen engste Gebiet definiert werden. Man hat sich gefragt, ob nicht die Flüssigkeit aus den allerengsten Spaltstellen über den Buckeln der Kontaktglieder in die umgebenden Kanäle zurückgedrängt würde, so daß die Buckel zur metallischen Berührung kommen. Wie aber besonders G. VOGELPOHL [2] betont hat, ist dies schon hydrodynamisch bei nicht zu kleinem  $v_0$  sehr unwahrscheinlich, weil die hydrodynamische Tragkraft in den Engen über den Buckeln besonders groß wird. Die Epilamenwirkung, auf die wir in § 36 eingehen, kommt gelegentlich helfend hinzu.

### § 33. Die Gleit- und Schmierfähigkeit des Graphits.

Die Sonderstellung des Graphits hinsichtlich der Reibung beruht auf der besonderen Unsymmetrie seines Atomgitters, welches in Abb. (33,01) dargestellt ist. Die 001- und 002-Ebenen mit ihrer wabenartigen Anordnung der C-Atome treten hervor und sind kennzeichnend. Diese Ebenen sind sehr fest gebaut. Das ist der Grund für den hohen Schmelzpunkt und für die hohe Verdampfungswärme des Graphits, übrigens auch für dessen gute Wärmeleitfähigkeit parallel zu diesen Ebenen. Aber von einer solchen Ebene zur nächsten wirken verhältnismäßig schwache Kräfte. Daher kommt es, daß sich leicht aus dem Graphit Schuppen mit der Hauptausdehnung parallel zu diesen Ebenen abtrennen, und es hängt damit auch zusammen, daß solche Schuppen gut aufeinander gleiten können.

Wenn das eine Kontaktglied oder beide aus Graphit bestehen, so werden während des Einschleifens Graphitschuppen abgetrennt, ohne daß sie alle für den Kontakt verlorengehen. Viele füllen Vertiefungen in den Oberflächen aus<sup>1</sup> und zuoberst bildet sich eine Schuppenschicht parallel zur Gleitebene<sup>2</sup>. Mit Hilfe von aus der Luft stammender Feuchtigkeit haften die Schuppen je an ihrem Kontaktglied und jedes Glied bekommt so eine glatte Gleitfläche. Diese Flächen können fast ohne Verschleiß aufeinander gleiten. Nur unter gewissen Umständen, besonders wenn die Luft sehr trocken ist, geraten Graphitschuppen in schräge Lage. Dann entsteht eine Abnutzung, die man als Rasieren bezeichnen

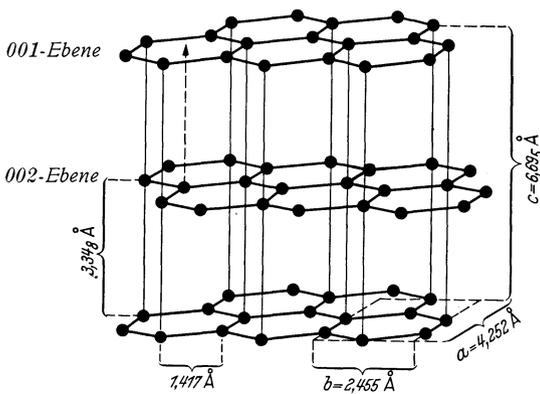


Abb. 33,01. Kristallstruktur des Graphits.

könnte. Schräg geratene Graphitschuppen wirken als Rasierklingen, welche sogar sehr harte Körper angreifen können<sup>3</sup>. Durch dieses Abschleifen wird allerdings unter Umständen ein Kontaktgegenglied in erwünschter Weise ausgeglättet und poliert. Die Bürste glättet z. B. den Kollektor (allerdings langsam), und das Kohleschleifstück des Stromabnehmers glättet den Fahrdrabt.

Ein Versuch mit dem Schleifkontakt zwischen einer Elektrographitbürste und einem Ring aus demselben Stoff [Apparat gemäß Abb. (39,01)] brachte einige Überraschungen. Reibungszahl und Kontaktwiderstand wurden gemessen, anfänglich an dem durch Schmirgeln, Abwischen und einige Stunden Einschleifen roh angepaßten Kontakt, dann in Stichproben, während sich der Kontakt ein halbes Jahr lang mit einer Gleitgeschwindigkeit von etwa 10 m/s einschleift. Merkwürdigerweise sank der Kontaktwiderstand nicht dauernd, sondern er erreichte ein Minimum und stieg dann wieder an, bis eines Tages der Kontakt etwas ratterte. Nachher war der Widerstand bedeutend (2,6mal) verkleinert. Offenbar hat eine Graphitschuppenhaut die Erhöhung des Widerstandes

Ein Versuch mit dem Schleifkontakt zwischen einer Elektrographitbürste und einem Ring aus demselben Stoff [Apparat gemäß Abb. (39,01)] brachte einige Überraschungen. Reibungszahl und Kontaktwiderstand wurden gemessen, anfänglich an dem durch Schmirgeln, Abwischen und einige Stunden Einschleifen roh angepaßten Kontakt, dann in Stichproben, während sich der Kontakt ein halbes Jahr lang mit einer Gleitgeschwindigkeit von etwa 10 m/s einschleift. Merkwürdigerweise sank der Kontaktwiderstand nicht dauernd, sondern er erreichte ein Minimum und stieg dann wieder an, bis eines Tages der Kontakt etwas ratterte. Nachher war der Widerstand bedeutend (2,6mal) verkleinert. Offenbar hat eine Graphitschuppenhaut die Erhöhung des Widerstandes

<sup>1</sup> Die die Löcher ausfüllende Masse kann auch aus einer amorphen Mischung von Metall und Graphit bestehen. Siehe G. I. FINCH und E. J. WHITMORE.

<sup>2</sup> Über die besonders mittels der Elektronenbeugung von R. O. JENKINS und G. I. FINCH durchgeführten Untersuchungen an mit Graphit geschmierten Oberflächen berichten übersichtlich G. P. THOMSON und W. COCHRANE, S. 209.

<sup>3</sup> Der Glimmer in den Nutenspalten der Kollektoren läßt sich aber nicht gut „rasieren“, offenbar weil er wie der Graphit Fladen enthält, die hier senkrecht zur Schleifrichtung sitzen und sehr fest gegen Zerschneiden sind.

bewirkt. Diese störende Haut wurde beim Rattern abgeworfen, ohne daß der gute Einschleifzustand verloren ging.

Wenn hier 10  $\alpha$ -Flächen angenommen werden, vgl. Tafel (16,05), so läßt sich die wirkliche Kontaktfläche  $F_0$  und der Druck  $\bar{p}$  mit Hilfe der Formeln des § 16 berechnen. Es ergeben sich Werte, welche in die Tafel (37,01) eingetragen sind und dort diskutiert werden. Sie sind besonders interessant, teils weil sie ein Beispiel von wesentlich trockener Reibung fast ohne Verschleiß darstellen, teils auch weil sie eine wichtige Eigenschaft der spezifischen Reibungskraft demonstrieren. Der Verschleiß wurde nicht an denselben, sondern an ähnlichen Kontakten gemessen und zeigte sich so klein, daß ein Oberflächenatom im Mittel 30000mal überfahren und berührt wurde, bis es mitgerissen wurde<sup>1</sup>. In der Praxis ist allerdings kein so kleiner Verschleiß beobachtet worden.

Es ist nicht direkt beobachtet worden, inwiefern ein gut eingeschliffener Kontakt Graphit gegen Graphit kontinuierlich ohne Zittern gleiten kann. Ein kontinuierliches Gleiten muß aber vorkommen, sonst wäre eine solche Übereinstimmung zwischen den Kontaktspannungen am ruhenden und bewegten Kontakt nicht möglich, wie mit gut eingeschliffenen Kontakten doch gefunden wurde, siehe Anfang § 38. Nicht eingeschliffene Kontakte zittern; das hat F. SCHRÖTER, vgl. Anfang § 35, gefunden. Übrigens ist wohl Graphit nicht der einzige feste Körper, der im Schleifkontakt gewissermaßen als Schmierung wirkt, sondern es ist zu vermuten, daß z. B. Talkum und andere ähnliche Stoffe auch so wirken können.

### § 34. Die wirklich trockene Reibung an reinen Metalloberflächen im Vakuum.

Die Reibung zwischen ganz reinen Metallflächen muß im Vakuum untersucht werden. Sie wurde erst in den letzten Jahren näher erforscht, und zwar von HOLM und KIRSCHSTEIN<sup>2</sup> und bald darauf von BOWDEN und HUGHES<sup>3</sup>. Alle benutzten einen Hohlzylinder als Läufer längs eines ihn durchsetzenden gespannten Metalldrahtes. Es wurden, ausgenommen die letzten Versuche von HOLM, leichte Läufer (einige g) verwendet, deren Berührungsfläche sicherlich hauptsächlich elastisch beansprucht war ( $p \approx H/4$ ). Der Kontaktwiderstand würde zum schwach geneigten Kurvenzweig in Abb. (14,04) gehören.

Die erste Apparatur von HOLM und KIRSCHSTEIN ist in Abb. (34,01) angedeutet. Das Meßrohr wurde vorsichtig aus der horizontalen Lage zu immer größerer Neigung gedreht, bis sich der Läufer in Bewegung

<sup>1</sup> R. HOLM, H. P. FINK, F. GÜLDENPFENNIG und H. KÖRNER [28], besonders § 4 und § 13. Siehe auch hier unten Tafel (39,04).

<sup>2</sup> R. HOLM und B. KIRSCHSTEIN [24] und [29], schon bei R. HOLM [26] erwähnt; dann R. HOLM [32].

<sup>3</sup> F. P. BOWDEN und T. P. HUGHES [3] und [4].

setzte. Es war nämlich beabsichtigt,  $\mu_r$  nach der Methode der schiefen Ebene zu messen. Diese Methode verlor aber hier ihre Gültigkeit, weil es sich zeigte, daß die augenblickliche Neigung nicht für die Haftkraft verantwortlich war. Haftstellen, die sich bei kleiner Neigung ausgebildet hatten, blieben nämlich bei weiterer Drehung wirksam und maßgebend, was sich besonders darin zeigte, daß es manchmal gelang, den Draht *a*

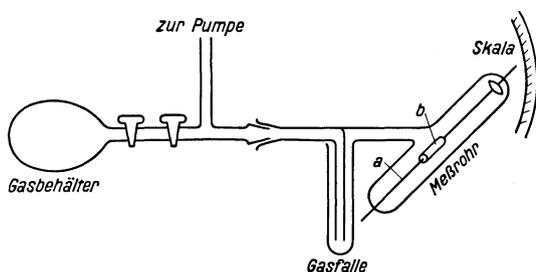


Abb. 34,01. Apparat für die Untersuchung der metallischen Reibung im Hochvakuum. Das Meßrohr sitzt in Wirklichkeit senkrecht zur Verbindung mit dem Schliff und senkrecht zur Gasfalle.

in die senkrechte Lage zu bringen, ohne daß der Läufer abrutschte. Es entstand kein richtiges Gleiten im Vakuum, sondern die Bewegung geschah in Sprüngen. Wenn aber Luft zugelassen wurde, so konnte der Läufer nach wenigen Sekunden wieder einigermäßen gleiten. Erneutes Evakuieren und Aus-

glühen führte aber wieder zum Haftzustand, der also nicht auf irgendeiner Verhakung zwischen Erhebungen der Oberflächen beruhen konnte.

Um  $\mu_r$  zu messen, wurde später in das Vakuumrohr ein Pendel eingebaut, das gegen einen Flansch des Läufers mit berechenbarer Kraft drücken konnte. Mit seiner Hilfe konnte die Reibungskraft ohne große Neigung des Drahtes gemessen werden. Bei derselben Gelegenheit wurde auch ein ganz andersartiger Reibungsapparat verwendet, dessen Nickelläufer aus einer runden Scheibe mit drei Buckeln bestand (alle im selben Abstand vom Mittelpunkt des Läufers), auf denen er gegen eine horizontale Nickelscheibe gleiten konnte. Die den Läufer bewegende Kraft wurde durch einen tordierten Draht vermittelt, der in der Mitte des Läufers faßte. Aus dem Torsionswinkel berechnete sich das Drehmoment. Es ergaben sich mit beiden Methoden an entgastem Nickel sehr große  $\mu_r$ -Werte, nämlich in der Regel von  $\mu_r = 2$  aufwärts.  $\mu_r = 5$  dürfte jedenfalls einmal sicher festgestellt worden sein.

Kürzlich maß R. HOLM [32]  $\mu_r$  mit einem größeren Läufergewicht (167 g). Da außerdem das Loch des Läufers nicht glatt, sondern mit einem schraubenförmig gewickelten Nickeldraht bekleidet war, so wurde die Berührungsfläche stärker beansprucht, nämlich mit  $p = 0,5 H$ , wie auf Grund von Messungen des Kontaktwiderstandes ermittelt wurde. Es ergab sich:  $\mu_b = 1,55 \pm 0,05$  und  $\mu_r$  vielleicht um nur 5% größer.

F. P. BOWDEN und T. P. HUGHES [3] und [4] führten besonders ausführliche Versuche durch. Sie verwendeten, wie gesagt, auch einen leichten Hohlzylinder als Läufer. Dieser bekam durch eine immer in derselben Weise vorgespannte Feder einen Impuls, so daß er längs eines

horizontalen Drahtes ein Stück zu gleiten kam. Die Bewegung wurde optisch registriert, und aus der Verzögerung wurde die jeweilige kinetische Reibungszahl  $\mu_b$  berechnet. Mit fortschreitender Entgasung der Kontaktglieder ließ sich  $\mu_b$  von ursprünglichen Werten um 0,5 herum bis auf einen Wert zwischen 4 und 6 in die Höhe treiben.

Man beachte, daß die hier geschilderten Messungen von  $\mu_r$  und  $\mu_b$  an reinsten Metalloberflächen kaum einen Unterschied zwischen beiden andeuten, wenn auch vielleicht Mittelwerte über viele Einzelmessungen dies deutlich tun würden.

Einen Vergleich mit  $\mu$ -Werten anderer Kontakte vermittelt die Tafel (37, 01).

Zugelassener Sauerstoff senkte die Reibungszahl  $\mu_b$  im Kontakt Ni gegen W in wenigen Sekunden auf etwa 1,5; im Kontakt Cu gegen Cu sank  $\mu_b$  langsamer, aber schließlich auch tiefer, während im Kontakt Au gegen Au  $\mu_b$  auch nach 17 Stunden noch nicht tiefer hinabgelangte als auf 2,8. Es ist bemerkenswert, daß bei Entgasung die große Reibung auch zwischen verschiedenen Metallen (Ni gegen W, Ni gegen Pt) auftrat. Der Einfluß von Gasen und Dämpfen wurde übrigens sowohl von HOLM und KIRSCHSTEIN wie von BOWDEN und HUGHES untersucht. Inaktive Gase wie  $N_2$  und Ar und wohl auch  $H_2$  hatten keinen Einfluß. Dämpfe von Wasser, Alkohol, Benzin und Benzol erzeugten  $\mu$ -Werte von der Größenordnung 0,3 bis 0,45. Fettsäuredämpfe brachten  $\mu$  in die Größenordnung 0,1 bis 0,2; Epilamenreibung, vgl. § 36.

An reinen Kontakten maßen BOWDEN und HUGHES eine Abnahme von  $\mu$  bei erhöhter Temperatur.

Von weniger genau gereinigten Oberflächen ging H. DONANDT aus. Immerhin sind seine Beobachtungen anregend. So scheint sich z. B. unter Umständen eine schmierende Wasserhaut aus adsorbiertem Wasserstoff und Sauerstoff aus der Atmosphäre auf der wohl katalytisch wirkenden Metalloberfläche bilden zu können.  $CO_2$  scheint selbst eine Schmierhaut zu bilden, welche  $\mu$  auf die Größenordnung 0,5 bringt.

### § 35. Die unstete Bewegung metallischer Schleifkontakte. Die Temperatur in Schleifkontakten.

Die große Haftkraft zwischen rein metallischen Oberflächen im Vakuum haben wir schon in den §§ 25 und 34 kennengelernt. Auch in Luft haften frisch gereinigte Oberflächen beträchtlich aneinander. Es war zu vermuten, daß solch reine und überhaupt trockene Metallflächen nicht kontinuierlich aufeinander gleiten können, sondern daß die Bewegung ruckweise, also mehr oder weniger zitternd, erfolgt<sup>1</sup>. Messungen haben dies bestätigt. F. SCHRÖTER registrierte die Reibungskraft zwischen einer Kohlebürste und einem Kupferring mittels eines die Bürste

<sup>1</sup> Siehe z. B. R. HOLM [7], S. 244.

Abb. 35,01

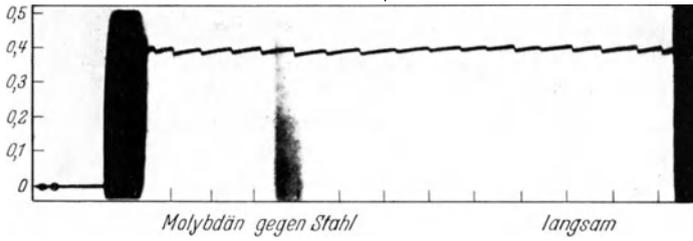


Abb. 35,02

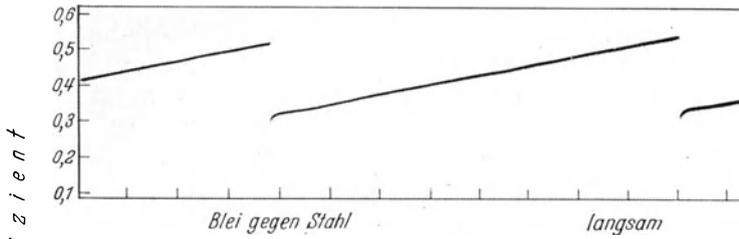


Abb. 35,03

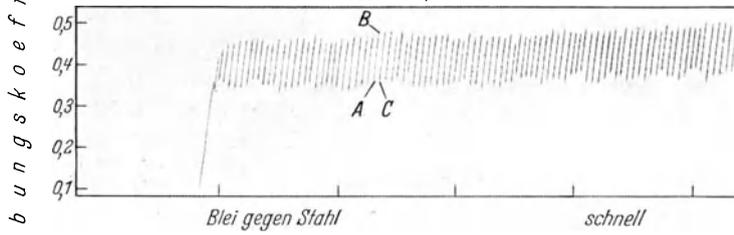


Abb. 35,04

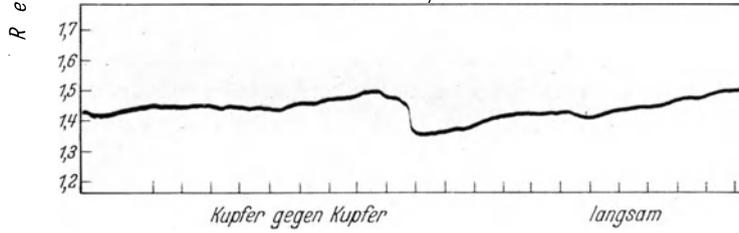


Abb. 35,05



Abb. 35,01—35,05. Oszillogramme von Reibungskräften.

haltenden piezo-elektrisch wirkenden Kristalles. Seine Oszillogramme zeigen ein starkes und ziemlich hochfrequentes Wechseln der Reibungskraft. Mit Kohlebürste gegen einen Kohlering, die wohl nicht allzu weit eingeschliffen waren, registrierte er außerdem gut definierte Kontaktwiderstände und fand, daß die Widerstandskurve gewissermaßen ein Spiegelbild der Reibungsregistrierung darstellte. Maxima der Reibung entsprachen Minima des Kontaktwiderstandes.

F. P. BOWDEN und Mitarbeiter<sup>1</sup> haben sehr gründliche Untersuchungen gemacht. Sie ließen einen Läufer mit kugelige Oberfläche gegen eine ebene Platte schleifen (beide waren so rein, daß die Reibungszahl  $\mu_b$  zwischen 0,4 und 1,5 lag) und hatten als Halter des Läufers ein sehr folgsames Gestell, dessen kleine Ausweichungen mittels eines lichtablenkenden Spiegels registriert wurden. Die Ausschläge waren ein Maß für die augenblicklichen Reibungskräfte. Teils wohl infolge der einfachen Art des Kontaktes und der einheitlichen Berührungsfläche, teils wohl auch infolge Eigenschaften der Aufhängung gestaltete sich der Wechsel zwischen Haften und Losreißen unter Umständen sehr regelmäßig, periodisch. Vorbehaltlich dieser Abhängigkeit von den besonderen Umständen sind die Resultate jedoch sehr interessant und anregend und sollen deswegen recht ausführlich geschildert werden. Drei Hauptarten A), B) und C) des Schleifens traten auf.

A) Abb. (35,01): Eine harte Kugel gegen eine weichere, niedriger schmelzende Platte. Die Kugel pflügt, ohne selbst zu verschleifen, kleine Spuren oder Furchen in die Platte, und zwar in periodischer Weise. Die Reibungskraft  $P_b$  und ebenso die Berührungsfläche wachsen während einer Periode  $AB$  von einem Minimum bis zu einem Maximum. Das Maximum der Berührungsfläche ist durch die elektrische Widerstandsabnahme kenntlich. Dann erfolgt ein sprungartiger Abfall von beiden. Es beginnt eine neue Periode usw. Im Augenblick größter Haftkraft ist die relative Bewegung der Kontaktglieder zueinander fast Null. Die Vorwärtsbewegung geschieht hauptsächlich durch Sprünge.

B) Abb. (35,02) und Abb. (35,03): Eine weiche Kugel gegen eine härtere, höher schmelzende Platte. Die Reibungskraft steigt in einer Periode bis zu einem Maximum und fällt dann plötzlich ab, ähnlich wie in A); nur ist die Zeit einer Periode und auch der Reibungsanstieg bzw. -abfall (sehr kurze Augenblicke auf Null) größer, und der elektrische Leitwert, also auch die Berührungsfläche, ist hier am größten am Anfang der Periode. Pflugfurchen entstehen in der Platte jetzt nicht. Statt dessen bekommt diese etwas von dem Kugelmateriale aufgestrichen, ähnlich wie der Strich vom Bleistift auf dem Papier.

C) Abb. (35,04) und Abb. (35,05): Derselbe Stoff in Kugel und Platte. Die Reibungskraft und auch die metallische, an der elektrischen

<sup>1</sup> F. P. BOWDEN und L. LEBEN [6] sowie F. P. BOWDEN und D. TABOR [7].

Leitung erkenntliche Berührungsfläche sind verhältnismäßig groß; auch ihre Variationen sind groß und nicht mehr so regelmäßig wie in A) und B). Plötzliche Abfälle treten nur selten und unregelmäßig auf. Beide Kontaktglieder werden etwa gleich stark angegriffen. Die relative Geschwindigkeit der Kontaktglieder ändert sich wie die Haftkraft stark, gelegentlich durch Sprünge, die aber nicht irgendwie auffallend periodisch auftreten.

Die obigen Angaben beziehen sich zunächst auf den Kontakt Kugel gegen Platte in BOWDENS Anordnung. Im Kontakt Platte gegen Platte wird die Berührungsfläche in mehrere Einzelflächen aufgeteilt, und die Periodizität des Schleifvorganges muß hierdurch mehr oder weniger gestört werden. Der Hauptcharakter behält aber viel Ähnlichkeit mit dem geschilderten.

Wir sprachen von Haupttypen des Schleifens, um anzudeuten, daß es auch Zwischentypen gibt. Wenn z. B. der Stoffunterschied der Kontaktglieder klein wird, so nähert sich das Schleifen der Art C), d. h. sowohl die Reibungskraft wie der Verschleiß werden groß. Es ist ja auch eine bekannte Erfahrung, daß man Welle und Lager nicht aus demselben Metall herstellen soll, vgl. Tafel (39,04).

Wenn die Glieder des Schleifkontaktes aus verschiedenen Metallen bestehen, so geben sie inolge der Kontakttemperatur thermoelektrische Kräfte. Mit Hilfe von solchen haben BOWDEN und RIDLER [1] sehr instruktive Temperaturbestimmungen im Schleifkontakt gemacht. Wenn die Schleifgeschwindigkeit allmählich vergrößert wird, so steigt die betreffende *Kontakttemperatur* asymptotisch bis zu einem Maximum, welches nicht mehr überschritten wird. Durch Berechnung wird plausibel gemacht, daß diese Temperatur gleich der Schmelztemperatur des leichter schmelzenden Kontaktmetalles ist. Kurz vor den Sprüngen der Kontakte treten die höchsten Temperaturen auf.

BOWDEN zieht aus solchen Erfahrungen den wichtigen Schluß für die Lehre des *Polierens*, daß es nicht nur auf die Härte des Schleifmittels bei Zimmertemperatur ankommt, sondern auch darauf, daß das Schleifmittel bei der höchsten im Schleifkontakt erzeugten Temperatur noch die genügende Festigkeit gegenüber dem zu schleifenden Körper hat. Die folgende Tafel (35,06) demonstriert die Bedeutung davon,

Tafel (35,06)<sup>1</sup>. Kampfer als Schleifmittel.  
Kontaktlast 460 g, Geschwindigkeit 205 cm/s.

Metall	Schmelzpunkt °C	Vickershärte	Gewichtsverlust in $10^{-7}$ g je cm Schleifweg
Blei . . . . .	327	5,0	0,0
Woodsche Legierung .	69	25,0	3,2
Gallium . . . . .	30	6,6	165,0

<sup>1</sup> F. P. BOWDEN und T. P. HUGHES [2].

daß das Schleifmittel, hier Kampfer (Schmelzpunkt  $173^{\circ}\text{C}$ ), einen höheren Schmelzpunkt als der zu bearbeitende Stoff hat. Der Kampfer konnte nicht Blei schleifen, wohl aber die bei Zimmertemperatur viel härtere Woodsche Legierung, weil deren Schmelzpunkt genügend niedrig liegt, oder anders ausgedrückt, weil bei der erreichten Temperatur (= Schmelzpunkt der Woodschen Legierung) der Kampfer noch eine für das Schleifen ausreichende Härte hatte.

Eben wegen der hier zutage tretenden Bedeutung des Schmelzpunktes wurden oben für die Schleiftypen A), B) und C) die Metalle auch durch ihre Schmelzpunkte gekennzeichnet.

Als ein interessantes Zeichen von auftretender Schmelztemperatur in einem fast einmetallischen Schleifkontakt — BOWDEN benutzte ja für die Temperaturmessung zweimetallische Kontakte — möchte Verfasser die folgende Beobachtung von K. DIES deuten. Dieser ließ Weicheisen gegen Chromstahl schleifen und fand bei gesteigerter Kontaktlast zunächst ein Wachsen des Verschleißes, bis vermutlich bei erreichter Schmelztemperatur in der Kontaktfläche, wo also zum Teil eine schmierende flüssige Eisenschicht und eine BEILBY-Schicht<sup>1</sup> entstand, der Verschleiß auf etwa  $\frac{1}{4}$  heruntersank. Dem entsprach auch ein niedriger  $\mu$ -Wert, nämlich  $\mu = 0,3$ .

Ein klassisches Beispiel der *Verflüssigung in einer Kontaktstelle* infolge des Druckes oder der Reibungswärme bildet die Reibung am Eis und Schnee. Lange ist man sich schon darüber klar, daß die kleine Reibung zwischen dem Schlittschuh und dem Eis die Folge einer schmierenden Wasserschicht ist<sup>2</sup>. Man meinte, daß diese infolge der Schmelzpunktsenkung durch den Druck entsteht. BOWDEN und HUGHES [5] zeigten kürzlich, daß ein ausreichender Druck nur bei sehr kleiner wirklicher Berührungsfläche erzeugt wird. Sie zeigten aber auch, daß die Reibungswärme zwischen dem Gleiter und dem Eis bzw. Schnee ebenfalls mitwirkt, um das Schmierwasser zu erzeugen, und manchmal sogar von ausschlaggebender Bedeutung ist. Wenn der Druck maßgebend ist, so muß die Schmierschicht um so besser entstehen, je leichter die Schmelzwärme aus dem Gleiter geholt werden kann, je besser dieser also die Wärme leitet. Wenn es aber auf die Reibungswärme ankommt, so muß  $\mu$  um so kleiner werden, je schlechter der Gleiter leitet. Der Schlittschuh dürfte ein Beispiel für den ersten Fall sein. Er muß aus Eisen und nicht aus Holz bestehen. Skis laufen wieder besser, je schlechter sie die Wärme leiten. Gewöhnlich hält sich  $\mu_s$  gegen Eis und etwas ausgeglätteten Schnee in der Größenordnung 0,01 bis 0,04, aber bei sehr niedriger Temperatur (z. B.  $-130^{\circ}\text{C}$ ), welche das Schmelzen des Eises ganz verhindert, steigt  $\mu_s$  über 0,1 hinaus.

### § 36. Die Reibung bei Anwesenheit fester Fremdschichten sowie Epilamenreibung.

In § 34 wurde schon erwähnt, wie gewisse Gase und Dämpfe nicht nur die Bewegungsreibung, sondern auch die Ruhereibung herabsetzen. Im ruhenden Kontakt wirken sie natürlich nicht hydrodynamisch, und es ist klar, daß sie überhaupt ihre Wirkung nicht in flüssiger oder gar in freier Gasform ausüben, sondern aus dem Gas setzt sich auf das

<sup>1</sup> Siehe Ende § 36.

<sup>2</sup> Siehe O. REYNOLDS, S. 734.

Metall eine mehr oder weniger *fest* geartete Haut ab, welche den Kontakt beeinflußt. Diese Haut kann normale Kontaktdrucke  $p$  von der Größenordnung der metallischen Härte  $H$  ertragen, und sie hält auch, wie wir bald sehen werden, Scherkräfte von einer nicht viel kleineren Größe aus. Daraus schließen wir, daß sie so stark am Metall haftet, daß sie als eine feste Haut betrachtet werden kann. Jedenfalls gilt dies, wenn das Metall oxydierfähig ist. Wir vermuten, daß die Haut in den beanspruchten Kontaktstellen einmolekular ist, denn nur eine erste Molekülschicht dürfte dermaßen fest am Metall haften können, da es sich ja um Temperaturen handelt, bei denen die Haftkraft der betreffenden Moleküle aneinander, wenn sie nur unter sich wären, höchstens zum flüssigen Aggregatzustand ausreichen würde. Die Vermutung wird durch Erfahrungen und Überlegungen bezüglich der Leitfähigkeit der Häute gestärkt, vgl. § 21 und S. 182 und 183.

*Oxyde* und andere dicke feste Fremdschichten haften weniger an einer entsprechenden Schicht des dagegen gedrückten Kontaktgliedes, als es Metall an Metall tut, und vermindern darum die Reibung.  $\mu_r$  und  $\mu_b$  in der Größenordnung 0,3 bis 0,6 dürften typisch sein; jedoch muß hervorgehoben werden, daß eine genaue Untersuchung über die Reibungseigenschaften dieser Schichten unter Ausschluß jeglicher Schmierung noch nicht vorliegt.

Wir gehen jetzt zur *Epilamenreibung* über. Wir betrachten ein *stillstehendes Zapfenlager*. Die hydrodynamischen Gleichungen ergeben keine Druckkraft der Flüssigkeit im stillstehenden Kontakt, und nach ihnen müßte sich die Flüssigkeit an den engsten Stellen, wenn auch allmählich, schließlich doch ganz wegdrücken lassen. Der Zapfen müßte sich also festfressen, und eine *Ruhereibungszahl* von der Größenordnung  $\mu_r = 1$  oder mehr würde in Erscheinung treten. Solche Reibung wird auch gelegentlich beobachtet; aber bei gut eingeschliffenen Kontaktflächen und mäßiger Kontaktlast findet man nur  $\mu_r = 0,1$  bis  $0,15^1$ , und zwar infolge einer Erscheinung, die im vorliegenden Zusammenhang von großem Interesse ist. Wir nennen sie die Bildung eines Epilamens und die Reibung am Epilamen. Das Epilamen wird definiert als eine *einmolekulare Schicht von Schmiermittelmolekülen*, die am Metall haften und senkrecht zu dessen Oberfläche orientiert sind<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Besonders geglättete Kontaktflächen zeigen bei kleiner Zugkraft eine von CH. JACOB entdeckte Vorstufe zu dieser Reibung. Die Reibungszahl ist sehr klein, z. B.  $\mu_r = \mu_b = 0,07$ ; die Bewegung ist langsam und unbeschleunigt. Wir kommen hierauf in § 37 B zurück.

<sup>2</sup> Einschlägiges Schrifttum: N. K. ADAM; K. L. WOLF; P. WOOG [1] und [2]; J. J. TRILLAT. Wichtige Arbeiten von HARDY, VIEWEG und anderen sind angeführt bei G. SCHMALTZ, S. 192 bis 212. CH. RITTER und später P. WOOG [1] haben die Benennung „Epilamen“ für die am Metall haftenden Schmierschichten überhaupt verwendet. Wir verschärfen den Begriff dahin, daß die Benennung nur auf die erste einmolekulare Schicht begrenzt wird.

Die in Frage kommenden Schmierstoffe sind Kohlenwasserstoffe, welche hauptsächlich aus langen Ketten von gut abgesättigten Atomgruppen (z. B.  $\text{CH}_2\text{—CH}_2\text{—}\dots$ ) bestehen, die leicht an Nachbarmolekülen vorbeigleiten. Am einen Ende hängt die gut abgesättigte Gruppe  $\text{CH}_3$ , aber am anderen Ende kann die Gruppe  $\text{COOH}$  sitzen, die ungesättigt negativ ist und darum eine Affinität namentlich zu unedlen metallischen Oberflächen hat. Mit Hilfe dieses affinen Endes befestigen sich die polaren Schmiermittelmoleküle an der Metalloberfläche und ordnen sich, wenn sie zahlreich genug vorkommen, dicht nebeneinander, gewissermaßen wie die Borsten einer Bürste. Am freien Ende üben sie nur eine schwächere Anziehung aus. Immerhin baut sich dort auch gerne eine zweite Moleküllage auf. Diese kann ihrerseits eine dritte Moleküllage binden usw.<sup>1</sup> Richtig fest ist aber nur die Bindung an der Metalloberfläche, also nur die Bindung der ersten Moleküllage. Ein gutes Schmiermittel muß entweder aus solchen polaren Molekülen bestehen oder jedenfalls recht viele davon enthalten. Es ist sogar vorteilhaft, daß nicht alle Moleküle die affine Gruppe enthalten, weil dann die Korrosionsgefahr für das Metall nicht so groß ist.

In stillstehenden oder so langsam bewegten Kontakten, daß die Kontaktlast nicht hydrodynamisch getragen werden kann, werden offenbar die äußeren Lagen, ob sie gerichtet sind oder nicht, weggequetscht, so daß nur das *Epilamen* zurückbleibt. Den Beweis hierfür liefert die elektrische *Leitfähigkeit* solcher Kontakte. Sie ist nämlich, wenn die Metalloberflächen an und für sich rein sind, so gut, daß man auf  $\sigma = 3 \cdot 10^{-9}$  bis  $3 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$  schließen muß<sup>2</sup>. Diese gute Leitung durch die an sich ziemlich isolierende Fremdschicht ist nur durch den Tunneleffekt erklärlich, und zwar nur, wenn die Fremdschicht höchstens etwa 20 Å dick ist. Das ist ungefähr die Länge eines Schmiermittelmoleküls. Es sieht demgemäß so aus, als ob nicht die Epilamen der beiden Kontaktglieder mit ihrer normalen Dicke additiv eingehen, sondern als ob ihre Moleküle zwischen einander geschoben wären, so wie die Borsten, wenn man zwei Bürsten mit den Borstenseiten aufeinander legt. Vielleicht federn die Epilamenmoleküle und werden dadurch kürzer. In Ermangelung genauerer Kenntnisse hierüber bleiben wir bei der Vorstellung der ineinandergreifenden Borsten, welche sich in § 37 bedeutungsvoll erweisen wird.

Eine frisch erzeugte Schmierschicht ist meistens durch ein größeres  $\mu$  als eine ältere gekennzeichnet<sup>3</sup>. Wir schließen daraus, daß es eine ziemliche Zeit dauert,

<sup>1</sup> Der so entstandene laminare Aufbau gibt sich genau so wie kristalline Netzebenen in den Strukturaufnahmen mit Röntgenstrahlen kund. Besonders J. J. TRILLAT hat solche Aufnahmen gemacht. Ähnliche Untersuchungen mittels Elektronenbeugung haben zu erweiterten Erkenntnissen geführt. Man lese den Bericht darüber bei G. P. THOMSON und W. COCHRANE, Kapitel IV.

<sup>2</sup> R. HOLM [32], vgl. Ende dieses Paragraphen.

<sup>3</sup> R. HOLM [32], besonders Tafel (3).

bis sich das Epilamen fehlerfrei ausgebildet hat. Durch Absetzen aus der Luft bildet sich ein Epilamen sehr langsam aus. Es ist wohl zu vermuten, daß die betreffenden herumschwebenden Moleküle nur selten so polar sind, wie es für das Epilamen erforderlich ist. Wir lehnen ja die Vorstellung ab, daß die Schmier-schicht, welche für  $\mu \approx 0,12$  verantwortlich ist, eine große Anzahl Moleküllagen umfaßt, eine Vorstellung, die immerhin vielfach, letzthin auch von BOWDEN und HUGHES [4], gerade auf Grund der langen Ausbildungszeit vertreten worden ist. Zwar sind dicke, erstaunlich gut tragende (z. B.  $100 \text{ g/cm}^2$ ) Flüssigkeitsschichten beobachtet worden. Sie waren aber nicht homogen, sondern bestanden aus einer großen Menge nebeneinander sitzender Tröpfchen, deren Tragfähigkeit eine Leistung der Oberflächenspannung war<sup>1</sup>.

Die *Haftkräfte des Epilamen am Metall* müssen außerordentlich groß sein, nämlich von derselben Größenordnung wie die Festigkeit des Metalles selbst. Anschaulich wird dies durch die folgenden Versuche von HOLM [26] und [32] dargetan.

**HOLMS Kreuzdrahtversuche<sup>2</sup>.** Zur Messung der Reibungszahl  $\mu$  wurde die Methode der schiefen Ebene verwendet. Entlang einer Platte waren zwei Metalldrähte gespannt, welche so einen Schienenweg, die schiefe Ebene, bildeten. Der Läufer trug auf seiner unteren ebenen Fläche auch zwei ausgespannte ebensolche Drähte. Er wurde mit seinen Drähten senkrecht zu den „Schienen“ gelegt. Dann wurde die Neigung  $\theta$  des Schienenstranges ausprobiert, bei der der Läufer anfang, sich zu bewegen, *Ruhereibung*; oder bei der der Läufer in Bewegung blieb, wenn er sachte aus der Ruhe gebracht wurde, *Bewegungsreibung*. Die Reibungszahl  $\mu$  ergab sich jedesmal aus den Gl. (31,02). Die Drähte wurden mit verschiedenen Schmierschichten geprüft. Wenn diese passend polare Moleküle enthielten und alt genug (älter als 1 Tag) waren, so ergaben sie

die typische Epilamenreibung mit  $\mu = 0,11$  bis  $0,15$ . (36,01)

Abreiben mit einem in Alkohol getränkten Wattebausch entfernte nur äußere Schmierstofflagen, nicht aber das Epilamen. Dieses blieb fest an den Drähten in den Kontaktflächen auch beim Gleiten, trotzdem das Metall sich unter der Haut infolge des Kontaktdruckes verformte. Die jungfräulichen Drähte sanken etwas ineinander ein, so daß bei Ruhe mikroskopisch meßbare kreisförmige Eindrücke entstanden. Nach einmaligem Gleiten waren die Schienendrähte oben in mikroskopisch bestimmbarem Maß abgeflacht. Hierdurch wurde es ermöglicht, teils die jeweilige Kontaktfläche, teils eine obere Grenze der Verformungsarbeit zu berechnen. Der Verschleiß wurde durch besondere Messungen ermittelt.

Die Reibung auf schon abgeflachten Drähten zeigte sich etwas kleiner als auf jungfräulichen. Teils aus dieser Änderung von  $\mu$ , teils auch aus der Formänderung der Drähte wurde die *Verformungsarbeit*

<sup>1</sup> Siehe z. B. H. E. WATSON und A. S. MENON.

<sup>2</sup> Siehe auch Tafel (37, 01).

berechnet. Sie *betrug* immer *nur wenige Prozent der ganzen Reibungsarbeit*. Noch viel kleiner war die *Verschleißarbeit*, als Verdampfungswärme der verschlissenen Menge berechnet.

Wir haben nun sowohl in der Epilamenreibung wie in der Graphitreibung Beispiele, wo die Reibungsarbeit nicht für Verschleiß oder Verformung dient, sondern einen anderen Grund hat. Dies ist ein wichtiges Ergebnis, das im nächsten Paragraphen verwertet wird. Die Ansicht, daß die Reibung oft hauptsächlich gegen Adhäsionskräfte geleistet wird, kann schon auf HARDY<sup>1</sup> zurückgeführt werden, der bereits 1920 darauf hingewiesen hat, daß jedenfalls manchmal ein Verhaken in kleinen Unebenheiten und ein Heben über solche sicher nicht für die Größe der Reibung maßgebend ist; so hing z. B. die Reibung in gewissen Kontakten nicht davon ab, ob die Gleitfläche glatt oder rauh war.

Wir wollten über die *Festigkeit des Epilamen* Auskunft haben. Dazu besagen HOLMS Versuche:

Erstens. Wir müssen schließen, daß das Epilamen bis auf vernachlässigbare eventuelle Ausnahmestellen die ganze tragende Kontaktfläche bedeckt; denn sonst wäre nicht begreiflich, daß es an sehr verschieden beschaffenen Kontaktflächen immer dasselbe  $\mu$  ergibt, und daß es den Verschleiß um mehrere Zehnerpotenzen erniedrigt. Wären z. B. gewisse epilamenfreie rein metallische Berührungsstellen für die elektrische Leitfähigkeit und für die Reibung verantwortlich — HOLM [32] berechnet für ein Beispiel solche Stellen zu 13% der tragenden Kontaktfläche — so müßten sie von Fall zu Fall sehr verschieden werden und eine große Streuung der  $\mu$ -Werte bedingen, welche man jedoch nicht beobachtet. Dies gilt nicht nur für die Bewegung, sondern auch für die Ruhe.  $\mu_r$  und  $\mu_b$  für kleinste Geschwindigkeiten sind übrigens gleich groß an sehr glatten epilamenbedeckten Kontaktflächen.

Zweitens. Unter dem Epilamen haben sich die Drähte infolge des Kontaktdruckes verformt. Dadurch müssen Risse im Epilamen entstanden sein. Daß trotzdem metallische Stellen nicht störend mitspielten, muß den folgenden Grund haben. Die Metalloberflächen sind ja nie ganz eben. Sie haben Mulden und Poren, in denen Schmierflüssigkeit stecken kann. In dem sich gerade ausbildenden Kontakt wird Flüssigkeit aus solchen Schlupfwinkeln mit großer Gewalt herausgequetscht. Sie gelangt auch zu Stellen, wo das Metall gerade auseinanderfließt, und heilt, das müssen wir eben annehmen, Epilamenrisse aus. Sobald der Kontakt fertig ist, fließt das Metall nicht mehr, und das Epilamen zerreißt auch nicht mehr. In dem wirklich ruhenden Kontakt hält sich das Epilamen lange (jedenfalls tagelang) unverändert.

Die tangentialen Kräfte, welche am Epilamen beim Gleiten angreifen, werden durch die spezifische Reibungskraft  $\Psi$  gemessen. Sie variiert

<sup>1</sup> W. B. HARDY. J. J. BIKERMAN und E. K. RIDEAL machen einige interessante Bemerkungen zur Geschichte der Vorstellungen über die Reibung.

etwa proportional zu  $\bar{p}$  und damit zur Härte des Metalles von  $0,39 \text{ t/cm}^2$  an Al bis  $4,1 \text{ t/cm}^2$  an Stahl<sup>1</sup>. Im letzten Falle sind es also Kräfte je  $\text{cm}^2$  von derselben Größenordnung wie die makroskopische Härte des Kupfers, welche das Epilamen in tangentialer Richtung auszuhalten hat.

Die sog. *Grenzreibung*. Bei großer Gleitgeschwindigkeit  $v_0$  (Bezeichnung von § 32) wirkt die Schmierflüssigkeit wie beschrieben hydrodynamisch, und  $\mu_0$  erscheint in der Größenordnung 0,002 bis 0,01. Läßt man nun  $v_0$  abnehmen, so kommen allmählich immer mehr *Berührungsstellen mit Epilamenreibung* in Tätigkeit. Schließlich möge vielleicht auch hier und da das Epilamen zerreißen, so daß für Augenblicke metallische Kontakte auftreten. Es mischen sich so immer mehr tragende Flächen mit verhältnismäßig großer lokaler Reibung in den Reibungsvorgang hinein, und infolgedessen wächst das makroskopisch beobachtete  $\mu_0$  von seinem Minimum bei einigen Tausendstel aufwärts, bis schließlich die Größe 0,1 bis 0,2 erreicht wird. Diesen hydrodynamisch gesehen anomalen Reibungsvorgang in dem Gebiet des kleinen  $v_0$  hat man *Mischreibung* oder *Teilschmierung* genannt. Die schließliche *Grenzreibung* mit  $\mu = 0,1$  bis 0,2 erkennen wir als eine Epilamenreibung, vgl. (36, 01). Weil das Epilamen sich im ruhenden Kontakt hält, erweist sich die Ruhereibung auch als eine typische Epilamenreibung<sup>2</sup>.

Die Bewegung ist kontinuierlich, echtes Gleiten, solange eine hydrodynamische Schmierschicht oder ein Epilamen die ganze Berührungsfläche bedeckt. Sobald aber metallische Kontaktstellen auftreten, kommt das typische Haften und Loslassen, also eine zitternde Bewegung, zustande. F. P. BOWDEN und Mitarbeiter [8] betrachten das Zittern als das empfindlichste Reagens für die Anwesenheit von metallischen tragenden Berührungsstellen. Sie machten Versuche mit einem Mineralöl ohne metallaffine Atomgruppe. Die Bewegung blieb zitternd, bis durch Oxydation (z. B. bei Erwärmung auf  $200^\circ \text{C}$ ) eine passende Atomgruppe an genügend vielen Molekülen erzeugt worden war, so daß das Öl ein Epilamen aufbauen konnte.

Bei einigen Kreuzdrahtversuchen<sup>3</sup> wurde der *Widerstand* des gleitenden bzw. ruhenden *Kontaktes* gemessen. Er wich so wenig von dem Widerstand an reinen Metalldrähten ab, daß auf  $\sigma = 3 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ cm}^2$  bei Kupfer und  $\sigma = 29 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ cm}^2$  bei Nickel geschlossen werden konnte. Auch im gleitenden Kontakt blieb  $\sigma$  bei diesen Werten oder gelangte höchstens 100% höher. Die betreffenden Widerstände waren bei kleinen Spannungen ohmsch und änderten sich nicht, wenn die Temperatur auf  $-80^\circ \text{C}$  gebracht wurde. Sie besitzen also dieselben Kennzeichen, die wir in § 21 als für den Tunneleffekt charakteristisch fanden. Halbleiter sind wegen der Temperaturunempfindlichkeit als Stromvermittler in dem Kontakt ausgeschlossen, und der ohmsche Cha-

<sup>1</sup> Siehe Tafel (37, 01).

<sup>2</sup> Siehe E. FALZ.

<sup>3</sup> Siehe R. HOLM [32].

rakter des Widerstandes bezeugt, daß keinerlei Anregungsspannungen eine Rolle spielen.

Es ist einmal die Frage gestellt worden, ob nicht metallische Berührungsstellen durch Risse in der Schmierschicht wesentlich sowohl für die Reibung wie für die Leitfähigkeit verantwortlich sein könnten. Dann würde die Vorstellung von einem Epilamen überflüssig werden. HOLM [32] zeigt, daß die betreffenden Risse etwa den achten Teil der tragenden Berührungsfläche ausmachen müßten, und dieser Teil müßte bei verschiedenen Kontakten, in Kreuzdrähten, an Platten usw. immer etwa derselbe bleiben, sonst käme nicht die beobachtete Konstanz von  $\mu$  zusammen mit der gemessenen Leitfähigkeit heraus. Eine so bewirkte Konstanz ist dermaßen unwahrscheinlich, daß wir gezwungen sind, schon deswegen die Vorstellung von dem die ganze Kontaktfläche bedeckenden Epilamen (evtl. mit winzigen Ausnahmestellen) zu behalten, abgesehen von anderen dafür angeführten Gründen.

Geht man nun mit  $\sigma = 3 \cdot 10^{-9}$  bis  $29 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ cm}^2$  in das Diagramm (21,02) und macht die plausible Annahme, daß die Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  aus dem Metall in den Epilamenstoff nicht kleiner als 0,5 eV ist<sup>1</sup>, so folgt, daß der Abstand der Kontaktglieder im Kontakt nicht größer als 22 Å sein kann, eine Erkenntnis, die oben bereits diskutiert wurde.

Dank des hohen Leitwertes des Epilamen ist es durchaus begreiflich, daß bei der Misch- und Grenzreibung Kontaktglieder aus verschiedenen Metallen sich als ein Thermoelement betätigen können, wie es VIEWEG<sup>2</sup> beobachtet hat. Sein Befund ist aber kein Beweis für metallische Berührung.

HOLM [32] hat den *Verschleiß* unter dem Epilamen gemessen, vgl. Tafel (39,04). Gemessen in je Läuferpassage abgeschliffenen Atomschichten aus der wirklichen Berührungsfläche, beträgt der Verschleiß 0,15 Atomschichten<sup>3</sup>, das ist viele Zehnerpotenzen weniger als zwischen reinen Metallen. Der Grund hierfür dürfte wohl sein, daß die Haftkraft zwischen zwei miteinander reibenden Epilamen kleiner als die Haftkraft des Epilamen am Metall ist. Nur ausnahmsweise wird ein Epilamenmolekül herausgerissen, wobei allerdings öfters ein Metallatom mitfolgt.

Die Epilamenschmierung gehört natürlich zu den engsten Spaltstellen, und da nur ganz außen sitzende Atome der Kontaktglieder vom Öl mitgerissen werden, so erfolgt ein Abtragen von Buckeln und keine Aufräumung. Die abgelösten Atome können sich übrigens zum Teil wieder in Mulden absetzen und so nochmals zum Ausglätten verhelfen.

<sup>1</sup> Vgl. § 22.

<sup>2</sup> V. VIEWEG. Er führt seine früheren Arbeiten an.

<sup>3</sup> Die angegebenen Atomschichten je Läuferpassage werden hier als ein Maß des Verschleißes aufgefaßt. Es ist aber nicht gemeint, daß der Verschleiß gleichmäßig verteilt ist und gerade darum in Atomschichten angegeben wird, vgl. § 39.

Der die Mulden ausfüllende Stoff erhält unter Umständen eine amorphe Struktur. Man pflegt die Schicht, die er bildet, nach ihrem ersten Erforscher die *BEILBY-Schicht* zu nennen. Es liegt aber außerhalb des Rahmens dieses Buches, hierauf näher einzugehen; es sei auf das einschlägige Schrifttum verwiesen<sup>1</sup>.

### § 37. Die Theorie der trockenen und der Epilamenreibung.

#### A. Übersicht über die Tatsachen.

Einige Hauptergebnisse der HOLMschen Reibungsmessungen sind in der folgenden Tafel (37,01) zusammengestellt. Darin bezeichnet # Kreuzdrahtversuche. E bedeutet „nur Epilamen“. r vor einer Zahl gibt an, daß es sich um  $\mu_r$  handelt.

Zur Kennzeichnung der Beispiele der Tafel (37,01) sei folgendes mitgeteilt:

*Beispiele Nr. 1 bis 10.* Es handelt sich um die in § 36 beschriebenen Kreuzdrahtversuche.

Durch chemisches Reinigen der Gleitflächen konnte bei allen Metallen  $\mu$  auf die Größenordnung 0,5 erhöht werden.

Ein starkes sichtbares Einfetten verringert  $\mu_r$  und  $\mu_b$  nur um etwa 10%. Dieser kleine Einfluß dürfte wohl darauf beruhen, daß Risse im Epilamen jetzt besonders gut ausgeheilt werden. Eine Verdickung der tragenden Schmierschicht, also Übergang zur hydrodynamischen Reibung, hätte  $\mu$  um eine Zehnerpotenz verkleinern müssen.

An dem edlen Pt wird nicht mehr das beim Epilamen typische  $\mu (= 0,12)$  sondern  $\mu = 0,3$  gemessen. Schon das halbedle Ni schiebt  $\mu$  etwas in die Höhe.

*Beispiele Nr. 11 und 12.* Die Anzahl der  $\alpha$ -Flächen wurde hier nicht direkt bestimmt, sondern aus Analogie mit der Tafel (16,05) angesetzt. Der Kontaktwiderstand wurde gemessen, wonach mit Hilfe der Formeln (16,03) und (16,04) die Kontaktfläche  $F_0$  berechnet wurde.

*Beispiele Nr. 13 und 14.* Die Versuche sind in § 33 beschrieben.

*Beispiele Nr. 15 bis 17.* Es handelt sich um die in § 34 geschilderten Untersuchungen von HOLM und KIRSCHSTEIN [29] sowie von HOLM [32].

*Beispiele Nr. 18 bis 20.* Diese Messungen an Glas stammen aus der Abhandlung HOLM [32] und sind miteingetragen, um vorzubeugen, daß die Tafel zu einseitige Vorstellungen über die Reibung erweckt. Die Berührungsfläche war wohl wesentlich elastisch beansprucht und wurde im Verhältnis  $(\mathbf{E}_{\text{Ni}}/\mathbf{E}_{\text{Glas}})^{\frac{1}{2}}$  größer als bei entsprechenden Nickelkontakten angesetzt. Die Berührungsfläche am Nickel war mit Hilfe elektrischer Widerstandsmessungen ermittelt worden.

<sup>1</sup> G. BEILBY; F. P. BOWDEN und T. P. HUGHES [2] mit verschiedenen Schrifttumshinweisen; D. R. PYE; K. H. MOORE; N. K. ADAM; TH. SCHOON. Im Zusammenhang hiermit sind interessant theoretische Arbeiten von J. KRAMER [1], [2] und [3], vgl. Note 1, S. 131.

Tafel (37, 01).

Nr.	Kontaktart	kg $P$	$\mu$	$t/cm^2$			Verhältnis der Verformungs- zur ganzen Reibungsarbeit
				$\psi$	$\bar{p}$	$H$	
1	Cu mit E #	3,2	0,13	0,61	5,7	(3,6)	< 0,24
2	„ „ E #	6,2	0,16	0,66	4,5	4,5	< 0,32
3	„ „ E #	6,2	r0,18	—	—	—	—
4	Al mit E #	1,2	0,12	0,39	4,0	3,0	< 0,19
5	Stahl mit E #	1,2	0,12	—	—	—	—
6	„ „ E #	6,2	0,12	4,1	36	43,5	< 0,11
7	„ „ E #	6,2	r0,135...0,15	—	—	—	—
8	Ni mit E #	6,2	0,16	2,1	12	14	< 0,17
9	„ „ E #	6,2	r0,19	—	—	—	—
10	Pt mit E #	1,2	0,28...0,33	—	—	7,5	—
11	Kupferplatten teilweise mit E	0,1	0,12... (0,2)	0,48... (0,8)	4,0	7,5	—
12	„ „	2,0	0,12... (0,2)	0,62... (1,0)	5,2	7,5	—
13	Graphitbürste gegen Graphit- ring, ziemlich jungfräulich	0,5	0,13	0,21	1,6	2,6	—
14	Graphitbürste gegen Graphit- ring, $\frac{1}{2}$ Jahr eingelaufen	0,5	0,61	0,21	0,35	2,6	—
15	Ni rein, im Vakuum	0,008	2...6	3,5...10	1,8	7	—
16	„ „	0,17	1,55	5,5	3,5	7	—
17	„ „	0,17	r1,6	5,6	3,5	7	—
18	Glas im Va- kuum	0,006	0,5	0,4	0,8	6	—
19	Glas in trock- ner Luft ( $f < 0,4$ )	0,006	0,4	0,3	0,8	6	—
20	Glas in feuch- ter Luft ( $f > 0,8$ )	0,006	5...10	(5)	0,8	6	—

Die Tafel (37,01) enthält zum Vergleich auch die Fließgrenze oder Härte  $H$  des jeweils weichsten Kontaktgliedes, vgl. § 13.

*Schlußfolgerungen aus der Tafel (37,01).* Zuerst überzeugen uns die Kreuzdrahtversuche, daß die Verformungsarbeit eine nebensächliche Rolle bei der Reibung spielen kann. Dann geben uns die Graphitversuche Nr. 13 und 14 ein Beispiel von wesentlich trockener Reibung

ohne Verschleiß. Über die Kleinheit des Verschleißes wurde schon in § 33 berichtet. Trockene Metallkontakte erfahren dagegen einen um 6 bis 7 Größenordnungen stärkeren Verschleiß. Vgl. Tafel (39,04).

Die Versuche Nr. 13 und 14 sowie Nr. 15, 16 und 17 demonstrieren, daß  $\Psi$  allein von der physikalischen Beschaffenheit der Oberfläche, unabhängig von  $\bar{p}$  und  $F_0$ , bestimmt wird.  $\Psi$  ist somit geeignet, die reibende Oberfläche zu kennzeichnen.

Die Versuche Nr. 15, 16 und 17 belehren uns darüber, daß  $\Psi$  an reinen Metallflächen nur wenig kleiner als die Härte  $H$  des Kontaktstoffes ist. Weil  $\bar{p}$  meistens bedeutend kleiner als  $H$  ist, ergibt sich  $\mu > 1$ . Die große Streuung in Nr. 15' beruht vermutlich einfach auf unrichtigen Schätzungen der Berührungsfläche.

$\Psi$  von der Größenordnung  $H$  war nun durchaus zu erwarten. In der Berührungsfläche der reinen Metalle kommen ja Atome so nahe aneinander wie im festen Körper, und da es sich um Metallatome mit fast symmetrisch verteilten Anziehungskräften handelt (kubisch kristallisierende Metalle), müssen die Kontaktglieder in der Berührungsfläche so fest haften, als ob sie solide über diese Fläche zusammenhängen. Zur Gleitung müssen also ebenso große Kräfte aufgebracht werden wie zur Abscherung eines soliden Stückes mit dem Querschnitt der Kontaktfläche  $F_0$ . Je  $\text{cm}^2$  ist also eine Kraft  $\Psi$  zwischen der Härte  $H$  und der Zerreiβfestigkeit  $Z$  (bekanntlich ist  $Z \approx 0,4 H$ ) zu erwarten; das ist genau, was wir gefunden haben.

Soweit haben wir die Überlegung ohne Berücksichtigung des Verschleißes geführt. Der Verschleiß hat allerdings einen zu vernachlässigenden Einfluß auf  $\Psi$ . Ob die aufeinander gleitenden Körper sich gerade in der zustande gebrachten Berührungsfläche oder in einer ins Innere des einen Kontaktgliedes verschobenen Fläche trennen, das ändert an der Flächengröße nicht viel und ändert ebenso wenig an der Zerreiβfestigkeit. Der Einfluß auf  $\Psi$  wird also unbedeutend. Der Grund dafür, daß solche Verschiebungen der Trennfläche entstehen, liegt darin, daß es sich hier um makroskopische Festigkeit handelt, die immer von Fehlerstellen abhängig ist; und die einflußreichsten Fehlerstellen können sehr wohl anderswo als in der gerade erzeugten Berührungsfläche liegen. Sogar das Zermahlen, d. h. die Erzeugung von mehreren parallelen Trennflächen, ändert nichts an  $\Psi$ , weil der gesamte Gleitweg, der sich auf diese Flächen verteilt, stets gleich dem Weg des Läufers bleibt.

Wenn  $\mu < 1$  ist, so deutet dies immer auf den Einfluß einer Fremdschicht im Kontakt. Schon eine Molekelhaut von  $\text{O}_2$  senkt  $\Psi$  auf etwa  $0,4 H$ . Ein ausgebildetes Oxyd macht sich noch mehr bemerkbar (siehe § 34). Ist nun der Kontakt mit etwa  $\bar{p} = 0,5 H$  beansprucht, so ergeben sich  $\mu$ -Werte von  $0,8$  abwärts. Wenn aber  $\mu_b$  und  $\mu_r$  zum Gebiet  $0,1 < \mu < 0,2$  gehören, so dürfen wir auf die Anwesenheit von

Epilamen schließen. Die Versuche Nr. 1 bis 12 in der Tafel (37,01) demonstrieren die Konstanz von  $\mu$  bei der Epilamenreibung, und zwar weitgehend unabhängig vom Kontaktmetall und von  $\bar{p}$ . Der Druck  $\bar{p}$  variiert ja in den angeführten Versuchen zwischen 4 und  $36 \text{ t/cm}^2$ . Laut (31,05) ist  $\Psi = \mu \bar{p}$ , hier also  $\Psi \approx 0,12 \bar{p}$ , gültig für sehr verschiedene  $\bar{p}$ .

Im gewissen Gegensatz zur metallischen Reibung steht die des Glases gegen Glas. Hier sind im kalten Zustand die Haftkräfte und  $\Psi$  mehr als eine Zehnerpotenz kleiner als die Härte  $H$ . Sie ändern sich durch die Anwesenheit von Luft nur unbedeutend. Dagegen veranlaßt adsorbiertes Wasser ein bedeutendes Kleben zwischen den sich berührenden Glasoberflächen.

### B. Erklärung der Epilamenreibung.

Wir waren eben zu einem sehr eigentümlichen Resultat gelangt:  $\Psi$  nahm bei der Epilamenreibung je nach dem  $\bar{p}$  sehr verschiedene Werte an. Es sollte aber  $\Psi$  konstant sein, solange die Oberflächenbeschaffenheit im Kontakt konstant bleibt, und man würde meinen, daß das Epilamen für eine konstante Oberflächenbeschaffenheit sorgt. Eine nähere Überlegung belehrt uns anders. Wir haben schon die Erkenntnis gewonnen, daß die Epilamen-, „Borsten“ der beiden Kontaktglieder zwischeneinander greifen. Wahrscheinlich ist, daß sie je nach dem Druck  $\bar{p}$  verschieden tief ineinanderfassen. Somit schafft jedes  $\bar{p}$  einen ihm eigenen Zustand des Epilamenpaares, d. h. eine ihm eigene Oberflächenbeschaffenheit. Leider sind die Messungen noch nicht eindeutig und ausführlich genug, um festzustellen, ob und wie die Borsten wirklich bei wachsendem  $\bar{p}$  tiefer zwischeneinander einsinken. Wir machen aber die *Hypothese*, daß sie es tun, und daß dadurch die Reibung mit  $\bar{p}$  größer wird. Nun brauchen wir die Hypothese nur quantitativ so zu gestalten, daß  $\Psi$  proportional zu  $\bar{p}$  mit dem Proportionalitätsfaktor 0,12 wird, so ist eine Erklärung der Epilamenreibung fertig. Deren gegenwärtig hypothetischer Charakter ist wohl zur Genüge betont worden.

WOOG [2] und HARDY<sup>1</sup> führen Beispiele dafür an, daß  $\mu$  um so kleiner wird, je größer die Epilamenmoleküle sind. Eine sichere Bestätigung ihrer Beobachtungen liegt noch nicht vor. Mit der geschilderten Theorie wären sie vereinbar.

Unsere Theorie der Epilamenreibung scheint auch einen Befund von CH. JACOB begreiflich zu machen. Es handelt sich um geschmirgelte, mit einem Wattebausch abgeriebene, sehr glatte Metallkontaktflächen. Bei genügend kleiner Zugkraft gleiten sie *unbeschleunigt* mit sehr kleiner Geschwindigkeit (0,002 bis 1 mm/s) und mit kleinem  $\mu$ , z. B.  $\mu = 0,07$ .

<sup>1</sup> W. B. HARDY, ausführlich erwähnt bei J. M. ALEXANDER sowie bei G. SCHMALTZ, S. 202.

Erhöht man die Zugkraft, so wächst die jedesmal konstante Geschwindigkeit, bis schließlich mit  $\mu$  in der Größenordnung 0,1 bis 0,2 eine jedenfalls stellenweise beschleunigte Bewegung sich ausbildet. HOLM [32] hat an mit Epilamen bedeckten Kontakten dasselbe beobachtet, und eine Epilamenbedeckung ist bei der von CH. JACOB benutzten Reinigungsmethode nicht ausgeschlossen. Unsere Anschauung der zueinander greifenden Epilamenmoleküle, deren Reibung ja ein Zwischending zwischen fester und flüssiger ist, macht die beschriebene, mit der Geschwindigkeit wachsende Reibung durchaus begreiflich. Es besteht sogar das besondere Problem zu erklären, warum überhaupt eine Schwellgrenze der Reibungskraft hier auftritt und warum  $\mu$  schließlich von der Geschwindigkeit unabhängig wird. Ein Eingehen darauf würde aber hier zu weit führen.

### C. Die COULOMBSche Regel.

Wir betrachten die Gl. (31,05):  $\mu = \frac{\Psi}{\bar{p}}$ . Ist die Oberflächenbeschaffenheit konstant, so ist es  $\Psi$  auch, und  $\mu$  wird konstant, wenn es  $\bar{p}$  ist. Nun hat  $\bar{p}$  eine Neigung, an nicht sehr genau eingeschliffenen Kontakten konstant zu bleiben, solange wir uns an einen bestimmten Kontaktstoff halten. Es wird ja höchstens  $\bar{p} = H$ , und an frischen Plattenkontakten liegt  $\bar{p}$  etwa bei  $0,5 H^1$ . Letztes ist ja auch der Grund, warum die Platten-Kontaktwiderstände so schön eindeutig von  $P$  bestimmt werden, vgl. § 14. Dem engen Variationsbereich von  $\bar{p}$  entsprechend wird auch die COULOMBSche Regel erfüllt.

Im Falle der Epilamenreibung kommt der COULOMBSchen Regel noch zu Hilfe, daß das Epilamen selbst, wie wir gesehen haben, bestrebt ist,  $\mu$  in der Nähe des Wertes 0,12 zu halten.

### D. Die Theorie der trockenen Reibung ohne wesentliche Verschleiß- oder Verformungsarbeit.

Als reinen Fall der in der Überschrift gekennzeichneten Reibung haben wir nur die Graphit-Reibung schildern können. Der betreffende Reibungstypus ist jedoch von allgemeinem Interesse und es gilt jetzt sich klarzumachen, wie Haftkräfte zwischen parallelen Gleitflächen eine Reibungsarbeit bedingen können. Das ist keineswegs selbstverständlich, wie unser atomtheoretisches Modell I zum Reibungsvorgang zeigen wird.

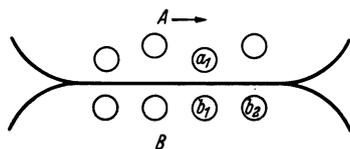


Abb. 37,02.  $a_1$  und  $b_1$  sind sich „berührende“ Metallatome im trockenen Gleitkontakt.

*Modell I.* Die Abb. (37,02) zeigt Oberflächenatome der Kontaktglieder A und B. Die Atome  $a_1$  und  $b_1$  sowie links ein anderes Paar

<sup>1</sup> Vgl. (13,09). Siehe auch HOLM [27] und [32].

berühren sich gerade. Für das Modell I machen wir die Annahme, daß die Lage der Atome in jedem Körper unverrückbar sei. Während  $A$  nach rechts gleitet, wird  $a_1$  aus dem Potentialfeld von  $b_1$  gezogen. Das kostet eine gewisse Arbeit. Diese Arbeit wird aber wieder gewonnen, wenn  $a_1$  zur nämlichen Lage gegenüber  $b_2$  sich durch dessen Potentialfeld begibt. Einen bleibenden Energieverlust würden die Haftkräfte hier also nicht ergeben. Das Modell I taugt demnach nicht, um die Reibungsarbeit zu erklären.

*Modell II.* Darum prüfen wir ein zweites Modell gemäß der Annahme, daß die Atome beim Reiben aus ihrer Gleichgewichtslage gezogen werden;  $a_1$  zieht also  $b_1$  ein Stück mit sich. Es entsteht die folgende Konfiguration:  $b_1$   $a_1$   $b_2$ , und das Kraftfeld von  $b_2$  konkurriert mit demjenigen von  $b_1$ . Im nächsten Augenblick überwiegt es;  $b_1$  löst sich von  $a_1$ , welches von nun ab eine kurze Zeit eine Verbindung mit  $b_2$  erlebt.  $b_1$  pendelt in seine Gleichgewichtslage zurück, wobei seine Verzerrungsenergie in Wärme umgesetzt wird. Diese Wärme ist die Reibungsarbeit<sup>1</sup>.

Die Reibungsarbeit wird proportional zur Anzahl der  $b$ -Atome, mit denen  $a_1$  in Berührung kommt, und also proportional zum Gleitweg. Für  $\Psi$  ergibt sich dann folgendes: Atome in Berührung wie  $a_1$  und  $b_1$  auf der Abb. (37,02) haften in derselben Weise, als ob sie zu einem soliden Stück gehörten. Infolgedessen wird die Scherkraft  $\Psi$  so groß wie diejenige Scherkraft je  $\text{cm}^2$ , die in einem Kristall das Gleiten von Atomenebenen hervorbringt, wie es weiter oben schon auseinandergesetzt wurde.

TOMLINSON macht auf eine Beziehung zwischen der Rollreibung und der Gleitreibung aufmerksam und belegt sie auch experimentell. Wir denken uns in Abb. (37,02) das Atom  $a_1$  jetzt dem rollenden Körper zugehörig, während  $b_1$  zur Schiene oder sonstigen Unterlage gehört. Beim Weiterrollen hebt sich  $a_1$  von  $B$  jetzt senkrecht zur Berührungsfläche ab. Ähnlich wie vorher wird  $b_1$  ein Stück mitgezogen und schwingt nach Auflösen der Verbindung  $a_1 b_1$  in seine Ruhelage zurück. Es ist zu erwarten, daß die so entstehende Reibungsarbeit ähnlich groß wie die gleitende ist<sup>2</sup>;  $\Psi$  wird etwa durch die Zerreißfestigkeit  $Z$  zu ersetzen sein. Unter sonst gleichen Umständen soll also die Rollreibung und die Gleitreibung, auf gleiche Anzahl gerissener Verbindungen zwischen Atomen der beiden Kontaktglieder bezogen, nahezu gleich groß sein.

<sup>1</sup> Mit ähnlichen Annahmen haben schon L. PRANDTL, besonders S. 106, und G. A. TOMLINSON operiert.

<sup>2</sup> Beim Rollen ist das Abheben innerhalb der Berührungsfläche von einem sehr schwachen Rutschen an den Rändern derselben Fläche begleitet. Die dadurch entstehende Reibungsarbeit dürfte, wie TOMLINSON hervorhebt, bei seinen Versuchen vernachlässigbar gewesen sein.

Die Rollreibung erscheint nur deshalb klein, weil auf einem gewissen Rollweg die Anzahl gerissener Verbindungen relativ klein ist. Erst mit dem Schritt von einer augenblicklichen Berührungsfläche  $A$  bis zu der daran angrenzenden  $B$ , s. Abb. (37,03), also mit einem Schritt gleich der ganzen Breite von  $A$  gelangt man beim Rollen zu einer neuen Gruppe von Atompaaaren der Berührung, während ein Gleiter nur den Schritt eines Gitteratomabstandes zu machen braucht, um alle Atome seiner Berührungsfläche mit neuen des Partners in Verbindung zu



Abb. 37,03. Berührungsfläche bei rollender Reibung.

bringen. TOMLINSON ließ eine Art Pendel mit „kugeligter Schneide“ auf ebener Unterlage pendeln (alles aus Stahl) und maß die rollende Reibung durch die Dämpfung der Pendelbewegung. Die gleitende Reibung Stahl auf Stahl kannte er aus anderen Experimenten. Die erwartete Beziehung zwischen den beiden Reibungsarten wurde deutlich belegt. TOMLINSON machte außerdem die interessante Beobachtung, daß sich die Reibung dann vermindert, wenn ein Hin- und Herrollen mit so kleiner Amplitude geschieht, daß die sich berührenden Atome nur auf atomare Abstände abgehoben werden. Dabei entsteht offenbar kein richtiges Abreißen des einen Kontaktgliedes vom anderen.

### § 38. Die elektrische Leitung durch Schleifkontakte.

Wir wiederholen aus der Einleitung zum Abschn. II, § 31: Wenn ein ruhender und ein schleifender Kontakt in einem Augenblick gleich große und gleich beschaffene Berührungsflächen hätten, so müßten beide den elektrischen Strom gleich gut leiten. Mehrere Umstände sind aber bestrebt, ihre Kontaktflächen verschieden einzurichten. Eventuelle Fremdschichten verhalten sich ungleich, und nur im Schleifkontakt wird eine Reibungswärme erzeugt. Der ruhende Kontakt dagegen wird mehr durch die Stromwärme beeinflusst, deren Wirkung im schleifenden Kontakt schwächer ist, weil in der begrenzten Berührungszeit der einzelnen  $\alpha$ -Flächen diese nur Bruchteile ihrer permanenten Temperatur erreichen können; vgl. Berechnungen weiter unten.

Über die Leitung durch epilamenbedeckte Kontakte haben wir schon im vorangehenden Paragraphen berichtet, wo die betreffenden Leitfähigkeitsmessungen gebraucht wurden. Jetzt werden wir uns mit den für elektrodynamische Maschinen wichtigen Schleifkontakten Graphit gegen Graphit und Graphit gegen Metall beschäftigen.

#### A. Graphit-Graphit-Kontakt.

Um zunächst die Störung durch die Fremdschichten zu vermeiden, untersucht man zweckmäßigerweise einen *Kontakt Graphit gegen Graphit*,

wie es im FL geschehen ist<sup>1</sup>. Mit einer Umfangsgeschwindigkeit von etwa 10 m/s ergaben sich je nach dem Einschleifzustand um den Faktor 1,1 bis 1,3 kleinere Widerstände gegen einen kleinen Strom bei Bewegung als in Ruhe. Das Resultat ist etwas überraschend, denn man ist gewöhnt, im Mittel besonders große Spannungen (und demgemäß Widerstände) am bewegten Kontakt zu messen, weil dieser infolge von Zittern gewisse Augenblicke schwach oder gar nicht angedrückt ist, dementsprechend schlecht leitet und große Spannungen übernimmt. Der vorhin erwähnte gut eingeschliffene Graphitkontakt zitterte offenbar nicht, und daß er in bewegtem Zustand sogar kleinere Widerstände als sonst ergab, dürfte auf einer Temperaturerhöhung infolge der Reibungswärme beruhen. Die Leitfähigkeit des Graphits nimmt nämlich zunächst mit der Temperatur zu (vgl. § 8), und der erwähnte Faktor 1,1 bis 1,3 entspricht Kontaktübertemperaturen von einigen 100°, die also durch die Reibung erzeugt werden.

Es wurden auch *RU*-Linien nach dem Muster (7,13) aufgenommen. Am ruhenden Graphitkontakt sanken sie bei Steigerung der Spannung von 0,7 bis 1,1 V um ungefähr 12% ihres Widerstandes ab, während sie für den laufenden Kontakt in diesem Spannungsgebiet immer noch horizontal (dabei infolge der Reibungswärme erniedrigt) verliefen<sup>2</sup>. Hier ist es natürlich die Stromwärme, die den ruhenden Kontakt erwärmt. Daß der bewegte Kontakt durch den Strom nicht merklich erwärmt wird, beruht darauf, daß seine Kontaktflächen in der kurzen Berührungszeit mit ihrer Erwärmung nicht fertig werden. Eine Berechnung darüber gemäß § 10 ist instruktiv. Der Kontakt möge gut eingeschliffen sein, so daß er dem Beispiel 14 der Tafel (37,01) entspricht. Der mittlere Durchmesser einer *a*-Fläche ist dann etwa  $2a = 0,016$  cm. Die spezifische Wärme *c* ist rund  $1,7 \text{ J/cm}^3 \text{ grad}^*$  und  $\lambda = 0,4 \text{ W/cm grad}^{**}$ . Hat nun der Kontakt eine Gleitgeschwindigkeit von  $10 \text{ m/s} = 10^3 \text{ cm/s}$ , so ist die Betätigungszeit einer *a*-Fläche bei einer Passage etwa  $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ , und es wird:

$$z = \frac{\lambda}{c b^2} t = \frac{\lambda \cdot 2,47}{c a^2} t = 0,15.$$

Damit gehen wir in das Diagramm (10,14) und lesen ab, daß die Temperatur nur ungefähr 11% von der Höhe erreicht, die sie im ruhenden

<sup>1</sup> Bei den betreffenden Messungen wurde die Erfahrung gemacht, daß die folgende Schleifanordnung: ein fester und ein sich um die gemeinsame Achse drehender Hohlzylinder mit Berührung in zur Achse senkrechten Grundflächen, mehr zum Zittern und Pfeifen neigt, als die Anordnung Bürste gegen Schleifring. Zu den hier angeführten Messungen gehört ein ganz ruhiges Laufen.

<sup>2</sup> Die Unabhängigkeit eines solchen Schleifkontaktwiderstandes von der Spannung bis 1,05 V hat R. M. BAKER [2] schon aufgewiesen.

\* Siehe H. P. FINK und H. KÖRNER [2].

\*\* Vgl. § 8 und Beiwertetafel am Schluß des Textes.

Kontakt haben würde. So ist es begreiflich, warum die  $RU$ -Linie nicht wie im ruhenden Kontakt abfällt.

Der Techniker interessiert sich heutzutage für den Kohlekollektor und möchte Kontaktwiderstand und Kontaktspannung zwischen *Graphitbürste* und *Graphitrotor* wissen. Die Antwort ist prinzipiell einfach. Wir nehmen ein numerisches Beispiel vor. Die Kontaktlast sei  $P = 400 \text{ g}$ , und man liest aus dem Diagramm (14,04) für Graphitplatten  $R = 0,032 \Omega$  ab. Teilen wir dem Techniker diesen Wert mit, so könnte aber leider eine Enttäuschung erfolgen, denn eine Messung am eingeschliffenen Kontakt gibt meistens das Zwei- und Dreifache davon. Ist also das Diagramm falsch? Nein, aber es bezieht sich auf reine Kontakte, und dazu gehört der eingeschliffene praktische Kontakt meistens nicht, sondern er trägt eine Schleifschicht von kleinen Graphit-schuppen, welche die erwähnte Widerstandsvergrößerung erzeugt<sup>1</sup>. Die Kontaktspannung erhält man natürlich einfach durch Multiplikation des Widerstandes mit der Stromstärke.

### B. Graphit-Metall-Kontakt.

Uns interessiert vor allem die technisch wichtige Kontaktgattung der sog. Elektrographitbürste gegen einen Metallring, vorwiegend gegen einen Kupferring. Hier bildet zunächst der *Hautwiderstand in einer Fremdschicht* den größten Teil des Kontaktwiderstandes. Die Fremdschicht sitzt dabei auf dem Metall. Zwar wurde vor einigen Jahren gelegentlich die Vorstellung vertreten, daß die störende Fremdhaut auf der Bürste säße; aber die eben erwähnten Messungen am Graphit-Graphit-Kontakt machen klar, daß dort keine so einflußreiche Fremdschicht vorhanden ist. Die Zugehörigkeit des Hautwiderstandes zur Fremdhaut des *Ringes* läßt sich in folgender Weise einleuchtend demonstrieren. Man formiert<sup>2</sup> gewisse Berührungsstellen auf dem Ring, indem die in der betreffenden Stellung stillgehaltene Bürste mit einem sehr starken Strom belastet wird. Der Hautwiderstand an diesen Stellen nimmt dann geringe Werte an. Rotiert nun der Ring unter der Bürste, so tritt *an den formierten Stellen* eine entsprechend gute Leitung zutage<sup>3</sup>, freilich nicht für alle Dauer, sondern allmählich klingt die Formierung wieder ab.

Ebenso wie ruhende Kontakte können auch Schleifkontakte durch  $RU$ -Linien und  $RP$ -Linien gekennzeichnet werden. Die Abb. (38,01) zeigt eine Auswahl solcher während des Laufens aufgenommener Kennlinien  $A$  bis  $D$ .

<sup>1</sup> Vgl. § 33 und Beispiel 14, Tafel (37,01).

<sup>2</sup> *Formieren* eines Kontaktes durch gewisse Umstände bedeutet: Den Kontakt eine Zeitlang unter diesen Umständen zu betätigen, so daß er sich ihnen mehr oder weniger anpaßt, sei es, daß er einen gewissen Grad von mechanischer Anpassung oder eine gewisse typische Oberflächenhaut annimmt.

<sup>3</sup> Siehe z. B. R. M. BAKER und G. W. HEWITT [5].

Die  $RU$ -Linien  $A$  mit negativer und  $B$  mit positiver Bürste unter  $P=150\text{ g}$ , sowie  $a$  mit negativer und  $b$  mit positiver Bürste unter  $P=1000\text{ g}$  wurden in normaler Atmosphäre gegen einen rotierenden Kupferring aufgenommen<sup>1</sup>. Die Kurvengruppe  $C$  wurde mit positiver Bürste in trockener Luft bei  $P=150\text{ g}$  registriert. Die beiden punktierten Kurven  $D$ , die obere mit positiver, die untere mit negativer Bürste, beziehen sich auf einen Silberring bei  $P=150\text{ g}$ . Die Punkte aller dieser Kurven mit Ausnahme der  $C$ -Kurven der nach links weisenden Pfeile sind insofern Gleichgewichtspunkte, als jeder Ablesung eine Einlaufzeit von  $\frac{1}{2}$  Stunde bis zu einem Tage voranging, d. h. für jeden Meßpunkt war die Fremdschicht besonders formiert. Wir nennen sie *statische RU-Linien*.

Die beiden mit Linkspfeilen gekennzeichneten  $C$ -Kurven nennen wir *dynamische RU-Linien*, weil ihre Punkte nach kürzester Stromwirkung je während einer Bürstenpassage durch Oszillogramme gewonnen wurden. Zwischen zwei solchen Ablesungen lag immer eine Erholungszeit des Kontaktes, in der er dem Strom des Schnittpunktes mit der betreffenden statischen Kurve unterlag. Die Fremdschicht befand sich also dauernd in dem zum Schnittpunkt gehörigen formierten Zustand.

Einige wichtige Erkenntnisse sind sofort abzulesen:

1. Alle verzeichneten  $RU$ -Linien sind zu steil und liegen zu hoch, um allein auf die Leitfähigkeit des Graphits und deren Abhängigkeit von der Temperatur zurückgeführt zu werden<sup>2</sup>.

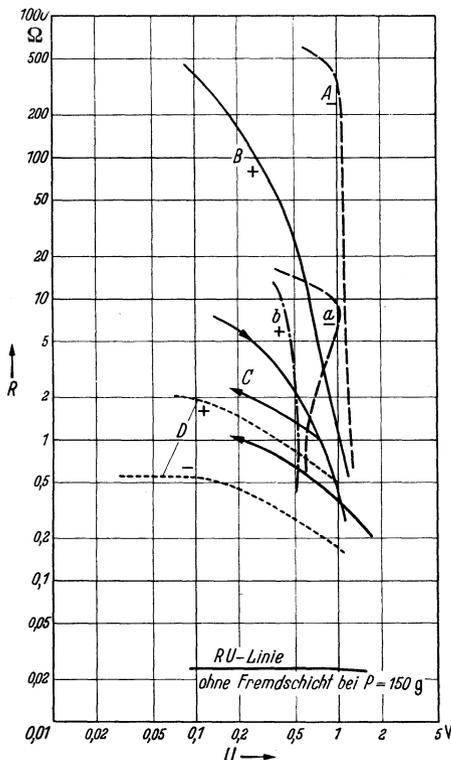


Abb. 38, 01. Schleifkontakt- $RU$ -Linien, Elektrographitbürste gegen Metallring. Die Kurven  $A, B, C$  und  $D$  bei  $P=150\text{ g}$ ,  $a$  und  $b$  bei  $1000\text{ g}$  aufgenommen,  $C$  in trockener Luft, die übrigen in normaler Atmosphäre,  $D$  gegen einen Silberring, die anderen gegen einen Kupferring. Das Zeichen der Bürste ist mit  $+$  oder  $-$  angegeben.

<sup>1</sup> Die  $RU$ -Linien  $A, B$  und die Kurvengruppe  $C$  wurden von R. STÖRMER (unveröffentlicht) und die  $RU$ -Linien  $a$  und  $b$  von R. M. BAKER [3] registriert.

<sup>2</sup> Frisch gefrittete ruhende Bürstenkontakte (Graphit—Metall) können die  $RU$ -Linie des Graphits ergeben.

2. Die Störschichten formieren sich ungleich je nach der Stromrichtung. Auf Kupfer werden die Schichten isolierender und wohl auch dicker unter der negativen, auf Silber unter der positiven Bürste.

3. Die Formierung braucht Zeit, was schon der Unterschied zwischen der dynamischen und der statischen Kennlinie beweist. Verfolgt man

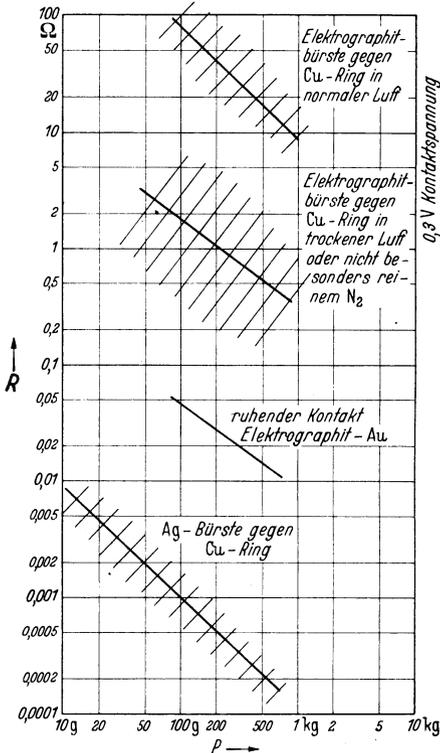


Abb. 38,02.  $RP$ -Linien von Schleifkontakten.

Dieser Vergleich hinkt aber in einigen Hinsichten; erstens sind die Meßpunkte für den Schleifkontakt zeitliche Mittelwerte und vertuschen die Tatsache, daß die Kontaktspannung dauernd wechselt; zweitens sind die Meßpunkte insofern überhaupt nicht statisch, als sie zu Kontaktgebungszeiten gehören, die zu kurz sind, um die augenblickliche Kontaktstelle auf die der Stromstärke entsprechende statische Temperatur zu bringen. Ein enger Zusammenhang mit den in § 23 geschilderten Vorgängen dürfte jedoch bestehen, wie wir bald schildern werden. Vorerst nur einige Worte zu der Abb. (38,02).

Die Abb. (38,02) enthält ähnliche  $RP$ -Linien wie die Abb. (14,04); nur handelt es sich hier um gleitende, dort um ruhende Kontakte. Die obersten zwei Kurven sind auf eine bestimmte Kontaktspannung be-

einem Stromwechsel, während der Ring rotiert, so sieht man, wie der Widerstand erst nach Minuten oder sogar Stunden einen endgültigen Wert erreicht. Allerdings überlagern sich der allmählichen Änderung meist unregelmäßige Schwankungen, die wohl zum Teil auf der Feuchtigkeit beruhen; denn in trockener Luft können sie, jedenfalls bei positiver Bürste, fast verschwinden.

4. Die  $RU$ -Linien laufen mit steigendem Strom schließlich einigermäßen in lotrechte Asymptoten hinein. Für den Kupferring hat die Asymptote ihre Lage etwa zwischen 0,5 und 1,7V; das ist die bekannte Höhe der betrieblichen Kontaktspannungen an den Schleifringen und Kollektoren der elektrischen Maschinen.

Die Form der  $RU$ -Linien erinnert an die Abb. (23,01). Sogar der Buckel der dortigen Kurve  $A$  hat hier in der Kurve  $a$  sein Gegen-

zogen worden. Das war erforderlich, weil der Hautwiderstand der betreffenden Fremdhäute, wie aus der Abb. (38,01) hervorgeht, stark spannungsabhängig ist. Die Schattierungen geben an, wie die Lage der bezüglichen *RP*-Linien, allerdings ohne beträchtliche Neigungsänderung, von Kontakt zu Kontakt variieren kann. Die zwei untersten Kennlinien gehören zu Kontakten ohne auffallend störende Fremdschichten. Darum sind die zugehörigen Kontaktwiderstände ohmisch und brauchen nicht auf eine besondere Spannung bezogen zu werden. Diese muß nur klein gedacht werden.

### C. Die Theorie der *RU*-Linien der Graphitbürsten-Schleifkontakte

muß vor allen Dingen ihre eigentümlichen lotrechten Asymptoten erklären können. Diese sind durch Voltzahlen gekennzeichnet, deren Größenordnung wir schon als Frittschlußspannungen der Oxydschichten für den Fall des ruhenden Kontaktes, bei dem das anliegende Kontaktglied aus Graphit besteht, kennen, vgl. Tafel (23,05). Und hier dürfte wohl des Rätsels Lösung liegen, so daß wir zu folgender Vorstellung<sup>1</sup> gelangen.

Wenn ein Ring, der eine Zeitlang stillgestanden hat, wieder anfängt, unter einer strombeschiedenen Bürste (Stromstärke *I*) zu laufen, so leitet die vorhandene Fremdschicht, die wegen ihres Aussehens sog. *Brünie-rungsschicht*, zunächst nur schlecht; Kontaktspannungen werden erreicht, welche zu Frittungen ausreichen und auch dazu führen, so daß die Bahn der Bürste auf dem Ring mit die betreffende Oxydschicht durchquerenden Frittbrücken gespickt wird. Insofern nachher die Bürste mit einer oder einigen Brücken Berührung hat, ist nunmehr eine den Brücken entsprechende Leitung da. Den so erreichten Zustand nennen wir den *durch die Stromstärke I formierten Zustand*. Daß er durch die erwähnten Kontaktspannungen zwischen 0,5 und 1,7 V (etwas verschieden, je nach der Art der Bürstenkohle und der Stromrichtung) gekennzeichnet wird, hat den folgenden Grund. Wir erinnern uns aus § 23, daß die Frittbrücken gerade so kräftig gebaut werden, daß sie den Strom ohne zu schmelzen gut vertragen. Die diesem Zustand entsprechende Kontaktspannung, die *Frittschlußspannung*, liegt für den Kontakt Kupfer gegen Graphit gerade in der angegebenen Größenordnung; man vgl. Tafel (23,02) und (23,05) und achte auf die Bedeutung der Stromrichtung. Nun bleiben natürlich die Brücken nicht

<sup>1</sup> Die Theorie der Betriebsspannung zwischen Kohlebürste und Ring lag schon 1932 im FL als Arbeitshypothese vor und wurde damals Herrn R. M. BAKER mitgeteilt, der sie in seinem anschaulichen Aufsatz [3] in damaliger Fassung geschildert hat. Hinweise auf Arbeiten von R. HOLM sollten die Quelle andeuten. Vom FL aus wird die Theorie erst hier veröffentlicht, abgesehen von einer kurzen Bemerkung bei HOLM [30].

dauernd unversehrt und haben auch nicht dauernd metallisch reine oder quasimetallische Oberflächen. Darum sind Spannungsschwankungen über die Frittschlußspannung hinaus zu erwarten.

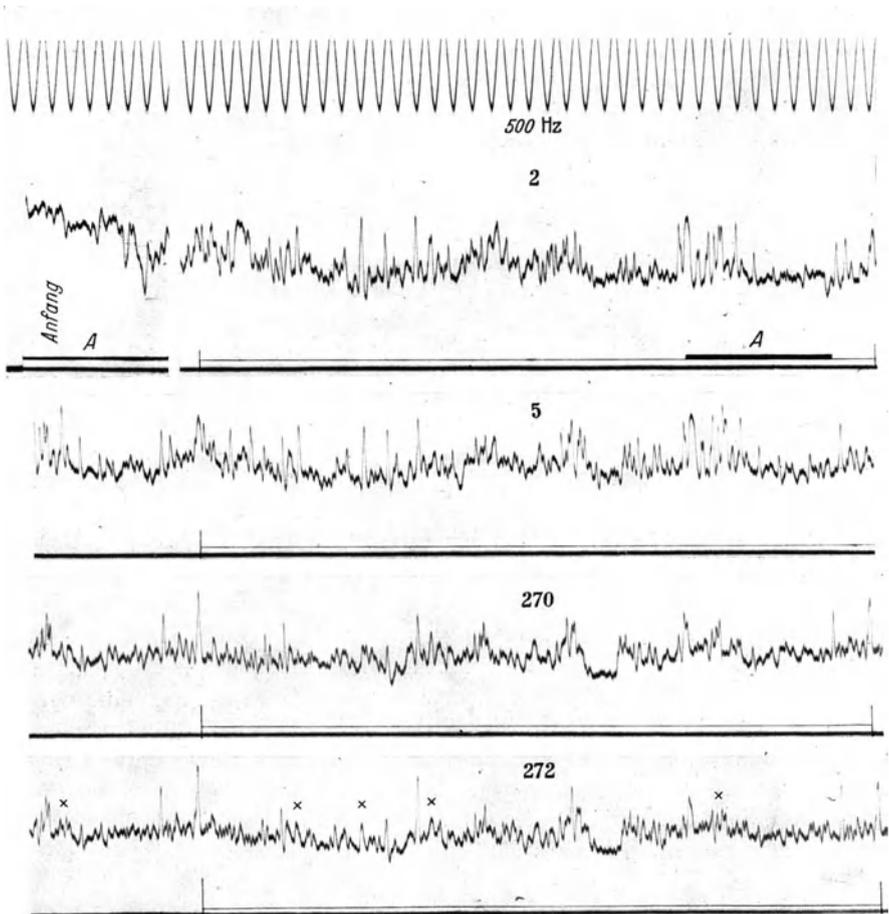


Abb. 38,03. Oszillogramme der Kontaktspannung Elektrographit-Bürste gegen Cu-Ring, 810 Umdrehungen je Minute,  $0,8 \text{ A}$ ,  $P = 400 \text{ g}$ . Sie sind übereinander geordnet, um einen Vergleich der ersten mit späteren Umläufen zu ermöglichen. Der dem Anfangsstrich  $A$  entsprechende Teil im zweiten Umlauf ist auch mit  $A$  bezeichnet. Gewisse Kurvenspitzen, die wohl zu mit Oxyd gefüllten Vertiefungen der Ringoberfläche gehören, kann man durch alle 272 Umläufe verfolgen. Andere Spitzen und Senken ändern sich von Umlauf zu Umlauf. So sind bei den  $\times$ -Zeichen im 272igsten Umlauf starke Änderungen erkenntlich.

Diese Schwankungen bleiben aus jetzt zu schildernden Gründen recht klein. Wir denken uns, daß der Ring mit einer ungefrittetten Brünierungsschicht gerade anfängt, unter einer stromführenden Bürste zu laufen. Während des ersten Umlaufes erreichen die Kontaktspannungen solche Höhen, wie sie für die Frittung der Schicht erforderlich

sind, sagen wir rund  $3\text{ V}^1$ . Es ist zwar nicht sicher, daß sich vollständige Brücken bei der ersten Bürstenpassage fertig ausbilden, sondern nach einem Anfang kann ein Weiterbau bei den nächsten Bürstenpassagen wahrscheinlich sein. Sobald aber nach einigen Umläufen der Bedarf an Brücken gedeckt ist, brauchen die Spannungen nicht mehr über die Frittschlußspannung zu steigen, wenn sich die Brücken unverändert hielten. Erstens oxydieren aber ihre Außenflächen etwas, zweitens zerbricht wohl ab und zu eine Brücke; und um die dünnen Häute auf den Brückenspitzen nach Bedarf zu fritten bzw. um ab und zu eine ganz neue Brücke zu bauen, sind Spannungserhöhungen erforderlich, jedoch kleiner als die für die erste Frittung notwendigen.

Gewisse Stellen der Brünierungsschicht können so dick sein, daß sie überhaupt von den zur Verfügung stehenden Spannungen nicht gefrittet werden. Wenn die Bürste an einer solchen Stelle vorbei gleitet, so wird eine Spannungsspitze registriert.

Die eben geschilderten Vorgänge werden von den Oszillogrammen der Abb. (38,03) beleuchtet. Diese Abbildung zeigt fünf Ausschnitte aus einer Spannungsregistrierung an einer strombeschickten Bürste. Der Anfang des ersten Umlaufes und die ganzen Umläufe 2, 5, 270 und 272 sind hier mitgenommen. Jeder Umlauf reicht so weit, wie die Nulllinie verdoppelt ist.

Das Formieren mit großer Stromstärke dürfte jetzt begreiflich sein. Was bedeutet aber die *Formierung* mit einem kleineren Strom und einer Endspannung, die *unterhalb der Voltzahl der Asymptote* liegt, und wie erklären sich die dynamischen Kennlinien? Wir vermuten, daß auch diese Formierung in einer Frittung, d. h. in einem Aufbau von Brücken, besteht; nur riskieren diese nicht flüssig zu werden. Wir kennen ja schon an ruhenden Kontakten derartige Frittungen unterhalb der normalen Frittschlußspannung, freilich nur an sehr dünnen Fremdhäuten; und für genügend dünne Stellen sorgt hier der Verschleiß.

Eine *dynamische Kennlinie* geht ja immer von einem mit Dauerstrom formiertem Zustand aus, und ihre Einzelpunkte werden durch Messungen von so kurzer Dauer gewonnen, daß vom formierten Zustand nichts Beachtenswertes verloren geht. Die dynamische Kennlinie gehört also zu diesem Formierungszustand, welcher durch konstante Anzahl und Größe seiner Frittbrücken gekennzeichnet ist. Der zugehörige Kontaktwiderstand ist im wesentlichen der Engewiderstand in der Bürste, dessen Strom-Engen von den Berührungsstellen mit den Frittbrücken ausgehen; und wenn man diesen Kontaktwiderstand bei verschiedener Stromstärke, also verschiedener Spannung, mißt, so werden die Meßpunkte auf eine

<sup>1</sup> V. P. HESSLER [4] hat derartige Frittspannungen auch zwischen einem dünnen Kupferdraht als Schleiffeder und dem eingelaufenen Kupferring gemessen. An einem Ring aus nichtrostendem Stahl fand er die Frittspannung in dem engen Gebiet 0,5 bis 0,75 V.

normale  $RU$ -Linie des Bürstenmaterials fallen. Manchmal ergeben die Schleifkontakt-Messungen eine fast normale  $RU$ -Linie; es kann jedoch auch vorkommen, so wie bei den von STÖRMER für die Abb. (38,01) benutzten Messungen, daß die dünnen Häute auf den Brückenspitzen einen merklichen Beitrag zum Kontaktwiderstand ergeben. Infolge dieses Beitrages wird die betreffende  $RU$ -Linie steiler als die  $RU$ -Linie des reinen Graphits.

R. M. BAKER [1] hat in mit etwas Quecksilberdampf vermengtem Wasserstoff Kupfer-, Eisen- und Messingringe gegen Elektrographitbürsten schleifen lassen. Der Wasserstoff verhindert in Verbindung mit der Amalgamierung durch den Quecksilberdampf (besonders auf den Messingring zutreffend), daß verletzte Oxydstellen sich wieder mit Oxyd bedecken. Die schleifende Messingringoberfläche wurde bald fast rein metallisch, und der Kontaktwiderstand zwischen Bürste und Ring sank auf die Beträge herab, die dem reinen Kontakt entsprechen.

Die von der Vorstellung der Frittbrückenbildung ausgegangene Theorie ist, wie wir gesehen haben, mit den Beobachtungen gut im Einklang. Sie besteht sogar die schwere Probe, die sonst unbegreifliche lotrechte Asymptote (Abb. 38,02) zu erklären.

Zu den in Frage kommenden Frittspannungen von ungefähr 1 bis 3 V gehören Schichtdicken von der Größenordnung 100 Å. Dünner werden wohl die Häute auf den Brückenspitzen sein, während in Vertiefungen der Ringoberfläche viel dickere Oxydmengen sitzen können. Man sieht schon mit bloßem Auge oder jedenfalls mit der Lupe die Unregelmäßigkeit der Brünierung auf Kollektoren.

Die elektrische Leitung durch das Epilamen gehört auch zum Thema dieses Paragraphen; sie mußte aber wegen an sie geknüpfter Schlußfolgerungen in § 36 behandelt werden.

### § 39. Der mechanische Verschleiß in Schleifkontakten und dessen Änderung bei Stromdurchfluß<sup>1</sup>.

Dieser Paragraph befaßt sich hauptsächlich mit dem Verschleiß in dem technisch besonders wichtigen Schleifkontakt zwischen Bürste und Ring oder Kollektor auf elektrischen Maschinen, und nur zum Vergleich werden einige andere Abnutzungsmessungen herangezogen.

In einem *idealen Gleitkontakt* würden Oberflächenatome, die eben eine Berührung gehabt haben und dadurch abgelenkt wurden, in ihre ursprünglichen Gleichgewichtslagen zurückpendeln. Es gäbe dann keinen Verschleiß. Dieser Zustand ist weitgehend im eingeschliffenen Gleitkontakt Graphit gegen Graphit verwirklicht, vgl. § 33. Aber schon der Kontakt Graphitbürste gegen Kupferring ist ungünstiger beansprucht.

<sup>1</sup> Der Inhalt dieses Paragraphen basiert hauptsächlich auf der Arbeit von R. HOLM, H. P. FINK, F. GÜLDENPFENNIG und H. KÖRNER [28], wo ältere Resultate von R. M. BAKER und V. P. HESSLER mitverwertet werden.

Er erleidet beim Laufen dauernd einen Verschleiß, der zwar klein sein kann, wie schon aus dem Umstand erhellt, daß unter der Bürste diejenige braune Fremdschicht, die man Brünierungsschicht nennt, sich anscheinend unversehrt halten kann. In Wirklichkeit wird diese Haut aber bei jeder Bürstenpassage offenbar an einzelnen Stellen angegriffen, die bald wieder ausheilen. In einem beliebigen Augenblick findet also im größten Teil der jeweiligen Berührungsfläche ein ideales Gleiten statt. Vergrößert man die Kontaklast, so erfolgt eine Vergrößerung der Kontaktfläche. Infolgedessen nimmt auch der Verschleiß zu, allerdings meistens schneller als die Kontaktfläche.

Der elektrische Strom durch den Kontakt verändert die Brünierungsschicht, indem er in ihr Frittungen bewirkt. Dadurch müßte der Verschleiß befördert werden. Meistens findet man allerdings, daß nur die eine Stromrichtung die Abnutzung befördert, während die andere auf den Verschleiß vermindernd wirkt. Wir nehmen als Erklärung hierfür an, daß auf der Brünierungsschicht eine gegen die Abnutzung schützende Fremdhaut, Epilamen (vgl. § 36), sitzt, deren Festigkeit durch den polarisierenden Einfluß des Stromes, wenn dieser die günstige Richtung hat, erhöht wird. Der umgekehrte Strom schwächt das Epilamen. Die Scherkräfte am Epilamen liegen meistens unterhalb der Metallfestigkeit. Infolgedessen wird die Abnutzung klein, jedoch nicht Null. Der Verschleiß des Epilamen selbst kompensiert sich oft dadurch, daß das Epilamen sich aus in Poren steckendem Stoff regeneriert.

*Verschleiß durch Funken.* Die störenden Funken sind Lichtbögen, die, wie wir finden werden, genau wie jeder andere Lichtbogen eine sog. Elektrodenzerstäubung erzeugen, siehe § 40.

#### A. Apparat für Verschleißmessungen an Bürsten.

Die Abb. (39,01) zeigt grundsätzlich eine Anordnung, um gleichzeitig die Reibung und den Verschleiß einer Bürste *B* zu messen. Der Bürstenhalter wird von einem Hebel *H* getragen, dessen an der Skala *S* ablesbare Drehung gegen das Moment der Spiralfedern *Y* die Bestimmung der Reibungskraft gestattet. Die Bürste ist am Rande der eingeschliffenen Fläche mit Facetten versehen, welche infolge des Verschleißes immer kürzer werden. Diese Verkürzungen mißt man und berechnet daraus das verschlissene Volumen. Die Methode ist natürlich empfindlicher, je weniger die Facette gegen die eingeschliffene Fläche neigt. Die Facetten

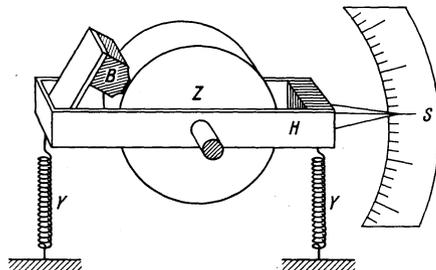


Abb. 39,01. Apparat für Verschleiß- und Reibungsmessungen am Kontakt Bürste gegen Ring, schematisch.  
Z Ring, B Bürste.

Die Methode ist natürlich empfindlicher, je weniger die Facette gegen die eingeschliffene Fläche neigt. Die Facetten

sind auf der Abb. mit stark übertriebener Neigung gezeichnet. Man kann die Abnutzung auch durch Wägungen ermitteln, nur besteht dann eine störende Fehlerquelle darin, daß die hygroskopische Bürste Wasserdampf aufnimmt, welchen man zwar vor jeder Wägung durch Trocknung entfernen kann, wobei aber Fehler durch unvollständige Trocknung entstehen können.

### B. Maße für den Verschleiß.

Um den Verschleiß oder, wie man auch sagt, die Abnutzung zu kennzeichnen, benutzen wir zweierlei Maße.

Erstens drücken wir den Verschleiß durch sein *Volumen* je Bürste und **km Schleifweg** aus, und zwar meistens in der kleinen Einheit  $10^{-6} \text{ cm}^3$ , weil sich so handliche Meßzahlen ergeben. Das während einer Beobachtungszeit  $t$  verschlissene Volumen bezeichnen wir mit  $G$ .

Zweitens drücken wir den Verschleiß  $G$  auch in *Atomschichten* aus. Wir denken uns nämlich das bei einer Bürstenpassage verschlissene Volumen  $G$  gleichmäßig auf der wirklichen Berührungsfläche ausgebreitet und messen dessen Dicke in Atomschichten. Die Berechnung geschieht folgendermaßen: Es ist  $G = b s y$ , wo  $b$  die mittlere Breite der *wirklichen* Berührungsfläche,  $s$  den Schleifweg und  $y$  eine Dicke bedeuten. Die aus dieser Gleichung berechnete Dicke  $y$  wird in Atomschichten ausgedrückt und gibt uns dann die betreffende Meßzahl  $\delta$ . Als Dicke einer Atomschicht setzen wir an: für Graphit  $3,35 \text{ \AA}$  (gleich dem Abstand zwischen einer 001- und einer 002-Ebene), für Kupfergraphit<sup>1</sup>  $2,5 \text{ \AA}$ , weiter für Kupfer  $1,8 \text{ \AA}$  und für Eisen  $1,44 \text{ \AA}$ , d. h. die halben Gitterkonstanten. Wenn  $\delta \ll 1$  ist, so kann dessen Bedeutung auch so ausgedrückt werden:  $\delta$  ist derjenige Bruchteil der berührten Atome, welche in einem Schleifkontakt mitgerissen und nicht wieder in dem Kontakt abgesetzt werden. Wenn  $\delta$  in oder über der Größenordnung 1 liegt, so bedeutet es, daß nicht nur berührte Atome, sondern mehr oder weniger oft ganze Körner aus den Kontaktgliedern herausgerissen werden.

### C. Prinzip der empirischen Reduktionsformeln.

Das verschlissene Volumen ist nicht nur abhängig vom Schleifweg  $s$ , sondern auch von der Kontaklast  $P$ , der Feuchtigkeit  $f$ , der Umfangsgeschwindigkeit (Schleifgeschwindigkeit)  $v$  und gegebenenfalls von der Stromstärke  $I$ . Auch eine Abhängigkeit von der Größe  $F$  der eingeschliffenen Fläche ist zu erwarten, in einem weiten  $\frac{P}{F}$ -Gebiet aber nicht vorhanden. Da nicht alle Messungen bei denselben Werten dieser Variablen gemacht werden können, werden sie miteinander vergleichbar, nur wenn die Möglichkeit besteht, sie auf gewählte Werte der Variablen zu reduzieren. Man muß also die Beziehung zwischen  $G$

<sup>1</sup> Kupfergraphit ist ein metallkeramisch behandeltes Kupfer-Graphit-Gemenge.

und den Variablen  $s$ ,  $P$ ,  $f$ ,  $v$ ,  $\mathbf{F}$  und  $I$  kennen, z. B. indem man sie durch Kurven dargestellt hat. Wir benutzen diese graphische Methode aber nicht, sondern stellen die Beziehung durch empirische Formeln dar. Wir versuchen, diese so einfach wie möglich zu halten; trotzdem werden die Formeln gelegentlich komplizierter (sie ändern sich sogar von einer Bürstensorte zur anderen), als dem Leser wohl angenehm sein mag. Aber mit einfacheren Formeln oder ohne Reduktionsmöglichkeit kommt man nicht aus, und die Formeln sind doch einfacher zu handhaben als die Scharen von Kurven, welche erforderlich wären, um die Abhängigkeit von den vielen Variablen darzustellen.

Bei der Gestaltung der Formeln wurde nach folgendem Prinzip verfahren. Wir haben zuerst möglichst in Übereinstimmung mit mittleren praktischen Umständen einen *Normalpunkt* im Koordinatensystem gewählt, nämlich  $P = 500 \text{ g}$ ; die relative Feuchtigkeit  $f = 0,5$ , entsprechend 50%;  $v = 10 \text{ m/s}$  und  $I = 10 \text{ A}$ .  $\mathbf{F}$  ist zunächst fortzulassen. An diesem Normalpunkt gemessen, möge sich je  $\text{km}$  Schleifweg der Verschleiß  $G_0$  ergeben. Der Einfluß eines anderen  $s$  und einer Änderung einer sonstigen Variablen, z. B.  $P$ , kann, wie die Messungen zeigen, in der folgenden Weise ausgedrückt werden:

$$G = G_0 s \frac{F(P)}{F(500)}. \quad (39,02)$$

Eine dritte Variable möge hierzu einen Faktor z. B.  $F_1(v)/F_1(10)$  ergeben. Dieser Faktor wird unter Umständen einem Zusatzglied zugeordnet. Auf alle Fälle ist mit Faktoren von dieser Art gewonnen, daß sie alle im Normalpunkt des Koordinatensystems  $P$ ,  $f$ ,  $v$ ,  $I$  gleich 1 werden. So nimmt  $F(P)/F(500)$  mit dem zum Normalpunkt gehörenden  $P = 500$  den Wert 1 an. Solche Koeffizienten wie  $G_0$  in (39,02) bedeuten also den *Verschleiß je km Schleifweg unter den Umständen des Normalpunktes*.

Manchmal genügt die folgende einfache Reduktionsformel:

$$G = M s \frac{P}{500} + A s \frac{I}{10}. \quad (39,03)$$

$A$  bedeutet den Zusatzverschleiß je  $\text{km}$  im strombeschickten Kontakt bei  $10 \text{ A}$ . Die Gl. (39,03) ist nur bei verhältnismäßig kleiner Kontaktlast zu benutzen. Erreicht  $P$  solche Höhen wie 40 bis 50  $\text{kg}$  oder mehr, so wird die Abnutzung proportional zu  $P^2$  \*.

Mit dem Einfluß der Größe der eingeschliffenen Fläche  $\mathbf{F}$  auf den Verschleiß hat es folgende Bewandnis. Solange  $\mathbf{F}$  so klein ist, daß  $P/\mathbf{F} > 350 \text{ g/cm}^2$  ist, bleibt der Verschleiß von  $\mathbf{F}$  unabhängig. Sicherlich ist diese Tatsache mit der bekannten Unabhängigkeit der wirklichen Berührungsfläche eines frischen Plattenkontaktes von der scheinbaren Berührungsfläche (siehe § 14) aufs engste verbunden. Wenn

\* Siehe W. BONDI.

aber  $\mathbf{F}$  eine gewisse Grenze überschreitet, so daß nun  $P/\mathbf{F} < 350 \text{ g/cm}^2$  ist, so wird der Verschleiß bald sehr klein, z. B. um eine Zehnerpotenz oder mehr kleiner als sonst gemäß der Gleichungen der Art (39,03) berechnet wird. Es ist wohl zu vermuten, daß die große eingeschliffene Fläche es dem Kontakt ermöglicht, elastisch die wirkliche Berührungsfläche zu vergrößern, so daß der Kontaktdruck verhältnismäßig klein wird. Gewisse schmierende Häute können sich im Kontakt halten; ob sie wäbrig oder fettartig sind, ist noch nicht festgestellt worden; vielleicht schmieren sie sogar hydrodynamisch, denn die Gleitgeschwindigkeit darf erfahrungsgemäß nicht zu klein sein. Auf alle Fälle scheinen die Häute gegen den Verschleiß recht effektiv zu schützen.

Da es eine große Erleichterung für die Messungen bedeutet, wenn  $\mathbf{F}$  aus der Rechnung fortgelassen werden darf — nur dadurch wird die oben erwähnte Facettenmethode der Abnutzungsmessung berechtigt —, so haben wir es empfohlen, die Prüfungen der Bürstensorten soweit wie möglich in das Gebiet mit  $P/\mathbf{F} > 350 \text{ g/cm}^2$  zu verlegen.

#### D. Der mechanische Verschleiß ohne Strom.

In gewissem Ausmaß besteht eine Parallellität zwischen Abnutzung und Reibung. Wo sich während der Bewegung metallische Oberflächenteile treffen, wirken ja so starke Haftkräfte, daß von Kaltverschweißung gesprochen werden kann<sup>1</sup>; die Abnutzung wird groß und ebenso die Reibung. Vereiteln indessen feste oder weiche Fremdhäute die metallische Berührung, dann wird sowohl die Reibung wie die Abnutzung kleiner. Während aber der Verschleiß gegen Null tendieren kann, endet die Reibungszahl  $\mu$  bald in einem unteren endlichen Gebiet, um  $\mu = 0,2$  herum, zu dem sehr ungleiche Abnutzungen gehören können. Im Gebiet der kleinen Reibung ist also die Parallellität ganz verlorengegangen.

Die in die Tafel (39,04) eingetragenen Beispiele geben allerhand Auskunft über Abnutzungen in Anwesenheit von Luft. Der mechanische Verschleiß von rein metallischen Kontakten im Vakuum ist nicht gemessen worden. Er dürfte wohl zwischen den eingetragenen Abnutzungen des Eisen- und Platinkontaktes in trockener Luft liegen.

<sup>1</sup> Ein lehrreiches Beispiel für die Bedeutung der metallischen Berührung geben neuzeitliche Untersuchungen von W. DAWIHL [2] über den Verschleiß an Drehwerkzeug aus Widia. Man unterscheidet bekanntlich die Abnutzung auf der Freiwinkelfläche, d. h. die Stumpfung und die Abnutzung auf der Spanablauffläche, die Kolkung genannt. Die erste ist wohl weitgehend eine Art Schlagverschleiß, während die letzte wesentlich auf metallischem Haften beruht. Sie wird je Einheitslänge des Spanes in dem Maße groß, wie frische unoxydierte Spanflächen gegen die Spanablauffläche schleifen. Eine Widia-Art mit relativ schlechter Wärmeleitung ist trotz anderer Vorteile hinsichtlich des Verschleißes gelegentlich benachteiligt, wohl weil die Reibungswärme die Erweichungstemperatur herbeiführt. Vgl. § 24.

Tafel (39,04). Abnutzung in verschiedenen Schleifkontakten ohne Strom<sup>1</sup>.

Nr.	Kontaktart	$P/F$ g/cm <sup>2</sup>	Verschleiß $M$ je km unter Nor- malumständen $10^{-6}$ cm <sup>3</sup>	Verschlossene Atom- schichten	Bemerkungen	Beobachter
1	Eisen gegen Eisen	—	30000	800	in trockener Luft bei Zimmer- temperatur	HOLM u. Mit- arbeiter [28]
2	Eisen gegen Eisen	—	90000	—	bei 200° C	„
3	Eisen gegen Eisen	—	200	5	in feuchter Luft	„
4	Eisen gegen Eisen	—	5,5	0,15	mit Epilamen	HOLM [32]
5	Eisen gegen Weißmetall	—	180 2000	3 35	in trockener Luft	„
6	Eisen gegen Weißmetall	—	40 2000	1 35	in feuchter Luft	„
7	Gußeisen ge- gen Gußeisen	—	300	—	Rollen mit Schlupf	BONDI
8	Platin gegen Platin	—	5400	100	in trockener Luft	FL
9	Platin gegen Platin	—	20Q	—	in feuchter Luft	„
10	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> gegen Hartmetall	—	5000 > $M$ > 100	—	—	MAUKSCH u. BUDILOFF
11	WoodsMetall geg. Kampfer	—	35000	—	—	BOWDEN u. HUGHES [2]
12	Elektrogra- phit gegen Kupferring	> 350	0,4	0,002	unabhängig von $F$	HOLM u. Mit- arbeiter [28]
13	Elektrogra- phit gegen Kupferring	< 300	0,1 ··· 0,01	—	nimmt mit $P/F$ ab	„
14	dabei am Kupferring	> 350	0,04	0,0004	—	„
15	Metallgraphit- bürste gegen Kupferring	—	10	0,1	—	„
16	dabei am Kupferring	—	10	0,1	—	„
17	Graphit ge- gen Graphit	—	0,01	0,00004	—	„

*Bemerkungen zur Tafel (39,04).*

Nr. 1 bis 4: Eisen gegen Eisen gemäß der Abb. (39,05). Die Reibung geschah intermittierend mit einigen bis zu hundert schleifenden Stößen je Minute. Zwischen zwei Stößen war der Kontakt offen. Man beachte den Einfluß des Wasserdampfes. Große Feuchtigkeit setzt den Ver-

<sup>1</sup>  $F$  bedeutet hier die eingeschliffene Fläche einer Bürste in cm<sup>2</sup>.

schleiß herab, namentlich bei langsamem Lauf. Überraschenderweise zeigte sich bei gegebener Stoßfrequenz eine ziemlich scharfe Grenze zwischen den Feuchtigkeitsgebieten mit kleinem und großem Verschleiß. Bei 200 U/min lag die Grenze bei  $f = 0,67$ , bei 2 U/min lag sie bei  $f = 0,4$ .

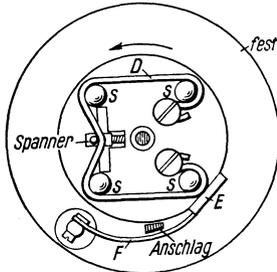


Abb. 39,05. Apparat für gewisse Verschleißuntersuchungen. Ein Metalldraht  $D$  ist um die an einer Kreisscheibe befestigten Stahlstifte  $ss$  straff gespannt. Bei der Drehung der Scheibe schleifen in kurzen Stößen die gebogenen Stellen des Drahtes gegen die Kontaktplatte  $E$ , welche auch aus zu untersuchendem Metall besteht. Die Feder  $F$  erzeugt die Kontaktklast.

Diese Wanderung der Feuchtigkeitsgrenze erklärt sich dadurch, daß die schmierende Wasserhaut sich um so leichter (also schon bei kleinerem Feuchtigkeitsgehalt der Luft) erholen kann, je längere Zeit zwischen zwei Berührungen Draht gegen Kontaktplatte vergeht.

Nr. 5 und 6: Anordnung nach Abbildung (39,05), jetzt aber mit Eisendraht und einer Platte aus Weißmetall WM 80. Die Feuchtigkeit hat auch hier einen großen Einfluß, aber nur auf den Verschleiß des Eisens.

Nr. 7: Gußeisen gegen Gußeisen. Hier bedeutet  $s$  für die Gl. (39,03) den gesamten Schlupfweg. Der Berechnung liegen die horizontalen Kurventeile der BONDISCHEN Abb. 89 und 90 zugrunde.

Nr. 8 und 9: Platin gegen Platin, Anordnung nach (39,05). Pt zeigt viel weniger Verschleiß als Fe unter gleichen Umständen. Es liegt nahe, den Grund des Unterschiedes in dem Umstand zu vermuten, daß Pt im Gegensatz zu Fe edel ist und nicht der Reibungsoxydation unterliegt. Wenn Pt und Fe im Vakuum beide etwa  $M = 5400$  ergäben, so wäre die Vermutung bewiesen. Leider sind bisher keine Verschleißmessungen im Hochvakuum ausgeführt worden.

Nr. 10:  $Al_2O_3$  gegen Hartmetall. Es handelt sich um die Abnutzung verschiedener Eloxalschichten auf Al-Blechen.

Nr. 11: Woods Metall gegen Kampfer. Das Beispiel ist der obigen Tafel (35,06) entnommen.

Nr. 12 bis 17: Alle Daten sind der angeführten Arbeit HOLM u. Mitarb. [28] entnommen [Apparat gemäß Abb. (39,01)] und auf über lange Zeit eingeschliffene Kontakte bezogen. Neue Kontakte verschleifen mit einer mehrfach größeren Geschwindigkeit als eingeschliffene. Einige Berechnungen sind mit genaueren Formeln als (39,03) durchgeführt worden, worüber die Originalarbeit Auskunft gibt. So bewährt sich z. B. für eine Elektrographitbürste der Marke E 149 der Siemens-Planiawerke gegen einen Ring oder Kollektor aus Kupfer für den „stromlosen“ Verschleiß die Gleichung:

$$G = Ms \cdot \frac{P + 1,7 P^2}{0,925} \frac{1,05 - f^2}{0,8} \frac{1 + \frac{v}{2}}{6}, \quad (39,06)$$

aber nur, wenn der sog. spezifische Druck  $P/F > 350 \text{ g/cm}^2$  ist. In diesem Gebiet ist der Verschleiß ganz unabhängig von  $F$ , aber unterhalb  $P/F = 350 \text{ g/cm}^2$  tritt, wie die Tafel andeutet, in sehr gut eingeschliffenen Kontakten eine Abhängigkeit von  $F$  ein gleichzeitig damit, daß  $M$  überhaupt sehr klein wird.

Es ist wichtig, bei der Benutzung der Formeln (39,02), (39,03) und (39,06) darauf zu achten, daß die *gesamte* wirklich vorhandene Kontaktlast  $P$  eingesetzt wird. Zwischen Bürste und Ring kann nämlich eine Luftstauung oder gelegentlich eine Saugwirkung entstehen und diese müssen von  $P$  ab- bzw. hinzugerechnet werden. Es ist angebracht, für Messungen die Bürste zu schlitzen, so daß die Einschleifflächen nicht länger als 4 bis 5 mm zusammenhängend werden; dann fällt die Druck- oder Saugerscheinung weg. Die Stauung kommt offenbar in folgender Weise zustande. An der auflaufenden Bürstenkante wird Luft von dem Ring unter die Bürste geschoben, und an der ablaufenden Kante wird Luft hinausbefördert. Nun verstopfen Verschleißteilchen die zwischen den einzelnen Berührungsflächen befindlichen Poren oder Kanäle, besonders in der Nähe der ablaufenden Kante. Sie erschweren den Luftaustritt und bedingen also eine Luftstauung. Dreht man die Umlaufrichtung um, so entsteht ein entsprechender Unterdruck, der allerdings in dem Maße abklingt, wie die Verschleißteilchen nach hinten wandern<sup>1</sup>.

Die Formel (39,06) und ähnliche Formeln für andere Bürstentypen gelten nur in einem gewissen, freilich großen Bereich der Variablen, über dessen Grenzen jetzt etwas gesagt werden soll. Wir haben oben die untere Grenze von  $P/F$  schon erwähnt. Auch für  $v$  gilt eine untere Grenze, die etwas unterhalb 1 m/s liegt. Praktisch störend ist der Grenzfall weitestgehender und andauernder Trockenheit<sup>2</sup>, bei der auch die letzten Wasserhäute verdunsten. In diesem Fall kann die Abnutzung so gesteigert werden, als wenn in der Formel (39,06) die Größe  $1,05 - f^2$  durch 50 ersetzt wäre.

Wir haben schon gesehen, daß eine evtl. wäßrige Schmierhaut die Ursache dafür sein kann, daß der Verschleiß unterhalb einer gewissen  $P/F$ -Grenze und oberhalb einer gewissen  $v$ -Grenze besonders klein wird. Jetzt haben wir einen neuen Einfluß der Feuchtigkeit kennengelernt, mit dem es vermutlich die folgende Bewandnis hat. Im eingeschliffenen Kontakt gegen Graphit sind beide Kontaktflächen, besonders diejenige des Graphites, mit Graphitschuppen bedeckt, welche

<sup>1</sup> Die obige Erklärung der Stau- und Saugwirkung enthält nicht das Wort hydrodynamische Reibung. Dem aufmerksamen Leser ist es vielleicht doch nicht entgangen, daß es sich um ein ähnliches Mitreißen und Hineinpressen eines Fluidums in die Enge, wo der Staudruck entsteht, handelt, wie wir es schon kennengelernt haben, als die Tragkraft des Schmiermittels in § 32 besprochen wurde. Nur ist hier die Luft, dort die Schmierflüssigkeit das Fluidum, und die jetzt wirkenden, sich verjüngenden Kanäle zwischen Bürste und Ring entsprechen der keilförmigen Verjüngung zwischen dem Lager und dem etwas exzentrisch liegenden Zapfen.

<sup>2</sup> Siehe B. J. W. DOBSON, sowie R. HOLM u. Mitarb. [28], Ende § 5.

$$G = M \cdot \frac{s}{\text{km}} \cdot \frac{\varphi_1(P)}{\varphi_1(0,5 \text{ kg})} \cdot \frac{\varphi_2(f)}{\varphi_2(0,5)} \cdot \frac{\varphi_3(v)}{\varphi_3(10 \text{ m/s})} +$$

Beobachter	Bürstensorte	Mechanischer Verschleiß $M$ je km unter Normalumständen $10^{-6} \text{ cm}^3$	$\varphi_1(P)$	$\varphi_2(f)$
1. Elektrographitbürsten gegen				
FL . . . . .	E 149 und E 149 NJ	0,32	$P + 1,7 P^2$	$1,05 - f^2$
	Dieselben in $\text{H}_2$ und $\text{N}_2$	0,025 . . . 0,2		
FL . . . . .	E 147	0,4	$P + 0,7 P^2$	$1,05 - f^2$
FL . . . . .	H 7 B	0,8	$P$	$1,05 - f^2$
BAKER <sup>2</sup> . . .	Elektrographit in Luft	(0,5)	$(P + P^2)$	(1)
BAKER <sup>2</sup> . . .	Elektrographit in $\text{H}_2$	(0,1)		
BAKER <sup>2</sup> . . .	Elektrographit in $\text{O}_2$			
HESSLER <sup>3</sup> . .	Elektrographit	0,4	$(P)$	(1)
2. Elektrographitbürste				
FL . . . . .	E 149	0,01 . . . 0,05	$P$	—
3. Harte Bürsten gegen				
FL . . . . .	K III	1,65	$P + 0,5 P^2$	$1,05 - f^2$
4. Metallgraphitbürsten gegen				
FL . . . . .	M 510	10,0	$P$	$1 - 0,75 \sqrt{f}$
	M 510 in $\text{H}_2$	7,0	$P^2$	$1 - 0,36 f$
	M 510 <sup>4</sup>	$4,5 \pm 1,0$	$(P)$	—
HESSLER <sup>3</sup> . .	Metallgraphit	13,0	$(P)$	(1)
SCHRÖTER <sup>5</sup> und FL	EN 10	6,5	$(P)$	—

<sup>1</sup>  $\varphi_2$  macht also im Punkte  $f = 0$  einen Sprung aus seinem sonstigen Verlaufe heraus.

<sup>2</sup> R. M. BAKER und G. W. HEWITT [4], besonders Abb. 2.

<sup>3</sup> V. P. HESSLER [1], [2] und [3].

<sup>4</sup> Die Metallgraphitbürste lief hier gegen einen Stahlring.

<sup>5</sup> Unveröffentlichte Messungen.

(39, 07).

$$+ A \cdot \frac{s}{\text{km}} \cdot \left(\frac{v}{10 \text{ m/s}}\right)^{-\alpha} \cdot \left(\frac{P}{0,5 \text{ kg}}\right)^{\beta} \cdot \left(\frac{I}{10 \text{ A}}\right)^{\gamma} \cdot \frac{\psi(f)}{\psi(0,5)} \quad 10^{-6} \text{ cm}^3 \quad *$$

$\varphi_2(f)$ <sup>1</sup> für $f=0$	$\varphi_3(v)$	Polung der Bürste	Zusatzverschleiß $A$ je km infolge des Stromes $10^{-6} \text{ cm}^3$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\psi(f)$
---	----------------	-------------------------	--	----------	---------	----------	-----------

Cu-Ring oder Kollektor.

50	$1 + \frac{v}{2}$	—	0,75	1	1	1	1
		+	< 0	—	—	—	—
		—	0,65	—	—	—	—
50	$1 + \frac{v}{4}$	—	0,5	1	1	0,5	$\sqrt{f + 0,05}$
		+	(0)	—	—	—	—
		—	2,0	(0)	1	0,5	$> f$
50	$1 + \frac{v}{12}$	—	(-0,4)	—	—	—	—
		+	5,0	(1)	(0,5)	(1)	(1)
		—	1,5	—	—	—	—
		+	0,2	(1)	(0,5)	(1)	(1)
		—	0	—	—	—	—
		+	100 mal mehr als in Luft	—	—	—	—
(1)	—	—	2,0	(0,5)	(0)	(1)	(f + 0,05)
		+	< 0	—	—	—	—

gegen Elektrographitring.

—	—	±	0,06	(1)	—	(1)	—
---	---	---	------	-----	---	-----	---

Cu-Ring oder Kollektor.

60	1	—	1,3	0	1	0,5	(1)
		+	< 0	—	—	—	—

Cu-Ring oder Kollektor.

8	(1)	—	< 0	—	—	—	—
		+	9,0	(0)	1	0,8	$1 - 0,8\sqrt{f}$
—	(1)	—	(1,5)	—	—	—	—
		—	$4,5 \pm 1,0$	—	(1)	(1)	—
—	—	—	0	—	—	—	—
		+	12,0	0	(1)	1	—
—	—	—	0	—	—	—	—
		+	3,5	0	1	1	—

\* Der Faktor  $\left(\frac{v}{10 \text{ m/s}}\right)^{-\alpha}$  hinter  $A$  verdient eine besondere Beachtung. Wenn nämlich sein Exponent  $\alpha = 1$  ist, so wird aus  $s = vt$  das  $v$  entfernt, so daß nur  $t$  zurückbleibt; d. h. die Zeit und nicht der Weg wird dann für den Zusatzverschleiß infolge des Stromes verantwortlich.

in der Schleifebene orientiert sind. Die Haftkräfte, welche die Schuppen an ihre Unterlage binden, sind offenbar unter normalen Umständen stärker als die über die Gleitfläche greifenden Haftkräfte, welche sich in der Reibung offenbaren. In großer Feuchtigkeit scheint diese Beziehung aber verloren zu gehen. Die Schuppen haften nicht mehr so fest an ihrer Unterlage, und der Verschleiß wird groß. Es scheint also, daß die Schuppen durch Wasser als Kittmittel aneinander gebunden sind. Sobald nun gewisse Graphitschuppen ihre feste Orientierung verlieren, geraten sie leicht mehr oder weniger hochkant und kratzen.

Mit Paraffin getränkte Bürsten verhalten sich in der Trockenheit günstiger als nicht getränkte.

Metallgraphitbürsten vergrößern auch ihren Verschleiß in der Trockenheit, absolut genommen etwas mehr als die Elektrographitbürsten, prozentual vom normalen Verschleiß aber weniger.

#### E. Der Verschleiß im stromführenden aber nicht funkenden Kontakt.

Wird der *Bürstenkontakt mit Strom beschickt*, ohne daß Funken auftreten, so nimmt die Abnutzung nicht unbedingt zu, sondern es kann von der Stromrichtung abhängen, ob sie zu- oder abnimmt, und dies gilt sowohl für den Verschleiß am Ring als auch für den Verschleiß an der Bürste, welche sich in demselben Sinne ändern, wenn auch nicht proportional zueinander. Verschleiß vermehrend ist unter einer Elektrographitbürste immer die Stromrichtung vom Ring zur Bürste, also bei negativer Bürste, und unter einer Metallgraphitbürste<sup>1</sup> die umgekehrte Richtung. Der entgegengesetzte Strom kann, wie gesagt, eine Verminderung des Verschleißes herbeiführen. Die Ursache dieses Verhaltens ist nicht näher erforscht. Nur soviel ist klar, es kommt auf eine Formierung der Fremdhäute des Ringes an, wie stark die Abnutzung wird. Laufen zwei Bürsten in derselben Bahn, so wird die Spur von beiden formiert und die Abnutzungen gleichen sich gegenseitig an<sup>2</sup>. Von HOLM und Mitarb. [28] ist die Vermutung ausgesprochen, daß die Kontaktspannung oder vielleicht eigentlich der Strom je nach seiner Richtung gewisse Schmierhautmoleküle günstig oder ungünstig für ihre Haftfähigkeit ausrichtet oder polarisiert. Den Verschleißverfahren gemäß müßte also die günstige Polarisationsrichtung der Schmiermoleküle unter dem Kupfergraphit anders als unter dem Elektrographit sein. Der Grund dafür müßte in der Brünierungsschicht liegen, die zwar in beiden Fällen verschieden aussieht, aber doch nicht so untersucht wurde, daß hier von einer wirklichen Erklärung gesprochen werden kann. Die aufzustellende Theorie muß auch berücksichtigen, daß der Verschleiß sowohl mit wie ohne Strom in Abwesenheit von Sauerstoff und besonders in einer Wasserstoffatmosphäre sehr klein ausfällt; es sieht so aus, als ob eine Oxydation die Haftfähigkeit des hier schmierenden Stoffes herabsetzen würde.

<sup>1</sup> Gegen Cu-Ring.

<sup>2</sup> V. P. HESSLER [2] und HOLM u. Mitarb. [28], § 5.

Eine Übersicht über eine Anzahl Verschleißmessungen an verschiedenen Bürsten gewährt die Tafel (39,07), welche der erwähnten Arbeit HOLM u. Mitarb. [28] entnommen wurde. Sie ist nur durch einige weitere Meßreihen ergänzt worden. Die rechte, den Verschleißkoeffizienten  $A$  mit zugeordneten Exponenten betreffende Hälfte der Tafel (39,07) ist gültig für beliebige Variabelwerte, während der Bereich der Variablen der linken,  $M$  betreffenden Hälfte, wie schon hervorgehoben, begrenzt ist durch  $P/F > 350 \text{ g/cm}^2$ ,  $v > 0,8 \text{ m/s}$ . Bei äußerster Trockenheit,  $f \equiv 0$ , wird  $M$  so groß, daß  $A$  daneben seine Bedeutung verliert. Die Angaben der Tafel gelten zunächst für Bürsten, welche in ihrer Spur allein laufen. Wenn zwei verschieden strombelastete Bürsten in derselben Bahn laufen, so nähern sich, wie gesagt, ihre Verschleiße gegenseitig an mit einem Übergewicht des größeren Verschleißes. Die Abnutzung des Ringes gestaltet sich in Übereinstimmung mit der Einstellung des Bürstenverschleißes, vgl. Tafel (39,04).

Die *Abnutzung des Ringes* verteilt sich auf den ganzen Umfang und wird schon dadurch unbedeutend. Es kommt hinzu, daß das ganze verschlissene Volumen meistens kleiner als das an der Bürste ist, ganz besonders im Falle der Elektrographitbürste. Man kann den Sachverhalt so ausdrücken: Die Bürste verschleißt und sucht sich der Ringoberfläche anzupassen; die Ringoberfläche ändert aber wenig an ihrer eigenen Welligkeit, welche für die Größe der Berührungsfläche bestimmend bleibt. Hierdurch erklärt sich, daß auch der eingeschliffene Kontakt Bürste—Ring derart kleine augenblickliche Berührungsflächen hat, wie uns schon § 16 gelehrt hat.

#### § 40. Der Verschleiß bei funkender Bürste.

Wie andere Entladungen erzeugen auch die Funken eine sog. Elektrodenzerstäubung. Es ist zu erwarten, daß sie dabei die Oberflächen aufrauen, so daß infolgedessen der mechanische Verschleiß vergrößert wird. Aber in welchem Umfang die Abnutzung sich auf diese beiden Vorgänge Zerstäubung und Verschleiß nach Aufrauhung verteilt, war nicht klar vorauszusehen. Messungen sind nur im FL ausgeführt worden<sup>1</sup>. Sie haben gezeigt, daß die Elektrodenzerstäubung die Hauptrolle spielt, sobald die Funken einigermaßen kräftig werden. Wir werden in Kapitel III die Elektrodenzerstäubung im Lichtbogen ausführlich schildern — die hier in Frage kommenden Funken haben nämlich Bogencharakter —, und aus dem Kapitel III nehmen wir die folgende Erkenntnis vorweg: Die Zerstäubung im Bogen beruht auf einer Art Verdampfung, und die verdampfte Menge ist der durch den betreffenden Bogen geflossenen Elektrizitätsmenge proportional. Nun schlägt sich immer ein Teil des Dampfes wieder auf die Elektroden

<sup>1</sup> R. HOLM, H. P. FINK, F. GÜLDENPFENNIG und H. KÖRNER [28].

nieder, so daß der schließliche *Stoffverlust*  $G$  einer Elektrode die *Differenz* zwischen einer Verdampfung und einem Niederschlag darstellt. Der Niederschlag auf der Bürste fällt wenig ins Gewicht, und darauf dürfte es beruhen, daß die Abnutzung  $G$  der Bürste bei einigermaßen kräftigen Funken durchaus der durch diese geflossenen gesamten Elektrizitäts-

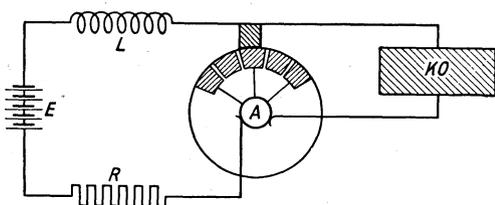


Abb. 40,01. Vorrichtung zur Untersuchung des Bürstenfunken auf einem Kollektor.

menge  $Q = \sum q$  proportional ist, wo  $q$  die mittlere Elektrizitätsmenge je Einzelbogen bedeutet. Der Ring erleidet auch einen Verschleiß, aber dessen Gesetzmäßigkeit erscheint nicht so klar. Da wirken offenbar die Elementarvorgänge, Verdampfung und

mechanische Abnutzung, in der einen Richtung und Niederschlag in der anderen ähnlich stark, und die Differenzen können untereinander sehr verschieden ausfallen. Gerade die erwähnte Proportionalität zwischen dem Bürstenverschleiß und  $Q$  bildet einen wichtigen Grund für die Behauptung, daß die Verdampfung in der Abnutzung der Bürste weit überwiegt. Einen zweiten Grund geben Schätzungen an Hand der Tafel (40,06).

$Q$  muß an Hand von Oszillogrammen berechnet werden. Spannungsozillogramme sollen zeigen, wann und wie lange die Bögen gebrannt haben. Die währenddessen geflossene Elektrizitätsmenge muß entweder mit Hilfe von Stromoszillogrammen oder so wie bei HOLM u. Mitarb. [28] durch die Schaltung berücksichtigende Berechnungen ermittelt werden. Die Lebensdauer der Bögen ist sehr klein, von der Größenordnung  $10^{-4}$  s, und ihr Verlauf konnte nur mit dem Kathodenstrahloszillographen verfolgt werden. Die Abb. (40,02) zeigt ein Kathodenstrahloszillogramm aus HOLM u. Mitarb. [28]. Zu dessen Verständnis muß angeführt werden: Die untersuchte Bürste lief auf einer Art Kollektor, der durch die Abb. (40,01) veranschaulicht wird. Jede zweite Lamelle des Kollektors war mit der Achse  $A$  verbunden; die übrigen Lamellen waren isoliert.  $KO$  bedeutet einen Kathodenstrahloszillographen, welcher die Spannung als Ordinate zu der Zeit als Abszisse aufzeichnete. In dem besonderen Beispiel der Abb. (40,02) enthielt der Stromkreis eine Induktivität  $L$ , welche in der Hauptsache die Energie und die Spannung für den Bogen lieferte, denn die EMK  $E$  war so klein gewählt (8 V), daß sie selbst für die Bogen-spannung nicht ausreichte. Diese 8 V treten am Oszillogramm in Erscheinung, wenn die Bürste einen Sprung macht und also stromlos schwebt, oder wenn sie auf einer isolierten Lamelle gleitet; der Strich läuft dann ungefähr 4,7 mm, 8 V entsprechend, über der Nulllinie (in der Höhe des Zeitpfeiles). Die tiefer liegenden Strichteile  $c$  befinden

sich nur etwa 0,7 mm über der Nulllinie. Sie messen so die Kontaktspannung von rund 1 V. Auf dem Diagramm sind drei Bogenzündungen registriert, bei *a* und *d* infolge des Abspringens der Bürste vom Ring und bei *e* infolge des Ableitens auf eine isolierte Lamelle. Das erste Mal löscht der Bogen sehr bald, wonach die Bürste noch etwas schwebend bleibt, *b* auf (40,02). Bei *d* brennt der Bogen, bis die Bürste wieder Kontakt macht. Bei *A* löscht der letzte Bogen, wonach die übrigbleibende Induktionsenergie ausschwingt. Die mittlere Brenndauer war rund  $8 \cdot 10^{-5}$  s und die jeweils durchgeflossene Elektrizitäts-

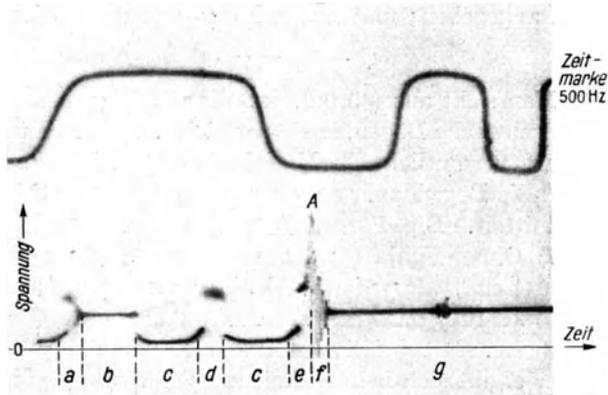


Abb. 40,02. Kathodenstrahl-Oszillogramm von Bürstenfunken: *a* Bürste funkt, *b* Bürste schwebt, *c* Bürste berührt eine stromführende Lamelle, *d* Bürstensprung mit Bogen, *e* Bürste funkt beim Ablauf von einer stromführenden Lamelle, *f* übriggebliebene Induktionsenergie schwingt aus, *g* Bürste auf isolierter Lamelle.

menge  $q$  etwa  $3 \cdot 10^{-4}$  C. In anderen Beispielen waren EMK und Stromstärke groß genug, um den Bogen immer während der ganzen Schwebzeit der Bürste brennend zu halten.

Das gesamte  $Q$  für eine gewisse Beobachtungszeit ergibt sich durch Summation der Einzelbeträge  $Q = \Sigma q$ . Der zugehörige Stoffverlust  $G$  berechnet sich nach der Gleichung:

$$G = \gamma \cdot Q^*, \quad (40,03)$$

wo  $\gamma$  einigermaßen als Materialkonstante gelten kann.

Eine Übersicht über die Meßresultate liefern die Tafeln (40,06) und (40,07). Die Tafel (40,06) stellt einen Auszug aus der Tafel (12a) bei HOLM u. Mitarb. [28] dar; freilich ist sie gegen diese vereinfacht und etwas ergänzt. Sie soll die Art der Einzelmessungen angeben und zeigen, wieweit bei solchen die  $\gamma$ -Werte auseinanderfallen. Eingeklammerte Zahlen gehören zu Versuchen mit sehr kurzlebigen, bezüglichlicher-

\* Man beachte, daß hier, mit  $G$  in  $10^{-6}$  cm<sup>3</sup> und  $Q$  in C,  $\gamma$  denselben Betrag wie  $10^3 \cdot I'$  bei HOLM u. Mitarb. [28] hat.

weise stromschwachen Bögen, von denen man nicht mehr erwarten kann, daß sie der Verdampfung das Übergewicht im Verschleiß geben.

Bei HOLM u. Mitarb. [28] wurde kein Versuch gemacht, die *mechanische Abnutzung während des Funkens* zu berechnen, aber die letzte Spalte  $\gamma_1$  in (40,06) stellt das Resultat eines solchen Versuches dar. Es ist die Annahme gemacht worden, daß der mechanische Verschleiß  $G_m$  geschätzt werden kann als

$$G_m = 10 s \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3. \quad (40,04)$$

Wie die Kilometerzahl  $s$  zu berechnen ist, wird bei HOLM u. Mitarb. [28] Anfang § 12 angegeben; und nun wird  $\gamma_1$  aus der Gleichung:

$$G - G_m = \gamma_1 \cdot Q \quad (40,05)$$

berechnet. Man sieht aus (40,06), daß die Größe  $\gamma_1$  besser als  $\gamma$ , nämlich auch für schwache Bögen, konstant bleibt. Die noch übrigbleibende Streuung darf vermutlich als Unsicherheit der Messungen gedeutet werden, denn die Bogendauer wurde nur durch seltene Stichproben mit dem KO ermittelt. Die Formel (40,04) erhält hiermit eine gewisse Bestätigung. Ohne Funken wäre unter sonst gleichen Umständen  $G_m \approx 2,5 s \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$ , also viermal kleiner als nach (40,04) gewesen. Der Faktor 4 kennzeichnet hier die Aufrauhung unter der funkenden negativen Bürste. Mit positiver Bürste streuen die  $\gamma$ -Werte sowieso wenig, und es ergibt sich kein Anhalt zur Schätzung des mechanischen Verschleißes.

Tafel (40,06). Funkende Kohlebürsten auf Cu-Kollektor.

Hier bedeutet  $L$  die Induktivität und  $R$  den OHMSchen Widerstand des Schaltkreises,  $P$  die Kontaklast,  $v$  die Schleifgeschwindigkeit,  $T_m$  die mittlere Bogendauer,  $q_m$  die je  $T_m$  durch den Bogen geflossene Elektrizitätsmenge und  $n$  die mittlere Anzahl Funken je m Umlaufweg.

Nr.	EMK V	$L$ $10^{-4}$ H	$R$ $\Omega$	$P$ g	$v$ m/s	$n$	$T_m$ ms	$q_m$ $10^{-4}$ C	$\gamma$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	$\gamma_1$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$
Elektrographitbürste negativ.										
1	8,8	12	2,2	460	21	60	0,1	2,7	7	6
2	8,1	12	2,2	360	6	14	0,17	3,2	18	16
3	103	12	60,5	360	16	37	0,18	2,4	17	16
4	110	12	134	460	22	51	0,1	0,07	(22)	19
5	7,6	4,47	1,14	360	23	51	0,08	3,2	8	7
6	8,0	4,47	5,9	350	25	25	0,02	0,15	(45)	11
Mittel:									19	13
Elektrographitbürste positiv.										
7	7,9	12	2,2	460	23	39	0,11	2,7	3	—
8	108	12	60,5	460	23	46	0,11	1,8	3	—
9	112	12	138	460	23	59	0,12	0,8	5	—
10	7,7	4,47	1,14	350	23	25	0,11	4,7	3	—
11	8,3	4,47	5,9	350	25	36	0,03	0,27	4	—
Mittel:									3,5	—

Tafel (40,07).  
 $\gamma$ -Werte für den Verschleiß infolge Funkens.  $\gamma$  in  $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$ .

Kontaktart	Elektrographit	Polung	Kupfer	Polung	Metallgraphit	Polung	Kupfer	Polung
	Abhebekontakt . . .	16	—	0,2	+	4,4	—	4
Schleifkontakt . . .	13	—	1	+	6,5	—	0,05	+
Abhebekontakt . . .	5,8	+	0,15	—	4,7	+	2,5	—
Schleifkontakt . . .	3,5	+	—	—	4,7	+	0,1	—

Diese Tafel (40,07) ist auch HOLM u. Mitarb. [28] entnommen. Sie hat nur in Anlehnung an (40,06) eine kleine Korrektur erhalten. Es wird mit Abhebekontakten verglichen, nämlich mit Stoffgrobwanderungsversuchen von derselben Art, wie sie in § 53 geschildert werden. Mit Abhebe- und Schleifkontakten haben sich für die Bürste ziemlich übereinstimmende  $\gamma$ -Werte ergeben. Von der Abnutzung des Kupfers ist wegen des störenden Niederschlages keine deutliche Gesetzmäßigkeit zu erwarten. Die genannte Übereinstimmung beruht natürlich darauf, daß der Bogen die Elektroden in etwa demselben Maße angreift, fast unabhängig davon, ob bei der Kontaktlösung nur eine Abhebung oder auch noch eine Vorwärtsbewegung stattfindet.

**§ 41. Die Kontakte der Stromabnehmer für den elektrischen Bahnbetrieb.**

Die Stromabnahme vom Fahrdraht geschieht über einen Schleifkontakt. Zwar sind noch vielerorts Rollen in Verwendung; solche haben sich aber nur dann bewährt, wenn sie so gebremst waren, daß sie sich mit einem ziemlichen Schlupf bewegten. Man geht heutzutage immer mehr zu Schleifbügeln über, und zwar zu einem Gleitkontakt aus Kohle, bei dem jegliche Schmierung des Fahrdrahtes entbehrlich wird. Der Schleifkontakt schleift sich gut glatt, auch wenn er zuweilen einen Lichtbogen erlebt.

Wenn der Abnehmer springt, so zwingt sich der Strom mittels eines Lichtbogens durch den Kontaktpalt. Dieser Bogen rauht sowohl Fahrdraht wie Abnehmer auf, wodurch nachher der mechanische Verschleiß vorübergehend verändert wird. Ins einzelne gehende Untersuchungen fehlen noch, und wir begnügen uns damit, durch ein paar numerische Beispiele die Größenordnung des Effektes zu demonstrieren. Um dabei zu einem Vergleich mit der Tafel (39,07) zu gelangen, ist eine Reduktionsformel erforderlich. Wir bilden uns eine solche nach dem Muster von (39,03) und mit Berücksichtigung einer mittleren  $\varphi_1(P)$ -Funktion gemäß der Tafel (39,07). Wir schreiben:

$$G = Ms \left( \frac{P}{0,5} \right)^{1,5} + (\text{Abnutzung infolge des Funkens}). \quad (41,01)$$

Der Praxis entnommene Angaben über  $P$ ,  $v$  und  $s$  sind in die Tafel (41,02) eingetragen. Unter der Voraussetzung, daß die beiden Glieder der

rechten Seite der Gl. (41,01) gleich groß sind, die Hälfte des Verschleißes also rein mechanisch ist, errechnen sich die eingetragenen  $M$ -Werte, die nun mit den bezüglichen Werten der Tafel (39,07) vergleichbar sind. Wir sehen, daß sie in der Größenordnung der  $M$ -Werte für harte Kohle- und Metallgraphitbürsten also in einer ganz plausiblen Größenordnung liegen.

Tafel (41,02).

Schleifschuh aus	Kontaktlast $P$ kg	Geschwindigkeit $v$ km/h	Fahrstrecke $s$ km	$I$ A	Verschleiß $G$ $10^{-6}$ cm <sup>3</sup>	$M$ $10^{-6}$ cm <sup>3</sup> /km
Eisen	10	35	7000	200	$2 \cdot 10^8$	1,6
Kohle	10	30	1500	150	$3 \cdot 10^6$	11

Die Annahme, daß der mechanische Verschleiß gleich der Abnutzung durch den Bogen ist, bedeutet natürlich bei einer Schätzung der Größenordnung einen Notbehelf. Bei trockenem Wetter bleibt der mechanische Verschleiß vermutlich fast allein zurück. Im Winter, wenn eine Störschicht aus Eis auf dem Fahrdrabt sitzt, kommt es viel zu Bogenbildung, und die Abnutzung infolge der Verdampfung im Bogen wächst auf das Vielfache.

Durch die Gestaltung der obigen Berechnung ist angedeutet, wo weitere Messungen einsetzen müssen, um Klarheit zu schaffen.

### III. Abhebekontakte.

#### § 42. Einleitung.

Definition: *Abhebekontakt* heißt ein Kontakt, dessen Glieder senkrecht zur Berührungsfläche bewegt werden können. Sein Auseinandergehen aus der ruhenden Kontaktlage heißt *Ausschalten*, sein Zusammengehen in die Ruhelage *Einschalten*.

Dieses Kapitel wird Schaltvorgängen gewidmet, aber nicht allgemein, sondern mit einer Begrenzung, die folgendermaßen ausgedrückt werden kann: Die *Schaltkreisenergie* soll nicht größer sein, als daß sie in *Kondensatoren* von handlichen Abmessungen *aufgefangen* werden kann. Dies ist etwa gleichbedeutend mit der *Begrenzung auf Vorgänge in Schwachstromgeräten*. Der Lichtbogen soll entweder unterdrückt oder fast unmittelbar nach seinem Entstehen gelöscht werden. Wir brauchen für unsere Zwecke deshalb nur die Eigenschaften sehr kurzer Lichtbögen zu untersuchen. Nur einen Überblick widmen wir jetzt den Vorgängen in Schaltern für beträchtliche Leistungen.

Die *Schalter für größere Leistungen* lassen den Bogen entstehen und löschen ihn erst nach mehreren ms, im Falle des Wechselstromes bei einem natürlichen Nulldurchgang des Stromes; und das Studium des Lichtbogens muß sich namentlich darauf richten, wie die Bahn eines

kräftig gewesenen Bogens schnell in etwa stromlosen Zustand entionisiert werden kann.

Die *Wechselstromschalter* sind, wie gesagt, im allgemeinen darauf eingerichtet, den Bogen im Phasengebiet des natürlichen Nulldurchganges des Stromes so zu schwächen, daß er in der nächsten Halbperiode nicht wieder zünden kann. Zur Zeit des Nullstromes entionisiert sich das dünne Kathodenfallgebiet fast augenblicklich<sup>1</sup>. Die Bogensäule bleibt noch ionisiert und klingt nur mit endlicher Geschwindigkeit ab. Die Restbogensäule ohne Kathodenfall vermag nicht mehr so wie der brennende Bogen die Elektrodenspannung klein zu halten, sondern diese steigt schnell auf einen hohen Wert, welcher der gegen den Strom phasenverschobenen Spannung des Leitersystems beim Stromnulldurchgang entspricht. Nur dank des Umstandes, daß dieser Spannungswechsel infolge der Kapazität des Schalters und seiner Umgebung sich mit endlicher Geschwindigkeit vollzieht, gelingt es bei Hochspannung, die Wiederzündung zu verhindern. Die hierfür hauptsächlich wirksamen Effekte sind drei: *Erstens* wird der Bogen stark gekühlt, und zwar geschieht das im Flüssigkeitsschalter dadurch, daß der Bogen an die Flüssigkeit grenzt und seine Wärme zur Verdampfung von Flüssigkeitsmengen hergibt, wobei die Wärmeleitung durch den sich meistens entwickelnden Wasserstoff erleichtert wird. Im Preßgasschalter kühlt der außerordentlich schnelle Luftstrom. *Zweitens* bewirkt diese Kühlung, daß die Bogensäule immer noch bei beträchtlichem Strom sehr eng wird, eine Vorbereitung für die Entionisierung durch Ionen transport in die Umgebung während der stromlosen Phase. *Drittens* wird schließlich beim Stromnulldurchgang die dann gewissermaßen wehrlose Säule durch die gewaltig hineinwirbelnden Gasströme zerschnitten und so zu einer Wiederzündung am entscheidendsten unfähig gemacht, sei es, daß das Gas im Preßgasschalter hineingeblasen wird oder als Dampf durch die Bogenhitze im Expansionsschalter gewaltsam entwickelt wird. Mit diesen Mitteln beherrscht man bis zu etwa 3 Milliarden W, z. B. einen Drehstrom von 9000 A bei 200000 V, also mit einer Leistung von  $9000 \cdot 200000 \cdot \sqrt{3} \text{ W}$ .

Die alten Ölschalter mit offenem Kessel bekämpfen den Bogen auch etwa so wie oben geschildert mittels Kühlung und Zerschneidens, nur bewegen sich in ihnen die entwickelten Dämpfe nicht so gewaltsam, und die Schaltleistung bleibt etwa eine Zehnerpotenz niedriger. Das Öl hat natürlich noch eine andere Hauptaufgabe, als Dampf zu entwickeln. Es soll nämlich im Ruhezustand des Schalters die Isolation verbessern, so daß dem Schalter handliche Dimensionen gegeben werden können.

Den *Gleichstromschaltern* steht nicht der Vorteil des Stromnulldurchganges zur Verfügung. Sie können auch gegenwärtig nicht mehr als

<sup>1</sup> Schon das ausgedehnte Kathodenfallgebiet eines Quecksilberbogens entionisiert sich in etwa  $10^{-9}$  s, siehe G. MIERDEL.

z. B. 30000 A bei 1200 V bewältigen<sup>1</sup>, eine Grenze, bei der wir schon fast das Gebiet der Niederspannung betreten.

Im *Niederspannungsgebiet* für *beträchtliche Leistungen* wird der Bogen heutzutage meistens dadurch bezwungen, daß er durch magnetisches Blasen (manchmal genügt schon das eigene Feld) zwischen die Wände enger Düsenkammern geschoben und gleichzeitig in die Länge gezogen wird. Im De-Ion-Schalter<sup>2</sup> wird außerdem der Bogen in mehrere hintereinander gereihete Bögen zerschnitten. Dank der Entionisierung an den Wänden erhöht sich der Spannungsgradient (z. B. auf das Doppelte oder mehr), und der Spannungsbedarf des langen Bogens wächst über die ihm zur Verfügung stehende Spannung hinaus, so daß er löschen muß (oft reichlich vor dem natürlichen Nulldurchgang des Stromes). Der Abbrand der Elektroden und deren Neigung zum Verschweißen stellen weitere Probleme.

Wir kehren aber zu unserem *Schwachstromgebiet* zurück. Da bekämpft man einen sonst entstehenden Bogen vorwiegend durch ihm parallel geschaltete Löschkondensatoren, deren Aufgabe es ist, die Schaltkreisenergie abzuleiten und später in unschädlicher Form abklingen zu lassen. Im allgemeinen braucht die Kapazität freilich nur einen Teil dieser Energie zu übernehmen.

Warum man den Bogen überhaupt schwächen oder vermeiden muß, ist natürlich, um seine zerstörende Wirkung auf die Elektroden zu bekämpfen. Er greift die Elektroden an, teils indem er sie oxydiert, wenn sie nicht aus Edelmetall bestehen, teils indem er ein Abdampfen von Elektrodenstoff, auch Zerstäuben genannt, bzw. ein Zerspritzen bewirkt. Die Formänderung der Elektroden infolge von Verdampfung und Niederschlag wird im folgenden *Stoffwanderung* genannt; damit ist jeder Platzwechsel des Elektrodenstoffes unter dem Einfluß des Schaltens, also nicht nur die Wanderung von einer Elektrode zur anderen gemeint. Durch geeignete Löschvorrichtungen bzw. durch Schalten in gutem Vakuum kann der Schwachleistungsbogen unterdrückt werden, womit freilich nicht jede Stoffwanderung vermieden ist. Immer noch kann die sog. *Feinwanderung* des Stoffes Störungen in empfindlichen Schaltern herbeiführen, vor allen Dingen, wenn sie die Form von Stift am einen und Loch im anderen Kontaktglied annimmt. Der Stift kann sich nämlich im Loch verhaken und das Schalten erschweren oder vereiteln.

Die *Oxydationsneigung* der Kontakte wird durch den Schaltvorgang vergrößert, entstehen doch dadurch erhöhte Temperaturen, die im Bogen sehr hoch und bei der Feinwanderung weniger hoch sind. Diese Beschleu-

<sup>1</sup> Dies gilt natürlich unter der Voraussetzung einer üblichen Maschineninduktivität. Mit der Angabe darf nicht verwechselt werden, daß diese Schalter, wenn sie schnell genug tätig sind, viel größeren Kurzschlußströmen vorbeugen können.

<sup>2</sup> Siehe J. SLEPIAN [3].

nigung der Oxydation wird in § 51 näher behandelt. Über die Widerstände der Oxydschichten und über deren Frittung gilt, was wir schon bezüglich ruhender Kontakte kennengelernt haben, siehe § 17 bis § 24.

Schließlich wären noch einige Worte über *Mikroleistungskontakte* am Platze. So benennen wir Kontakte, die nur mit einer Kontaktlast von der Größenordnung einiger mg und mit mA arbeiten. Meistens werden solche nicht mit häufiger Wiederholung betätigt. Funkenbildung, auch Verschleiß fallen aus, und die größte Schwierigkeit ist, für zuverlässige Leitung zu sorgen. Man kann sich nur auf Edelmetalle oder Graphit verlassen, weil auch dünne Oxydhäute nicht mehr zerrissen werden, da meistens der Fließdruck des Metalles in den Berührungsflächen nach einigen Betätigungen nicht mehr erreicht wird. Die immer noch bleibende Störung durch Staub ist freilich lästig genug. Der beste Schutz dagegen ist Einbau in entstaubte Kammern und senkrechte Anordnung der Berührungsflächen, damit der Staub von ihnen abfällt. Ist die Kontaktlast kleiner als 5 mg und die Kontaktstelle nicht vorbetätigt, so können Störungen durch die Verspätung der Leitung und die Hysteresse entstehen, welche in Abb. (15,03) veranschaulicht werden. Die Fähigkeit der Mikroleistungskontakte wird beleuchtet, wenn man sich erinnert, daß die ältere Kontaktpraxis die Regel angibt, man solle mit der Kontaktlast nie unter 20 g gehen<sup>1</sup>.

Bei der *Konstruktion praktischer Kontakte* muß man namentlich auf folgende Kontakteigenschaften achten: Leitfähigkeit und Neigung zur Fremdschichtbildung, Oxyd, Sulfid usw., siehe Tafel (51,02); Neigung zum Haften und Verschweißen, siehe § 25; Stoffwanderung, nämlich entweder Grobwanderung unter dem Einfluß des Bogens, wenn Funken vorkommen, siehe § 45 bis § 50, sowie § 53 und § 56, besonders Tafel (53,04); oder, wenn keine Funken in Frage kommen, Feinwanderung, siehe § 54 bis § 56, bzw. Stiftbildung, siehe Tafel (55,16); schließlich das Prellen der Kontakte, siehe § 52.

Eine kurze Übersicht über für die Fernmeldetechnik wichtige Kontaktstoffe und ihre Verwendung hat K. RECHE [2] gegeben.

### § 43. Allgemeines und Theoretisches über den Elektrizitätsdurchgang durch Gase, besonders über den Lichtbogen<sup>2</sup>.

Einleitungsweise werden in diesem Paragraphen einige für das Folgende wichtige entladungstheoretische Begriffe und Tatsachen, besonders aus der Lehre des Lichtbogens, zusammengestellt.

Man unterscheidet folgende *stationäre Entladungen*: Die TOWNSEND-Entladung, welche einen schwachen Strom führt, dessen Raumladungen das von den Elektroden und unter Umständen von den Wandladungen

<sup>1</sup> Siehe z. B. H. WILLIAMS.

<sup>2</sup> Empfehlenswerte ausführlichere Darstellungen: R. SEELIGER [1] und [2], A. v. ENGEL und M. STEENBECK [2], K. K. DARROW, L. B. LOEB.

herrührende Feld nur unbedeutend stören; dann zwei weitere Hauptarten von Entladungen, deren Raumladungen für den Feldverlauf ganz maßgebend sind, nämlich die *Glimmentladung* mit einem Kathodenfall von der Größenordnung 100 V oder mehr und die *Bogenentladung* mit einem Kathodenfall von der Größenordnung 10 V.

Wegen der Glimmentladung und der Plasmateile des Bogens und des Glimmstromes verweisen wir auf das angeführte Schrifttum. Nur mit dem Kathodenfallgebiet der Bogenentladung sowie mit gewissen Zünd- und Löscherscheinungen werden wir uns hier etwas näher befassen, um einige ihrer Eigenschaften, die im folgenden wichtig werden, möglichst klarzustellen.

Im *Kathodenfallgebiet* geschieht folgendes: Aus der Kathode befreite „primäre“ Elektronen gewinnen im starken Feld solche Geschwindigkeiten, daß sie besonders am anderen Ende des Fallgebietes (Saum) ionisieren können (ob in einer oder zwei Stufen, lassen wir zunächst dahingestellt). Die erzeugten Sekundärelektronen übernehmen die Weiterführung des Stromes, während die positiven Restionen, einen Teil des Stromes tragend, zur Kathode strömen. Sie bilden unterwegs Fußpunkte für die den Kathodenfall aufbauenden Kraftlinien, und, zur Kathode gelangt, können sie mit Hilfe ihrer kinetischen bzw. Anregungsenergie neue Primärelektronen aus dem Kathodenstoff frei machen. Weitere Primärelektronen werden photoelektrisch durch aus dem Fallgebiet und dem Saum (bzw. gelegentlich aus der glühenden Anode<sup>1</sup>) kommende Strahlung erzeugt. So weit trifft die Schilderung für das Fallgebiet sowohl im Bogen wie im Glimmstrom zu.

Wesentliche Unterschiede müssen natürlich auch vorliegen; das zeigen die verschiedenen Größenordnungen des Kathodenfalles. Im Glimmstrom ionisieren die Primärelektronen fast nur direkt, d. h. in einer Stufe. Im Bogen ist die Ionisation im Saumgebiet wesentlich durch die hohe Gastemperatur, eine Folge der großen Stromdichte, erleichtert bzw. erzeugt.

Auch die Befreiung von Primärelektronen aus der Kathode ist im Bogen offenbar stark erleichtert, und man kann sich vorstellen, welche Erscheinungen dabei tätig sind; nur steht es gegenwärtig noch nicht fest, in welchem Maße sie zusammen wirken. Da ist nun zunächst die hohe Temperatur der Ansatzfläche des Bogens auf der Kathode. Sie ist eine Folge der großen Stromdichte und erleichtert natürlich den Elektronenaustritt. Früher glaubte man, daß sie allein die Elektronen aus dem Metall brächte; es ist aber klargelegt, daß dies nur in den seltenen Fällen geschehen kann, wo der Kathodenstoff in festem oder flüssigem Zustand so hohe Temperaturen verträgt wie etwa Wolfram und Kohle, denn nur bei sehr hoher Temperatur wird die erforderliche

<sup>1</sup> Siehe A. GÜNTHERSCHULZE [I].

Anzahl Primärelektronen rein glühelektrisch befreit<sup>1</sup>. Leichter schmelzbare Metalle wie Kupfer oder gar Quecksilber können keine irgendwie ausreichenden glühelektrischen Ströme hergeben, wenn nicht der Elektronenaustritt durch ein starkes Feld an der Kathodenoberfläche wesentlich erleichtert wird. Wir haben in § 22 kennengelernt, daß die Feldwirkung zweierlei Art sein kann, nämlich SCHOTTKY- oder FOWLER-NORDHEIM-Effekt. Um über die Größenordnung zu orientieren, erwähnen wir ein Beispiel. Es sei die Austrittsarbeit  $\varphi_{\ominus}$  der Elektronen aus dem Metall  $4 \text{ eV}$ , die Grenzenergie der FERMI-Verteilung  $w_i = 10 \text{ eV}$ , und wir fragen nach derjenigen Feldstärke, welche bei verschiedenen Temperaturen ausreicht, um dem austretenden Elektronenstrom die Dichte  $j = 500 \text{ A/cm}^2$ , passend für den Kathodenfleck, zu geben. Die Kathodenoberfläche denken wir uns zunächst eben. Es ist:

	bei	20	1200	2000	2500	3000° C
für den SCHOTTKY-Effekt erforderlich	$\mathcal{E} =$	$10^8$	$3,4 \cdot 10^7$	$10^7$	$0,25 \cdot 10^7$	$0 \text{ V/cm}$
für den FOWLER-NORDHEIM-Effekt erforderlich	$\mathcal{E} =$	$3,4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ , unabhängig von der Temperatur *				

Nur bei Temperaturen unterhalb  $1200^\circ \text{ C}$  wird der F-N-Effekt die Hauptrolle spielen. Über  $3000^\circ \text{ C}$  ist keine Hilfe des Feldes erforderlich, um die Elektronen aus dem Metall herauszuholen.

In Wirklichkeit ist die Kathodenoberfläche nicht glatt, und vor ihren Erhebungen ist die Feldstärke besonders groß. Darum kann die mittlere Feldstärke bedeutend kleiner als bereits für eine ebene Fläche angegeben sein. Verfasser glaubt, daß auch die folgende Erscheinung eine wichtige Rolle spielen kann:

Der Bogen bevorzugt als Kathodenansatz stark vorgewärmte und auch oxydierte Stellen<sup>2</sup>. Nun sind sowohl die hohe Temperatur wie auch das Oxyd geeignet, die Metalloberfläche ultramikroskopisch rau zu machen. Das Metall bekommt eine Art zerfetzte Begrenzung. Und nun erinnern wir an die Zurückführung eines Teiles der Austrittsarbeit auf das Bildkraftpotential<sup>3</sup>. Die Bildkraft ergibt sich als die Anziehung zwischen dem entweichenden Elektron und einer positiven Ladung, die als sein Bild in der gewissermaßen spiegelnden Metalloberfläche berechnet werden kann. Wenn diese Metalloberfläche, wie vorausgesetzt, in ihrer Gitteranordnung rau ist, so wird das Bild, jedenfalls an manchen Stellen, in die Länge ausgezogen bzw. verbreitert, und die Steilheit des Potentialnapfrandes wird erniedrigt, vgl. Abb. (22,02). Dieser wenig steile Rand wird von einem gewissen

<sup>1</sup> M. WEHRLI.

\* Jedenfalls soweit die etwas angenäherte Formel (22,04) den Effekt kennzeichnet.

<sup>2</sup> Wegen der experimentellen Belege dafür, wie der Bogen an Stellen der Kathode mit hoher Temperatur gewissermaßen haftet, sei auf das erwähnte Buch von R. SEELIGER [2], S. 358 verwiesen; vgl. H. PLESSE.

<sup>3</sup> Siehe W. SCHOTTKY [1] bzw. DE BOER, § 8.

Feld weiter als der ideale Rand heruntergebogen. An gewissen Oberflächenstellen kann also das äußere Feld verhältnismäßig leicht Elektronen auslösen. Oxyde vermindern vielleicht selbständig die Tiefe des Napfes, also die Austrittsarbeit  $\varphi_{\text{O}}^*$ . So wird es plausibel, daß schon eine relativ mäßige Temperaturerhöhung, evtl. durch Oxydbildung unterstützt, die Bogenentladung befördern kann.

Schließlich hat man die Möglichkeit diskutiert<sup>1</sup>, daß die Gastemperatur im Kathodenfall- und Saumgebiet ausreicht, um so zahlreiche  $\pm$ -Ionen zu erzeugen, daß diese allein den Strom zur Kathode besorgen können. Ob ein so beschaffener Bogen sich trotz der Kühlung durch die Metallwände im engsten Kontaktpalt halten könnte, sich also wie der wirkliche ziehen ließe (vgl. § 44 F), ist nicht nachgerechnet.

Die Rollenverteilung unter den erwähnten Elementarerscheinungen möge sein, wie sie wolle, eine sehr hohe Stromdichte ist vor der Kathode erforderlich, und auch die Gasdichte muß ausreichend sein, um eine genügend dichte Ionenbildung zu ermöglichen. Ist der allgemeine Gasdruck klein, so kann der Bogen nur dann bestehen, wenn er aus den Elektroden einen hinreichend dichten Dampf- oder Gasstrahl heraustrreibt. Auch die *Stromstärke* muß oberhalb einer gewissen *Mindestgrenze* liegen. Das ist eine Tatsache, die für das Folgende eine große Bedeutung hat. Eine quantitative Erklärung ist nicht gegeben worden. Folgende Umstände müssen aber maßgebend sein. Die Stromdichte  $j$  muß ja groß sein, kann aber infolge der endlichen Anzahl der die Träger liefernden Gasmoleküle nicht eine gewisse Grenze  $j_{\text{max}}$  überschreiten<sup>2</sup>. Der Halbmesser  $r$  der Bogenmantelfläche kann wieder nicht zu klein werden, weil der Bogenstrom natürlich gewisse Diffusionsverluste durch die Mantelfläche erleidet, die mehr ins Gewicht fallen, je kleiner  $r$  ist, denn das Verhältnis des Mantelumfanges zum Querschnitt wächst bei abnehmendem  $r$  proportional zu  $1/r$ . Also muß es für die Stromstärke  $I = \pi r^2 j$  eine untere Grenze  $I_m$  geben, jedenfalls für den selbständigen Dauerstrom.

Mit weniger als  $I_m$  kann der Bogen nur versuchen zu zünden. Eine Instabilität löscht ihn nach einem Augenblick. Aber schon, um seine Instabilität zu erfahren, scheint der Bogen eine gewisse Zeit zu brauchen, oder mehr physikalisch ausgedrückt, die Instabilität braucht eine gewisse Zeit, um die Bogenlöschung herbeizuführen. Es handelt sich um Zeiten von der Größenordnung einige  $10^{-6}$  bis  $10^{-5}$  s. So kurzlebige Bögen hat man z. B. bei der Stromstärke  $\frac{1}{2} I_m$  mit Hilfe des Kathoden-

\* F. H. NEWMAN fand zwar, daß der mittels Durchschlags gezündete Bogen schlecht an Oxydstellen, dagegen bevorzugt an Flecken von  $\text{KCO}_3$  und  $\text{NaCO}_3$  auf der Kathode zündet. A. v. ENGEL [3] vermutet, daß das Oxyd durch seine schlechte Wärmeleitung die hohe Temperatur im Brennfleck wesentlich befördert.

<sup>1</sup> Siehe J. SLEPIAN [2] sowie W. WEIZEL, R. ROMPE und M. SCHÖN.

<sup>2</sup> Die Stromdichte im negativen Brennfleck des Lichtbogens ist von der Größenordnung  $500 \text{ A/cm}^2$  an Kohle und W, welche den Bogen schon mit glüh-elektrisch befreiten Elektronen ausreichend beliefern könnte. Sie ist von der Größenordnung  $5000 \text{ A/cm}^2$  an den niedriger schmelzenden Metallen.

strahloszillographen beobachtet. Es sind wirklich Bögen, das sieht man an der charakteristischen kleinen Spannung von rund 15 V. A. M. CURTIS hat neuerdings Oszillogramme des kurzlebigen Bogens, der mit etwa  $\frac{1}{2}I_m$  brannte, veröffentlicht. W. BETTERIDGE und J. A. LAIRD gaben schon früher an, ähnliche Bögen beobachtet zu haben. Im FL und in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt sind bestätigende Erfahrungen gemacht worden. Auch die folgende Erklärung der schwachströmigen Bögen muß erwogen werden. Im auseinandergehenden Kontakt wird offenbar zuerst eine kleine flüssige Brücke gezogen, vgl. § 55. Sie wird bald instabil und verdampft zum Teil; es ist denkbar, daß die Dampf- wolke dem schwachströmigen Bogen eine kurze Existenzmöglichkeit bereitet.

Eine andere Art Sonderbogen, die im § 53 noch etwas zur Sprache kommt, hat H. STOLT<sup>1</sup> besonders eingehend studiert. Die kathodische Ansatzstelle dieses Bogens wird entweder durch Relativbewegung der Elektroden oder mit Hilfe eines Magnetfeldes gezwungen, schnell über die Metalloberfläche hinwegzueilen (Geschwindigkeit bis zu 6 m/s). Eine Folge davon ist, daß der Kathodenfleck verhältnismäßig kalt bleibt, nach STOLTS Schätzung manchmal unter 500° C. Es ist wahrscheinlich, daß der schnell bewegte Bogen die in Luft immer vorhandenen dünnsten Fremdschichten bestehen läßt. Zum Dank erniedrigen vielleicht diese Schichten die Austrittsarbeit der Elektronen.

Nicht nur der kathodische Ansatz, sondern auch die normale Bogen- säule arbeitet mit sehr hoher Temperatur, nämlich 5000 bis 10000° C. Die Säule hält sich um so leichter aufrecht, je größer die Stromstärke ist, und hat deswegen eine fallende *UI*-Kennlinie. Da der Kathoden- fall fast konstant bleibt, so ist die ganze *UI*-Kennlinie des Bogens fallend. Der nächste Paragraph bringt Messungen hierzu.

Auf der fallenden *UI*-Kennlinie beruht die *Fähigkeit des Bogens, Schwingungen anzuregen*. Wir denken uns einen Stromkreis mit Kapazität, Induktivität und einem Kontaktpalt, in dem ein Bogen brennt. Durch irgendeine Zufälligkeit möge eine Schwingung angeregt sein, und der Strom möge gerade dabei sein, sich zu vergrößern. Der Widerstand im Kreis wirkt natürlich dämpfend auf diese Tendenz; der Bogen aber vermindert seine Spannung, wenn der Strom wächst, vermindert also seinen Widerstand und befördert die Stromvergröße- rung. Man kann sagen, der Bogen übt einen fördernden Stoß auf die schon fließende Elektrizität aus. Bei der Abnahme des Stromes wird, wie eine einfache Überlegung zeigt, wieder diese unterstützt, und es ist einleuchtend, daß der Bogen Schwingungen aufzuschaukeln bzw. zu unterhalten vermag, wenn kein zu großer sonstiger Widerstand dies verhindert.

Zum Schluß sind hier einige Angaben über die Verteilung des Stromes auf Elektronen und Ionen unmittelbar vor der Kathode am Platze. Im Glimmstrom muß jedes Primärelektron 10 oder mehrmal ionisieren,

<sup>1</sup> H. STOLT [1], [2] und [3], wo auch über ältere Forschungen berichtet wird.

und bei normalem Kathodenfall tragen die Primärelektronen weniger als 10% des Stromes. Mit wachsendem Kathodenfall scheint sich der Prozentsatz zu vergrößern und erreicht schließlich 50%<sup>1</sup>. Über den Bogen weiß man in dieser Hinsicht weniger Bescheid. Darin ist man sich jedenfalls einig, daß die Primärelektronen auch im Bogen weniger als 50% des Stromes tragen<sup>2</sup>.

#### § 44. Die *UI*-Kennlinien des Bogens. Ziehen des Bogens. Durchschlag.

**A) Die *UI*-Kennlinien des Bogens.** Wenn es auch Mittel gibt, um Schwachstromschaltgeräte bogenfrei zu machen, vgl. § 45, so kann das doch nicht immer geschehen, und der Bogen bleibt der Feind, der den größten Verschleiß erzeugt. Wir müssen ihn eingehend studieren, nicht zumindest die Bedingungen für seine Brenndauer kennenlernen.

Ein bewährtes Mittel, um einige seiner wichtigsten Eigenschaften anschaulich darzustellen, bieten die *Charakteristiken* oder, wie wir sie auch nennen, die *UI-Kennlinien*<sup>3</sup>. Diese sind unentbehrlich, wenn man auf physikalischer Grundlage die Brenndauer des Bogens im auseinandergehenden Kontakt berechnen will. Wir werden uns da von vornherein eine Vereinfachung erlauben: Der Einfluß der relativen Elektrodengeschwindigkeit wird vernachlässigt. Der dadurch begangene Fehler fällt nicht ins Gewicht<sup>4</sup>, weil die gegenwärtig praktisch erreichbare Genauigkeit für solche Berechnungen sehr mäßig ist.

Ein Begriff, der im folgenden häufig zur Verwendung kommt, ist der *kürzeste Bogen*. Damit wird ein Bogen gemeint, der nur das Kathodenfallgebiet umfaßt. Eine untere Grenze  $U_m$  für den Kathodenfall und für die Spannung des kürzesten Bogens bildet die Ionisationsspannung des Gases oder Dampfes, worin der Bogen brennt<sup>5</sup>. Eine untere Grenze  $I_m$  für die Stromstärke wurde bereits theoretisch hergeleitet. Es ist also zu erwarten, daß  $U = U_m$  und  $I = I_m$  Asymptoten der *UI*-Kennlinie des kürzesten Bogens bilden, was auch die Messungen für  $E < 250 \text{ V}$  bestätigen. Diese *Kennlinie des kürzesten Bogens* entspricht

<sup>1</sup> Siehe A. GÜNTHERSCHULZE und W. BÄR [6]; A. GÜNTHERSCHULZE und H. BETZ [7], A. GÜNTHERSCHULZE und W. BÄR [8]; A. GÜNTHERSCHULZE, W. BÄR und A. WINTER [9].

<sup>2</sup> Vgl. A. v. ENGEL und M. STEENBECK [2] sowie W. WEIZEL, R. ROMPE und M. SCHÖN.

<sup>3</sup> Kennlinien dieser Art sind oft veröffentlicht worden; siehe z. B. betreffend kurze Lichtbögen H. E. IVES; S. H. ANDERSON und G. G. KRETCHMAR; K. GAULRAPP; W. KRÜGER; H. P. FINK [1] sowie R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31].

<sup>4</sup> H. P. FINK [1] zeigt, daß der Einfluß der Öffnungsgeschwindigkeit  $v$  im Gebiet  $1 < v < 20 \text{ cm/s}$  zu vernachlässigen ist. Ebenso zeigen andere Erfahrungen im FL, daß auch der Einfluß des Elektrodenwechsels von Platten über Normal-elektroden (siehe § 50) bis zu etwas zugespitzten Stiften zu vernachlässigen ist.

<sup>5</sup> Vgl. H. P. FINK [1].

mit Annäherung der Gleichung:

$$(U - U_m) \cdot (I - I_m) = C, \quad (44,04)$$

wo  $C$  recht klein ist und manchmal mit ausreichender Genauigkeit gleich Null gesetzt werden kann<sup>1</sup>, so daß die Kennlinie aus den zwei Geraden  $U = U_m$  und  $I = I_m$  bestehen wird. Für längere Bögen addiert sich zu  $U_m$  der Spannungsabfall im Plasma. Man hat versucht, diese additive Größe proportional zur Bogenlänge  $y$  anzusetzen, so z. B. in der AYRTONSchen Gleichung<sup>2</sup>. Auch GAULRAPP bestätigt bei größerer Stromstärke eine solche Linearität. Die Messungen von NOTTINGHAM und die hinsichtlich  $y$  allerdings nicht genauen Messungen im FL deuten für kleine Stromstärken eher auf eine Proportionalität zu  $y^{0,8}$ . Es handelt sich freilich nicht einfach um ein von  $y$  abhängiges Zusatzglied zu  $U_m$  und eine eventuelle Änderung von  $C$ , sondern bei größerer Bogenlänge geht die Hyperbelform zum Teil verloren. Das Problem der Gleichung der Kennlinien lassen wir hier offen; es ist noch nicht ganz gelöst; jedenfalls existiert keine Lösung, die brauchbar wäre, um als Grundlage für Brenndauerberechnungen betreffend kurze Schwachstrom-Schaltbögen mit der heute erforderlichen Genauigkeit zu dienen. Die vereinfachte Rechnungsart von RÜDENBERG, v. ENGEL und STEENBECK<sup>3</sup> ist nur für größere Bogenlängen zulässig.

In der Diskussion der Formel (44,04) wird der Vorbehalt gemacht, daß  $E < 250 \text{ V}$  sein soll. Verwendet man eine höhere EMK, so verliert  $I_m$  deutlich den Charakter einer Konstanten, und der Bogen kann mit kleineren Strömen als  $I_m$  brennen. Enthält der Stromkreis eine Induktivität  $L$ , so kann die induktive Spannung  $L \cdot dI/dt$  die Rolle einer  $E$ -Vergrößerung spielen. HOLM und GÜLDENPFENNIG<sup>4</sup> führen an, daß sie mit  $E = 220 \text{ V}$  und  $L = 0,87 \text{ H}$

	an Mo	an Pt
Ausschaltbögen noch mit	$I = 0,3$	$0,5 \text{ A}$ bekamen,
während $I_m$	$0,75$	$0,9 \text{ A}$ trägt.

Wirklich aufgenommene Kennlinien zeigen die Diagramme (44,04) bis (44,08)<sup>5</sup>. Jede Linie gehört zu einer gewissen Bogenlänge  $y$  (gleich der Spaltweite gerechnet), die neben der Kennlinie vermerkt ist. Die Abbildungen betreffen Messungen der folgenden Art. Der Schaltkreis soll einfach aus einer EMK ( $E < 250 \text{ V}$ ), einem ohmschen Widerstand  $R$  (Schniewindgitter) und dem Kontakt bestehen. Die Kontaktglieder

<sup>1</sup> Vgl. W. KRÜGER und K. GAULRAPP.

<sup>2</sup> Die Koeffizienten zu der AYRTONSchen Gleichung werden von verschiedenen Forschern sehr ungleich angegeben; siehe z. B. R. SEELIGER [1], S. 675 ff.

<sup>3</sup> Vgl. A. v. ENGEL und M. STEENBECK [2].

<sup>4</sup> R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25], Tafel (6e) sowie Bilder (6f) und (6g).

<sup>5</sup> Die Abb. (44,04) bis (44,07) sind der Arbeit von R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31] entnommen.

seien 3 bis 6 mm dicke Zylinder, die sich mit ihren schwach gewölbten Grundflächen treffen<sup>1</sup>. Den Kontakt öffnet man mit bekannter Geschwindigkeit  $v$ . Dabei wird ein Bogen gezogen, dessen Spannung  $U$  und dessen Strom  $I$  oszillographisch registriert werden. Es genügt, den Stromverlauf aufzunehmen, weil der Spannungsverlauf dazu spiegelbildlich ist. Eine Aufnahme dieser Art zeigt die Abb. (44,02). Nun kennt man zu jeder Zeit die Bogenlänge  $y = v \cdot t$  und liest aus dem Oszillogramm den zugehörigen  $UI$ -Punkt ab. Alle Messungen im FL geschahen an lange eingelaufenen Kontakten, denn auf solche kommt es bei den Schaltern an. Es ist also absichtlich darauf verzichtet worden,

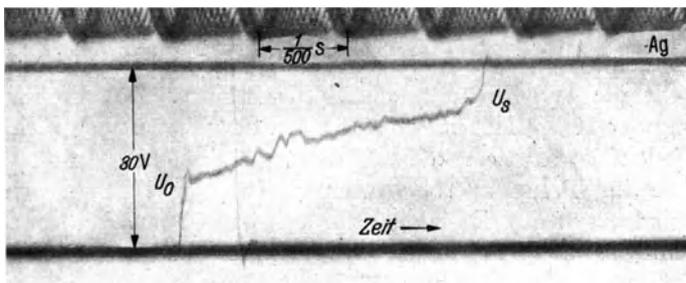


Abb. 44,02. Spannungsozillogramm eines Abreißbogens.

schön reproduzierbare Messungen dadurch zu erhalten, daß der Bogen an frisch gereinigten Stellen gezogen wurde. Wenn man so wie GAULRAPP und noch genauer FINK für frische und reine Ansatzstellen des Bogens sorgt, so steigt  $I_m$  für gewisse Metalle recht beträchtlich in die Höhe, während  $U_m$  mehr oder weniger sinkt.

Jeder in die Abb. (44,04) bis (44,07) eingetragene Punkt ist aus drei Einzelbeobachtungen gemittelt. Trotzdem streuen die Punkte sehr, ganz besonders wenn sie zur Kurve für  $y = 0$  (so ist die Kennlinie des kürzesten Bogens bezeichnet) gehören. Dies kann daher rühren, daß das Einspielen eines Anodenfalles bei der Zündung sehr verschieden ausfällt; vgl. P. ROSSBACH und R. SEELIGER, welche allerdings mit zusammengehenden Elektroden oszillographiert haben.

Die *Feuchtigkeit* beeinflusst vor allen Dingen  $I_m$ , das meistens bei mittlerer Feuchtigkeit ein Minimum hat, in der Trockenheit und der größten Feuchtigkeit größer ausfällt (z. B. 1,5 mal größer). An Platin wurde freilich das kleinste  $I_m$  in der Trockenheit gefunden. Maßgebend ist die relative Feuchtigkeit<sup>2</sup>, vgl. übrigens die Tafel (53,04).

Kurz vor der Drucklegung des Buches veröffentlicht W. BURSTYN [5] die folgende Beobachtung: Wenn man mit Ag-Kontakten einen Gleich-

<sup>1</sup> Sog. „normale“ Kontaktgliedform, siehe § 50.

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25].

strom von 220 V unterbricht und dabei, mit dem normalen  $I_m$  ( $\approx 0,4$  A) beginnend, den Strom nach und nach steigert, so formiert sich der Kontakt derart, daß die maßgebende Grenze  $I_m$  sich erhöht. Man kann  $I_m = 0,95$  A erreichen.

Gegenüber Änderungen der Gasdichte scheint  $I_m$ , nach GAULRAPPS *UI*-Linien zu urteilen, zuerst wenig empfindlich zu sein. Erst im Gebiet des Hochvakuums geht  $I_m$  stark in die Höhe. An Vakuumschaltern ist  $I_m = 25$  bis  $30$  A gemessen worden<sup>1</sup>. Auf den Vakuumbogen kommen wir übrigens bald ausführlicher zu sprechen.

**B) Die Verwendung der *UI*-Kennlinien zur Bestimmung der Bogen-dauer.** Die Verwendung der Kennlinien für die graphische Bestimmung der Bogendauer  $t$  ist nur dann einfach auszuführen, wenn der Stromkreis ohmisch ist. Für andere Stromkreise werden wir später unter stark vereinfachenden Ansätzen analytische Darstellungen bringen. Jetzt möge also der Stromkreis einfach aus einer EMK  $E$ , einem ohmschen Widerstand  $R$  und dem Kontakt bestehen. Dann lautet die Methode, um die Brenndauer des Abreißbogens graphisch zu bestimmen, folgendermaßen: Man zieht die betreffende sog. *Widerstandsgerade*, indem man auf der Ordinatenachse die EMK und auf der Abszissenachse den Kurzschlußstrom  $I_0$  absetzt und diese Punkte durch eine Gerade verbindet. An dem *UI*-Punkt, wo diese Gerade eine Kennlinie schneidet, kann ja ein Bogen mit der zugehörigen Länge  $y$  brennen, und er tut es in unserem Schaltkreis, weil ja der *UI*-Punkt für den Bogen paßt und die Restspannung  $(E - U)$  zu  $I$  das richtige Verhältnis  $\frac{E - U}{I} = R$  hat, wie man leicht einsieht. Dort, wo die Gerade die Kennlinie des kürzesten Bogens schneidet, liest man also die Zündspannung und den Zündstrom des Bogens ab. In dem Maße, wie  $y$  wächst, läuft der Aufpunkt längs der Widerstandsgeraden aufwärts, und dort, wo diese schließlich eine Kennlinie berührt, hat man den *UI*-Punkt der Löschung zu erwarten, denn größere Werte von  $y$  sind mit der betreffenden Widerstandsgeraden nicht vereinbar. Dies alles gilt natürlich nur unter der Voraussetzung, daß der Bogen lauter Gleichgewichtszustände durchläuft. Das ist bei Atmosphärendruck einigermaßen der Fall, und die beschriebene Methode liefert dann im Mittel die richtige Löschlänge  $y_s$  des Bogens. Der *UI*-Löschpunkt selbst liegt allerdings manchmal etwas verschoben. Die Brenndauer  $t$  des Bogens ergibt sich schließlich zu:

$$t = \frac{y_s}{v}, \quad (44, 03)$$

wenn  $v$ , die Trennungsgeschwindigkeit der Elektroden, als Konstante behandelt werden darf.

<sup>1</sup> Verwendet wurden Siemens-Vakuumschalter mit Kupferelektroden, deren Öffnungsgeschwindigkeit recht klein war, nämlich etwa  $1$  cm/s.

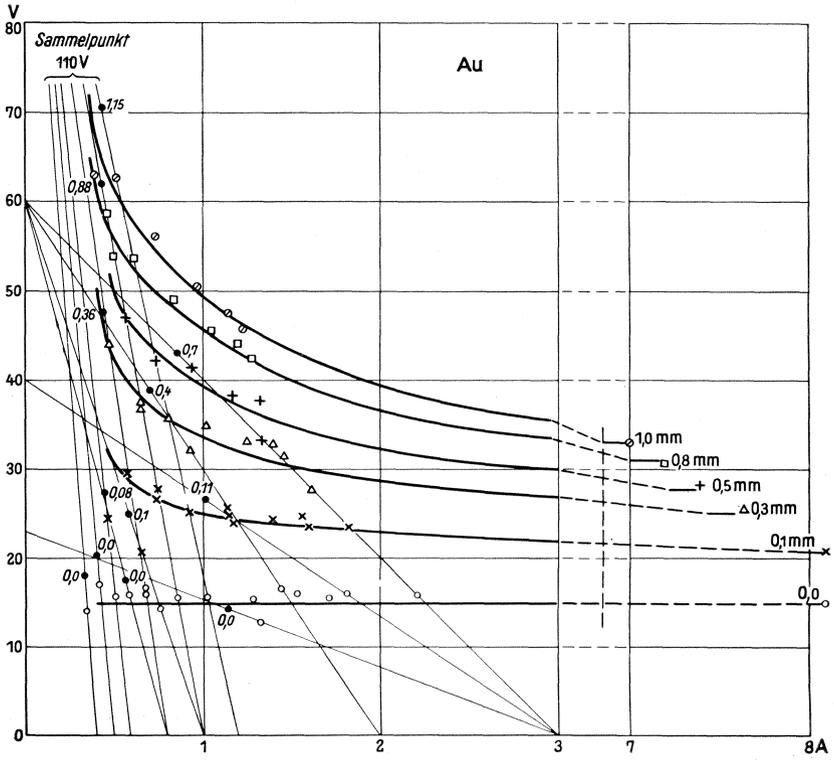


Abb. 44,04. UI-Kennlinien für eingelaufene Goldkontakte.

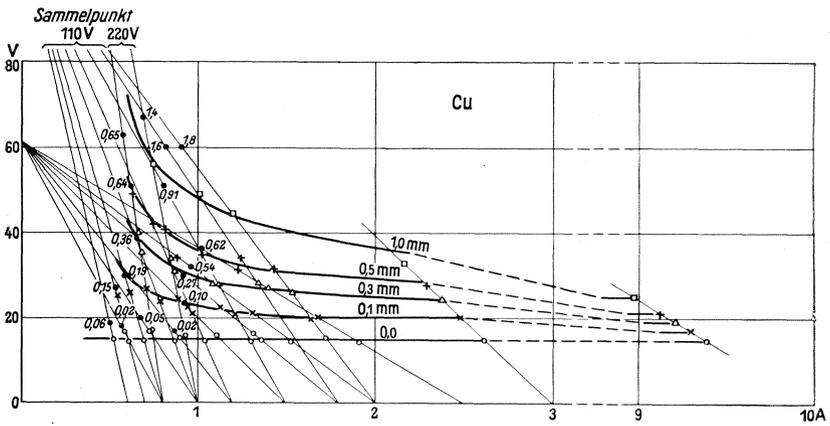


Abb. 44,05. UI-Kennlinien für eingelaufene Kupferkontakte.

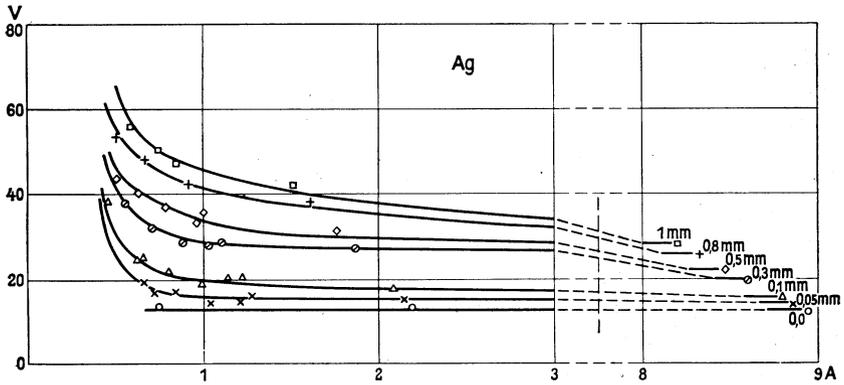


Abb. 44,06. *UI*-Kennlinien für eingelaufene Silberkontakte.

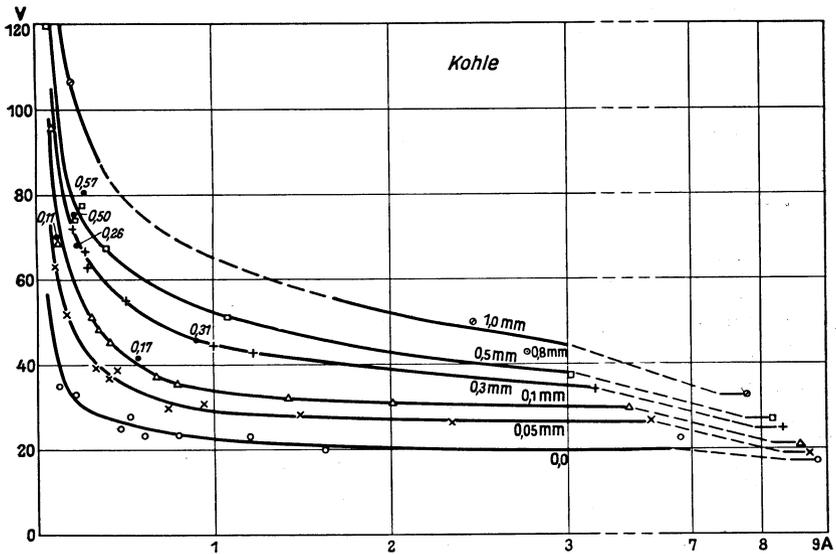


Abb. 44,07. *UI*-Kennlinien für eingelaufene Kohlekontakte.

Abb. 44,04 bis 44,07. *UI*-Kennlinien des Abreibbogens nach Messungen aus dem FL an lange eingelaufenen Kontakten. Eine Einzelmessung enthält das Wertepaar *UI* eines Bogens bei der Länge  $\gamma$ . Jeder eingetragene Punkt ist aus drei Einzelmessungen gemittelt. Er liegt immer auf einer sog. Widerstandsgeraden, die den Kurzschlußstrompunkt der Abszissenachse mit dem *E*-Punkt der Ordinatenachse verbindet. Wo im *UI*-Diagramm der zu einer Widerstandsgeraden gehörige Bogen löscht, steht ein ausgefüllter Kreis.

*Bemerkung.* Es muß davor gewarnt werden, sich auf die eben geschilderte Methode zur Berechnung von  $t$  zu verlassen, wenn  $t$  klein wird. Lichtbögen, welche nach der Konstruktion mit der Widerstandsgeraden Längen von 0,15 mm oder weniger erreichen würden, stehen unter dem Einfluß von besonderen Labilitäten und löschen im allgemeinen früher als nach der Formel (44,03)<sup>1</sup>. Ihre Lebensdauer streut sehr. Im Mittel kann man aber gut mit der Formel (47,02) rechnen.

**C) Vakuumschalter.** Im Falle eines niedrigen Gasdruckes oder gar im Hochvakuum darf die *Methode der Widerstandsgeraden*, um  $y_s$  zu bestimmen, *nicht verwendet* werden. Hier brennt der Bogen ganz oder hauptsächlich in dem Gasstrahl, der thermisch aus den Elektroden, vorwiegend aus der Kathode, erzeugt wird und teils aus vorher okkludiertem Gas, teils aus Metaldampf besteht. Diese neue Aufgabe des Vakuumbogens, sein Gas selbst aus der Kathode zu erzeugen, gibt ihm sein Sondergepräge. In dem Gase unterhält er sein Kathodenfallgebilde; aber zu einem dieses Gebilde fortsetzenden Plasma kommt es anscheinend nicht, sondern die primären und die im Saum erzeugten Elektronen laufen ohne viel Störung<sup>2</sup> in dem dünnen Außenteil der Dampfwolke weiter zur Anode (und befreien vor ihr vielleicht mit katalytischer Unterstützung positive Ionen). Demgemäß dürfte die Elektrodenspannung des Vakuumbogens fast nur aus dem Kathodenfall bestehen, so daß die Spannung bis zum Löschen etwa bei dem Wert  $U_m$  bleibt.

Die Abstandsänderung der Elektroden bedeutet in Luft einfach ein Zuschalten neuer Plasmateile. Beim Vakuumbogen bedingt sie eine Änderung der Dampfdichte und vermutlich auch eine Schwächung des positiven Ionenstromes vor der Anode, so daß das Kathodenfallgebilde beeinflußt wird. Die durchlaufenen Zustände sind nicht stabil. Wir haben somit eine besondere Labilität des Vakuumbogens bei wachsendem Elektrodenabstand zu erwarten, so daß er aus anderen Gründen als der Luftbogen erlischt. Die Berechnung der Lebensdauer des Bogens mit Hilfe der Widerstandsgeraden und einer tangierenden Kennlinie wird hinfällig.

Diese theoretischen Schlußfolgerungen werden von den Beobachtungen, soweit diese bisher reichen, bestätigt. GAULRAPPS Diagramme, Abb. (44,08), und ähnliche nicht veröffentlichte Messungen aus dem FL zeigen, daß die Kennlinienschar mit abnehmendem Gasdruck gegen die sich kaum ändernde Linie für  $y=0$  zusammensinkt.  $I_m$  ändert sich zunächst nicht, aber im hohen Vakuum rückt es zu viel größeren Werten. An Siemens-Vakuumschaltern mit ausgeglühten Kupferelektroden wurde  $I_m = 25$  bis  $30$  A gemessen. Gezogene Vakuumbögen mit etwas mehr als der Mindeststromstärke erlöschen bei 100mal kürzerer Länge  $y$  als Luftbögen.

<sup>1</sup> Vgl. Abb. (47,11).

<sup>2</sup> Der Spannungsgradient in dem Plasma ist bekanntlich etwa dem Druck umgekehrt proportional.

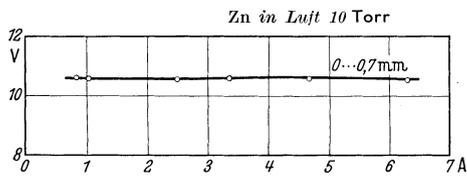
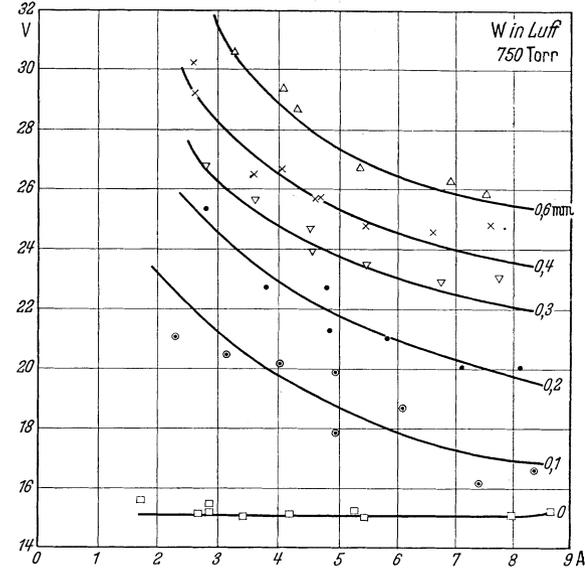
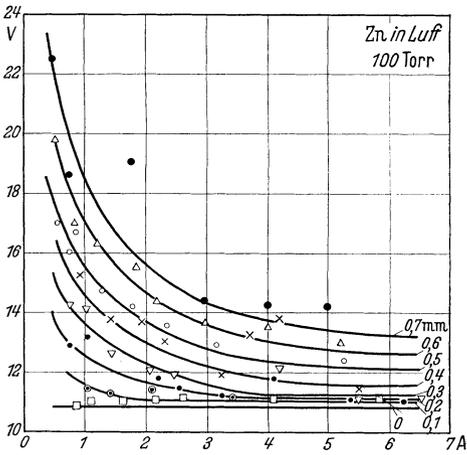
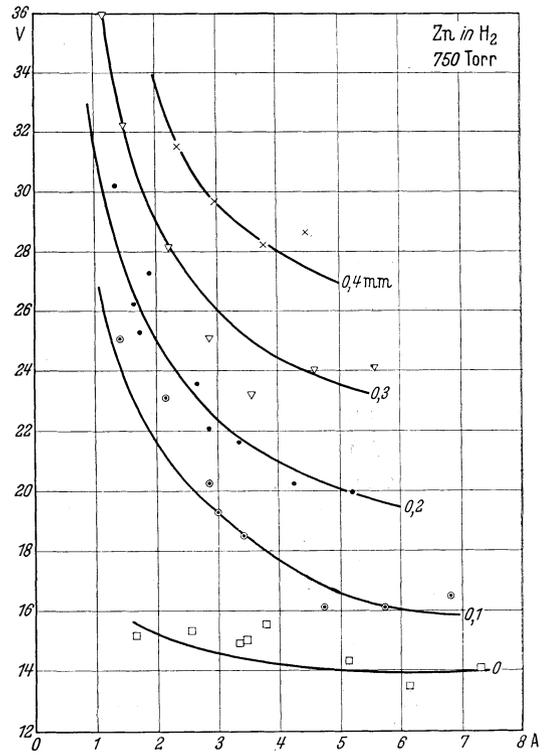
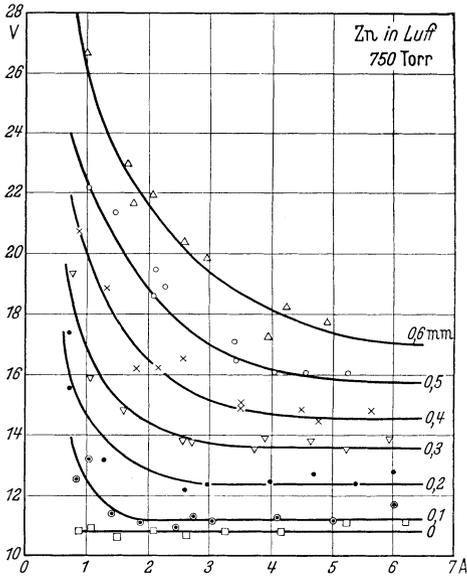


Abb. 44,08. *UI*-Kennlinien des Abreißbogens nach Messungen von K. GAULRAPP. Man beachte beim Ziehen von Widerstandsgeraden, daß die Abszissenachse außerhalb der GAULRAPPschen Diagramme liegt.

Es kommt sehr darauf an, daß die Elektroden bis zur Gasfreiheit ausgeglüht sind. Okkludiertes Gas erleichtert nämlich sehr die Brennbedingungen des Vakuumbogens.

Bei Wechselstromschaltern wünscht man, daß der Bogen eine kurze Zeit nach dem Schaltaugenblick brennen bleibt, um den Stromabfall zu besänftigen; nur soll er womöglich nach dem ersten folgenden Nulldurchgang des Stromes nicht wieder zünden. R. W. SORESENSEN und H. E. MENDENHALL konnten mit einem Vakuumschalter noch 926 A bei 41 500 V Wechselstrom unterbrechen, wobei die Stromlöschung im ersten Nulldurchgang des Wechselstromes erfolgte. Jedoch ist die Leistungsfähigkeit der mechanisch kräftigeren Öl-, Druckgas- und Expansionschalter noch beträchtlicher, siehe § 42, und die Vakuumschalter werden vermutlich nur für kleinere Leistungen konkurrenzfähig bleiben.

**D) Bemerkung über Methoden, um die Kennlinien für  $y = 0$  zu messen.** Da, wie auf S. 224 geschildert, sehr kurzlebige Bögen unter Umständen auftreten können, welche in das Schema der *UI*-Kennlinien nicht hineinpassen, wird begreiflich, daß die Kennlinie der ersten Zündung (Kennlinie für  $y = 0$ ) in einem *UI*-Diagramm aus Beobachtungen an länger brennenden Bögen bestimmt werden muß. Man hat oft versucht, sie aus Oszillogrammen zu erhalten, welche nur durch eine schwache Verstärkung des Striches andeuten, daß ein Bogen einen Augenblick existiert hat. Diese Methode hat begreiflicherweise sehr verschiedene Resultate ergeben, je nachdem ob man mit dem Schleifenoszillographen oder mit dem Kathodenstrahloszillographen beobachtet hat.

**E) Der Einfluß einer starken Luftbewegung im Kontaktspalt** auf die Bogendauer  $t$  ist nur einmal beiläufig gemessen worden<sup>1</sup>. Die *UI*-Linien gehen auseinander, d. h. der Bogengradient wächst. Ob der Bogen außerdem labil wird, so daß die Konstruktion des Löschpunktes durch die tangierende Widerstandsgerade hinfällig wird, wurde nicht untersucht. Die folgende Tafel (44,09) zeigt die Bogenbrenndauer in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit im Kontaktspalt. Es wurden normale Kontaktglieder verwendet, nur mit dem Unterschied, daß das eine Glied eine axiale Bohrung für die Luftzufuhr hatte. Dabei war  $E = 59$  V und der Kurzschlußstrom 2,5 A.

Tafel (44,09).

Luftdruckdifferenz am Kontaktspalt mm Wasser	Luftgeschwindigkeit $v$ m/s	Brenndauer $t$ des Bogens ms
0	0	8,0
19	17	5,0
52	29	3,8
150	49	2,4

<sup>1</sup> R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25], § 7.

**F) Ziehen eines Lichtbogens.** Es war soeben die Rede von der Zündung des Lichtbogens im auseinandergehenden Kontakt, wenn der Aufpunkt auf der Widerstandsgeraden die Kennlinie des kürzesten Bogens trifft. Aber wie geschieht diese Zündung? Vermutlich folgendermaßen: Die kürzeste Bogenlänge ist von der Größenordnung  $10^{-5}$  cm und die entsprechende Spaltweite  $y$  wird im Kontakt so schnell erreicht, daß die letzte, stark erhitzte und auch sonst gestörte Berührungsstelle sich noch in einem für die Bogenkathode geeigneten Zustand befindet. Wenn nun auch eine mögliche Bogenspannung (also mehr als etwa 15 V) zwischen den Elektroden vorliegt, so ist das Feld schon stark genug für den Kathodenfall. Ist dann auch die Stromstärke ausreichend, so sind ja alle Existenzbedingungen für den Bogen erfüllt, und er zündet gelegentlich mit, gelegentlich auch ohne Zündspitze der Spannung. Bei diesem Ziehen entsteht also direkt ein Bogen.

**G) Der elektrische Durchbruch in einem endlichen Kontaktpalt** kann auch zum Lichtbogen führen. Zuerst muß aber ein Glimmstrom zünden, weil ja keine sozusagen für den Bogen präparierte Kathode vorliegt. Bei genügender Stromstärke und Gasdichte verjüngt sich nachher das Kathodenfallgebiet vom Glimm- zum Bogenzustand, und damit ist der Bogen gezündet. Zum Durchbruch ist also die Zündspannung des Glimmstromes erforderlich.

Die Zündung des Glimmstromes setzt voraus, daß Elektronenlawinen abrollen und durch ihre zurückbleibenden positiven Ionen das Feld so günstig verformen, daß in ihm neue Lawinen kräftiger als die vorangehenden werden, bis die Raumladungen des Glimmstromes mit zugehörigem Kathodenfall aufgebaut worden sind. Eine neue Erkenntnis ergänzt die bekannten Theorien in folgender Hinsicht<sup>1</sup>: Die Lawinen rollen nicht nur von der Kathode ab, sondern kurz nach der ersten fangen sie manchmal auch im Gase zu rollen an. Man ist der Ansicht, daß ihre Primärelektronen infolge Zustrahlung aus den schon laufenden Lawinen photoelektrisch ausgelöst werden. Dank dieses Hilfseffektes kann bei einem ausreichenden Feld die Zündung sich in kürzerer Zeit vollziehen, als ein Elektron von der Kathode zur Anode unter den vorliegenden Umständen laufen würde. Nun interessiert uns besonders diejenige trägere Zündung, welche mit der kleinstmöglichen Spannung bei kurzer Durchbruchsstrecke erfolgt. Da reicht das Feld nur für *eine* Lawinenlänge aus. Nach STEENBECK entspricht die Zündzeit, wenn Primärelektronen überhaupt vorhanden sind<sup>2</sup>, etwa der Laufzeit eines positiven Ions durch den Kontaktpalt. Bei einer Feldstärke  $\mathcal{E}$  V/cm ist die Vorwärtsgeschwindigkeit der positiven Ionen rund  $2\mathcal{E}$  cm/s. Ist die Spaltweite  $y$  cm und die Kontaktpannung  $U$  V, so ist  $\mathcal{E} = U/y$ ,

<sup>1</sup> Vgl. L. B. LOEB.

<sup>2</sup> Die ersten Primärelektronen werden meistens durch die Höhenstrahlung erzeugt, vgl. R. STRIGEL [2].

und die Laufzeit eines Ions längs  $y$  ist  $t = y/2\mathcal{E} = y^2/2U$ . Bei  $y$  von der Größenordnung  $10^{-3}$  bis  $10^{-2}$  cm und  $U = 300$  V wird  $t \approx 10^{-8}$  s, also äußerst klein.

Man unterscheidet die *Zündspannung* und die *Brennspannung*. Wenn die Spaltweite gerade für das Kathodenfallgebiet ausreicht, sind beide ungefähr gleich und gleich der Mindestspannung des Glimmstromes; sonst kann die Zündspannung die größere sein. Wenn eine ausreichende EMK vorliegt und der Strom z. B. durch Vorschaltwiderstände klein gehalten wird, so läßt sich auch die *Glimmentladung ziehen*; d. h. sie zündet im auseinandergehenden (bestrahlten) Kontakt, sobald der für den Kathodenfall ausreichende Elektrodenabstand erreicht ist, und zwar zündet sie bei der genannten Mindestspannung. Nachher steigt natürlich die Brennspannung gemäß der wachsenden Spaltweite. BURSTYN<sup>1</sup> hat Mindestspannungen in einer Tafel zusammengestellt. Sie liegen in Luft für die in Frage kommenden Metalle zwischen etwa 270 V für Ni und 325 V für W.

*Durchbruchsspannungen* von Kontaktspalten: Die erforderlichen Zündspannungen sind für Kontaktspalte weiter als 0,1 mm für ver-

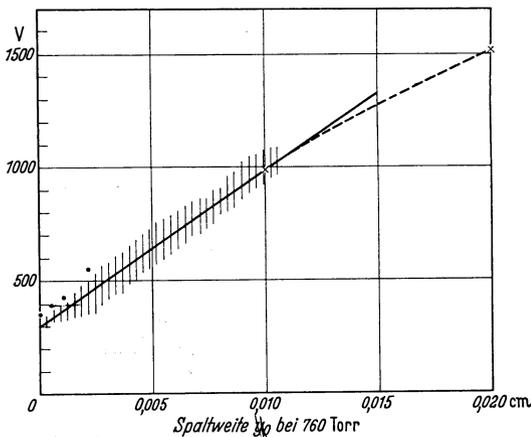


Abb. 44,10. Durchbruchspannung in Luft.

schiedene Elektrodenformen genau und oft gemessen worden. SCHUMANN hat die Resultate zusammengestellt<sup>2</sup>. Kleinere Abstände hat man bei Atmosphärendruck wohl nicht untersucht, teils weil man sie nicht mit der gewünschten Genauigkeit angeben konnte, teils weil in ihnen Staubkörner sehr stören können. Auskunft erhält man aus Messungen bei tieferen Drucken, nachdem sie mit Hilfe des Ähnlichkeits-

gesetzes auf den in Frage kommenden Atmosphärendruck reduziert worden sind. Wegen der Wichtigkeit der Verhältnisse bei kleinen Abständen und Atmosphärendruck sind für solche einige ergänzende Messungen im FL<sup>3</sup> ausgeführt worden, und zwar an Kontakten, die durch mehrmaliges Schalten formiert waren, so daß sie den Charakter praktischer Kontakte hatten. Eine Zusammenstellung der Meßergebnisse wird durch die Abb. (44,10) veranschaulicht. Als Abszissen sind Spalt-

<sup>1</sup> W. BURSTYN [4], S. 18.

<sup>2</sup> W. O. SCHUMANN, Tabelle II, S. 10.

<sup>3</sup> R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31].

weiten  $y_0$  für den Druck 760 Torr abgesetzt. Auf einen anderen Druck  $B$  Torr reduziert man dank der Ähnlichkeitsgesetze durch die Gleichung

$$y = y_0 \frac{760}{B}. \quad (44, 11)$$

Die in die Abbildung eingetragenen Meßpunkte für  $y_0 < 0,01$  cm stammen aus Messungen bei erniedrigtem Druck. Die Punkte für 0,01 cm und 0,02 cm (schräge Kreuze) sind der SCHUMANNschen Tabelle II entnommen. Die Schattierungen geben an, wie weit die Messungen bei Atmosphärendruck streuen. Es sind lauter Abweichungen nach unten von den Punkten aus. Es ist möglich, daß ihre Ursache teils in der Unebenheit der Kontaktflächen, teils in störenden Fremdkörnchen zu suchen ist. Wie das auch sei, in praktischen Kontakten muß mit einer solchen Streuung gerechnet werden. Die gezogene Gerade für die Durchbruchsspannung  $U_d$  hat die Gleichung

$$U_d = 300 + 69000y_0, \quad (44, 12)$$

wenn  $U_d$  in V und  $y_0$  in cm gemessen sind. Wir verwenden sie im Folgenden als Annäherung für die bei  $y_0 < 0,015$  cm in Frage kommenden Durchbruchsspannungen. Weder auf das Kontaktmaterial noch auf die Kontaktform braucht man für die hier in Frage kommende Genauigkeit in diesem  $y_0$ -Gebiet Rücksicht zu nehmen<sup>1</sup>. Beim allerkleinsten  $y_0$  üben nicht einmal Magnetfelder einen Einfluß auf die Durchbruchsspannung aus<sup>2</sup>. Die Luftfeuchtigkeit erhöht etwas die Durchbruchsspannung, aber um Beträge, die wir in die sowieso vorausgesetzte Streuung hineinzählen können. Mit über 0,015 cm hinauswachsendem  $y_0$  biegt die  $U_d$ -Kurve so ab, als wenn in der Gleichung (44,12) der Koeffizient vor  $y_0$  allmählich auf etwa 30000 abnähme.

Die untere Grenze der Durchbruchsspannung bei etwa 300 V ist durch die schon genannte Arbeit von CURTIS in interessanter Weise bestätigt worden. Die Abb. (44,13) zeigt ein Kathodenstrahloszillogramm von CURTIS. Der Stromkreis<sup>3</sup> enthielt eine recht lange Leitung und ein Relais mit größerem Widerstand als die Leitung sowie den Kontakt. Die Induktivität des Relais erzeugte Durchbruchsspannungen in dem sich öffnenden Spalt. Jeder Durchbruch führte sofort zum Lichtbogen und zur Entladung des als Kapazität wirkenden Leiters, wonach der Bogen erlosch und das Spiel sich wiederholte. Mehrere

<sup>1</sup> Die soeben erwähnten Mindestspannungen an verschiedenen Metallen liegen ja sehr dicht zusammen, und ebenso dicht liegen die Zündspannungen bei größerer Spaltweite.

<sup>2</sup> Vgl. EDG. MEYER [1] und [2], sowie eine Bemerkung über den normalen Kathodenfall im Magnetfeld von R. HOLM [1], S. 26. Magnetfelder erhöhen im allgemeinen die Durchbruchsspannung, ändern aber deren unterste Grenze für kleine (optimale)  $y_0$ -Werte kaum.

<sup>3</sup> Siehe Abb. (47, 12).

solche Entladungen folgten aufeinander. Es ist nun interessant zu bestätigen, daß die Durchbruchsspannungen beim kleinsten Spalt durchaus in der Höhe von 300 V oder ein wenig darüber liegen. Wir sehen

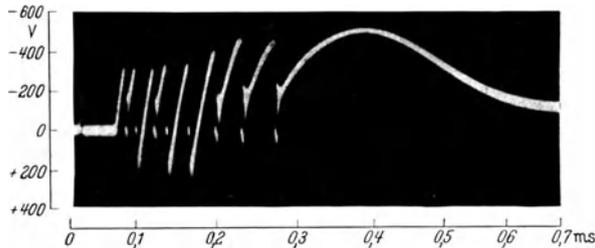


Abb. 44,13. Schnelle Folge von Durchbrüchen in einem sich öffnenden Kontaktspalt bei der von CURTIS verwendeten Schaltung.

auch, daß die Durchbrüche ohne merkliche Verzögerung (nach anderen Oszillogrammen zu urteilen, in weit weniger als  $10^{-6}$  s) nach erreichter Durchbruchsspannung sich ausbilden.

#### § 45. Methoden, um den Ausschaltbogen zu schwächen bzw. zu vermeiden<sup>1</sup>.

Wählt man den Strom oder die EMK oder beide klein genug, so kann man natürlich den Bogen ganz vermeiden. Häufig richtet man sich für eine Stromstärke kleiner als  $I_m$  ein, vermeidet dadurch den statischen Bogen und erzielt die erforderliche Nutzenergie durch eine verhältnismäßig hohe EMK (z. B. 220 V), die jedoch zweckmäßigerweise tiefer als die Zündspannung des Glimmstromes, 300 V, liegt. Die hohe Spannung gewährt einen zusätzlichen Vorteil. Sollte nämlich einen Augenblick eine Fremdhaut im Kontakt isolieren, so legt sich an sie die ganze Spannung der EMK, und wenn die Haut nicht gar zu dick ist, so wird sie schnell gefrittet, und die metallische Leitung ist hergestellt. Kontaktmetalle mit großem  $I_m$  bieten den Vorteil, daß der Arbeitsstrom verhältnismäßig hoch gewählt werden kann. Wolfram hat ein besonders großes  $I_m$ ; außerdem haftet es nicht oder nur wenig, teils wegen der immer deckenden Oxydhaut, teils wegen der Härte und des hohen Schmelzpunktes, vgl. § 25. Das sind die Gründe, warum Wolfram ein so beliebtes Schaltermetall ist.

Nun gehen wir zu einer neuen Aufgabe über: Der auszuschaltende Strom eines induktiven Kreises sei sicher groß genug, um einen Bogen zu ziehen. Durch eine sog. Löschvorrichtung soll aber ein Teil des auszuschaltenden Stromes in einen Nebenkreis gelenkt werden, so daß die eigentliche Schalterstromstärke geschwächt wird. Die übliche Me-

<sup>1</sup> Als eine in vielen Hinsichten anregende Beschreibung solcher Methoden sei empfohlen: W. BURSTYN [4], vgl. auch BURSTYN [1], [2] und [3].

thode, dies zu erreichen, besteht darin, den Extrastrom in einer dem Kontakt parallelgeschalteten Kapazität aufzufangen. Eine prinzipielle Schaltung nebst Bezeichnungen zeigt die Abb. (45,01). Wenn  $I_0$  der Kurzschlußstrom ist, so bewirkt die Induktivität, daß im Augenblick des Ausschaltens  $I_0$  noch weiter fließt, und wenn der Schalter wirklich unterbricht, fließt  $I_0$  ganz über  $r$  in  $C$  hinein. Die anfängliche Elektrodenspannung ist dann  $r \cdot I_0$  und  $r$  muß so klein sein, daß diese Spannung nicht zum Ziehen eines Bogens ausreicht. Gelegentlich will man einen schwachen Bogen noch behalten, weil dieser die sog. feine Stoffwanderung kompensieren kann. Der Widerstand  $r$  hat aber seine Hauptaufgabe beim Einschalten zu erfüllen. Er soll nämlich den Einschaltstrom begrenzen, damit die von ihm erzeugte Stoffwanderung nicht störend wird. Diese Löschkreisschaltung wird später in einem anderen Zusammenhang gründlicher diskutiert (§ 56).

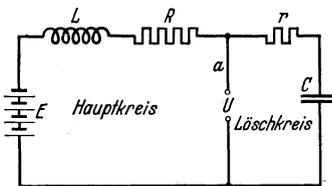


Abb. 45,01. Induktiver Schaltkreis mit kapazitivem Löschkreis.

Eine *Abart des Löschkreises* entsteht, wenn  $r$  durch einen Gleichrichter ersetzt wird. Dieser soll möglichst wenig die Aufladung von  $C$  behindern (Flußrichtung), aber gegen die Entladung von  $C$  beim Einschalten einen großen Widerstand setzen. Man hat solche Wirkungen mit Hilfe von  $Cu_2O$ -Gleichrichtern erzielt, diese aber bisher nicht handlich genug für die Praxis einrichten können.

Sehr erfolgreich hat F. KOPPELMANN<sup>1</sup> das Prinzip des Löschkreises im Zusammenhang mit einer mechanischen Gleichrichterkonstruktion verwendet. Er ersetzt  $r$  durch eine vormagnetisierte Spule  $M$  [siehe Abb. (45,02)] mit sehr enger und steiler Magnetisierungsschleife (großer Füllfaktor und passender Weicheisenkern). Er schaltet zwar in der Nähe des Nullwerdens des Hauptstromes aus, immerhin ist so viel Strom auszuschalten, daß zur Verhinderung der Stoffwanderung ein Löschkreis erforderlich ist. In der Magnetisierungsschleife der Spule  $M$  bewegt sich der Aufpunkt bei der Aufladung der Kapazität entlang der Strecke  $ba$  [Abb. (45,03)], wo die Spule wegen der Sättigung wenig Widerstand gegen den plötzlich einsetzenden Strom leistet. Beim Wiedereinschalten etwa eine halbe Periode später gelangt derselbe Aufpunkt, nach einem unbedeutenden Strom-

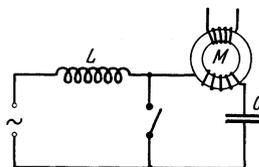


Abb. 45,02. Löschkreis mit induktivem Widerstand nach KOPPELMANN.

Bei der Aufladung der Kapazität entlang der Strecke  $ba$  [Abb. (45,03)], wo die Spule wegen der Sättigung wenig Widerstand gegen den plötzlich einsetzenden Strom leistet. Beim Wiedereinschalten etwa eine halbe Periode später gelangt derselbe Aufpunkt, nach einem unbedeutenden Strom-

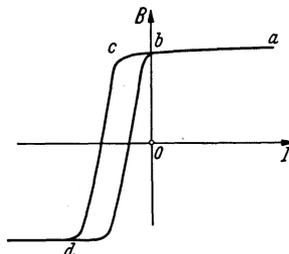


Abb. 45,03. Magnetisierungsschleife des Elektromagneten im KOPPELMANN-Löschkreis.

<sup>1</sup> Schweizer Patent Nr. 207784 vom 1. 3. 1940, DRP. angemeldet und am 15. 2. 1940 bekannt gemacht; sowie F. KOPPELMANN [2].

anstieg von  $b$  nach  $c$ , auf die Strecke  $cd$ , wo die differentielle Permeabilität und die Induktivität der Spule groß sind. Dadurch wird der Entladestrom während des Schließvorganges des Schaltens auf ein unschädliches Maß herabgedrückt.

In Abb. (45,04) ist eine Schaltart dargestellt, welche einen zur Induktivität parallelen Widerstand vorsieht, um den Extrastrom aufzunehmen. Es ist natürlich vorteilhaft, wenn dieser Widerstand bei geschlossenem Kontakt groß bleibt und erst dann, wenn die Induktivität größere Spannung erzeugt, einen endlichen Strom übernimmt. Er muß dazu spannungsabhängig sein, etwa so wie STROWGERS Atmite-Widerstand aus Kieselkarbid-Preßlingen<sup>1</sup>, oder auch richtungsabhängig wie ein  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Gleichrichter.

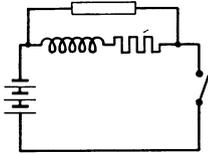


Abb. 45,04. Schwächung des Abreibbogens durch einen Widerstand parallel zur Induktivität.

Als letzter Typ einer Löschschialtung sei der erwähnt, bei welchem der geladene Kondensator erst kurz nach dem Öffnen des Hauptschalters durch einen Nebenschalter angeschlossen wird. Er erzeugt einen Gegenstrom, der den Bogen tötet, indem er dessen Strom einen Augenblick auf Null bringt. BURSTYN beschreibt eine derartige Anordnung<sup>2</sup>. Etwas leistungsfähiger soll eine Kopplungsweise nach dem DRP. Nr. 615623 sein. Mit ihr wird eine längere Stromverweilung nahe Null und deswegen eine größere Sicherheit der Löschung gewonnen.

In den letzten Jahren haben auch im § 42 erwähnte Methoden aus der Starkstromschaltertechnik in Konstruktionen für kleine Nennströme Eingang gefunden. Es handelt sich um Fälle, wo man den Lichtbogen entstehen läßt, aber dafür sorgt, daß sein Spannungsbedarf bald größer als die zur Verfügung stehende Spannung wird, und zwar indem der Bogen mit Hilfe eines magnetischen Blasefeldes langgezogen und außerdem an kühlende Wände gepreßt bzw. zwischen „Düsen“-Wände hineingezwungen wird.

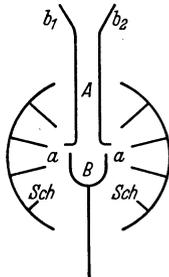


Abb. 45,05. Prinzip eines Überstromselbstschalters mit Bogenkühlrippen.

Die kühlende Wirkung der den Bogen eng umschließenden Wände scheint den Gradienten auf ein Vielfaches vergrößern zu können. Die Geschwindigkeit des Lichtbogens quer zu seinem eigenen Strom und zu dem treibenden Magnetfeld  $\mathfrak{H}$  erreicht die Größenordnung  $\frac{1}{5} \mathfrak{H}$  m/s, wenn der Bogen lang genug ist, mindestens ein bis einige mm.

Die Abb. (45,05) zeigt im Prinzip eine bewährte Ausführung. Der Bügel  $B$  macht in  $aa$  mit  $A$  Kontakt und läßt also den an  $b_1$  und  $b_2$  angeschlossenen Strom fließen. Wenn  $B$  zurückgezogen wird, so zieht er an beiden Stellen  $aa$  einen Bogen. Diese Bögen werden nach außen

<sup>1</sup> W. SAWILLE, vgl. Ende § 30.

<sup>2</sup> W. BURSTYN [4], S. 38.

gegen die Scheiben *Sch* magnetisch geblasen, werden zu langen Mäandern ausgezogen und dabei auch gegen die Wände gepreßt.

Andere Ausführungen benutzen sog. *Wischerscheiben*. Das sind Fiberplatten, welche die Bahn, in der der Bogen gezogen wird, eng umschließen. Das bewegliche Schaltglied hat nämlich die Form einer Schneide, welche im geschlossenen Schalter zwischen zwei Federn geklemmt ist und zur Unterbrechung des Stromes schnell in den Zwischenraum der Wischerscheiben fortgezogen wird.

Es kommt vor, daß man die Düsenwände durch eine passende Tränkung zum Gasentwickeln in der Bogenhitze einrichtet. Das Gas soll, wie in § 42 geschildert, den Bogen beunruhigen und womöglich durchschneiden. Von J. SLEPIAN und C. L. DENAULT [4] stammt der Vorschlag, mit Borsäure zu tränken. Die beiden Forscher vermuten, daß die Borsäure hauptsächlich durch Abgabe von Kristallwasser wirkt. Ein Vorzug bei ihr ist ihre bis zu hohen Temperaturen reichende Isolationsfähigkeit. Das Tränkungsmittel tritt natürlich erst bei einem genügend reichlich Wärme entwickelnden Bogen, also genügend großer Stromstärke, in Tätigkeit.

Die *Bogenlöschung mit Druckluft* hat in der Schwachstromtechnik keinen Eingang gefunden. Wir begnügen uns hier mit dem Hinweis auf die Tafel (44,09), um eine Vorstellung davon zu geben, wie stark mäßige Luftgeschwindigkeiten einen kleinen und kurzen Bogen beeinflussen.

Diejenige Kontakterscheinung bei all diesen Schaltern, auf die wir im folgenden hauptsächlich hinzielen, ist der durch den Strom bedingte *Verschleiß*, der auch *Stoffwanderung* genannt wird. Wir werden diese Erscheinung nicht für jede Schalterart besonders behandeln, sondern nur für eine ausgewählte Reihe von Anordnungen, auf die man die praktisch vorliegenden zurückführen muß, um die gewonnenen Berechnungsregeln zu verwerten.

#### **§ 46. Die Brenndauer des Lichtbogens und die durch diesen geflossene Elektrizitätsmenge beim Einschalten ohne Prellung bzw. vor dem Prellen.**

Es ist gewissermaßen überraschend, daß im zusammengehenden Kontakt Lichtbögen entstehen. Wenn schon im Augenblick der ersten Berührung eine ausreichende und einigermaßen metallische Kontaktfläche vorliegt, wird natürlich der Kontakt den Strom ohne weiteres übernehmen, so wie es manchmal zwischen durch längeres Laufen eingehämmerten und einander angepaßten Kontaktgliedern geschieht. Aber meistens liegt eine so gute Anpassung nicht sofort vor, sondern die ersten Berührungsflächen sind sehr klein. Ihre nächste Umgebung wird vom Strome bis zum Verdampfen erhitzt, und durch die so gebildete Dampfschicht zwingt sich der Strom in dem Gewand eines Lichtbogens

vorwärts. Wenn der Dampf die Elektrodenbewegung nicht stört und die Kontaktlast ausreicht, treffen sich nach einer kurzen Zeit  $t_1$  genügende metallische Kontaktstellen, die den Strom vertragen, und dabei erlischt natürlich der Bogen. Es kann aber, wie wir sehen werden, auch vorkommen, daß der Dampf das bewegliche Kontaktglied eine weitere Zeit  $t_2$  schwebend hält<sup>1</sup>. Dann ist  $t_2$  oder genauer  $t_2 + t_1$  die Brenndauer des Bogens. Seine Spannung bleibt konstant  $U_0$  ungefähr gleich der Mindestspannung  $U_m$  des kürzesten Bogens.

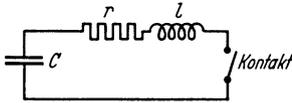


Abb. 46,01. Schaltung für Einschaltversuche.

Wir beziehen alle Berechnungen über das Einschalten auf einen Löschkreis, der eine Kapazität  $C$ , einen Widerstand  $r$ , evtl. mit der kleinen Induktivität  $l$  verbunden, und den Kontakt enthält, vgl. Abb. (46,01). Schließlich folgt unter  $C$ ) der einfache Fall, wo die Kapazität  $C$  durch eine Batterie ersetzt worden ist. Die Spannung der Kapazität sei allgemein  $U$  mit dem Anfangsbetrag  $U = E$ . Die Bogenspannung denken wir uns konstant gleich  $U_0$ . Die folgende Differentialgleichung gilt während der Bogendauer:

$$U = \frac{Q}{C} = l \frac{dI}{dt} + rI + U_0 \quad \left. \begin{array}{l} \text{oder nach Differentiierung und einfacher Umformung:} \\ l \frac{d^2 I}{dt^2} + r \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = 0, \end{array} \right\} \quad (46,02)$$

die bekannte, in den Lehrbüchern behandelte Schwingungsgleichung. Ihre Lösungen sind für kleine Werte von  $t$  übersichtlich in der Abb. (46,05) angegeben. Verschiedene Fälle sind da durch die Größe  $\beta = l/Cr^2$  gekennzeichnet. Für  $\beta > \frac{1}{4}$  ist der Kreis schwingungsfähig mit der Frequenz

$$\omega = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{1}{lC} - \left(\frac{r}{2l}\right)^2}. \quad (46,03)$$

Uns interessieren hier die aperiodischen Fälle mit kleinem  $l$  und  $\beta < \frac{1}{4}$ . Wir sehen aus der Abb. (46,05), daß mit Annäherung der Stromwert  $I_0 = \frac{E - U_0}{r}$  sehr schnell erreicht wird. Anfänglich ist:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{E - U_0}{l}. \quad (46,04)$$

Schließlich sinkt  $I$  etwa exponentiell auf Null herab.

Setzt man in (46,02) und (46,04) die Bogenspannung  $U_0 = 0$ , so entstehen Gleichungen, welche den *Stromverlauf nach einer Kontaktschließung ohne Prellen* und ohne *Bogen* darstellen.

<sup>1</sup> Die Schwebung wird von der elektrodynamischen Abstoßung zwischen den zum und vom Bogen in den Kontaktgliedern laufenden Stromfäden unterstützt. Bei den unten herangezogenen Versuchen war jedoch diese Abstoßung [nach (12,04) berechnet] immer klein gegen die Kontaktlast  $P$ .

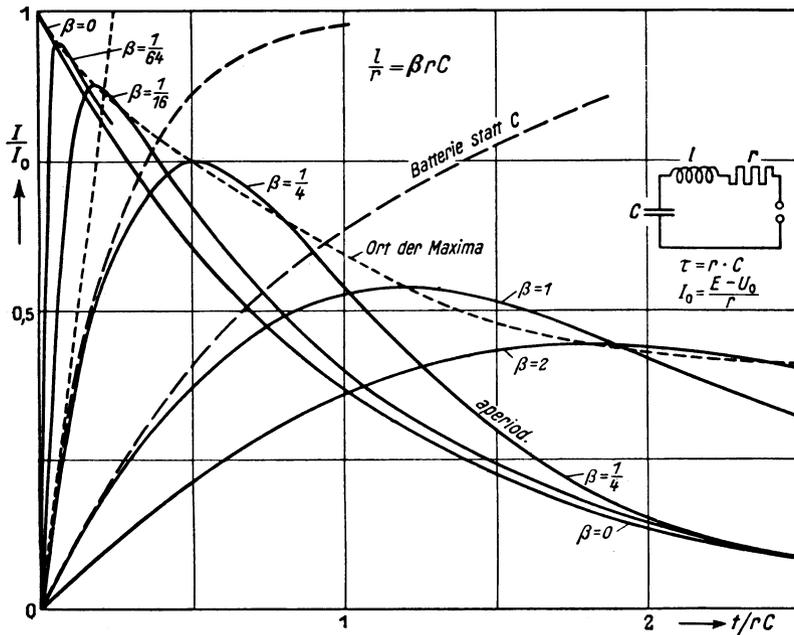


Abb. 46, 05. Stromverlauf kurz nach Einschalten eines Kreises, der Kapazität, Induktivität und Widerstand enthält.

A) Der Fall  $l = 0$  und also  $\beta = 0$ . Dieser Annäherungsfall kommt hauptsächlich für das Folgende in Frage. Während der Bogendauer ist die Stromstärke:

$$I = \frac{E - U_0}{r} e^{-\frac{t}{Cr}}$$

Lebt der Bogen die Zeit  $t_b$ , so ist also die währenddessen durch ihn geflossene Elektrizitätsmenge  $q$ :

$$q = \frac{E - U_0}{r} \int_0^{t_b} e^{-\frac{t}{Cr}} dt = C(E - U_0) \left(1 - e^{-\frac{t_b}{Cr}}\right). \quad (46, 06)$$

Der letzte Ausdruck geht für  $\frac{t_b}{Cr} \ll 1$  über in:

$$q = \frac{E - U_0}{r} t_b. \quad (46, 07)$$

Wir setzen nun ein Schweben des einen Kontaktgliedes voraus mit einer Dauer, bis der Strom auf den Wert  $I_s$  abgesunken ist. Die Spannung am Widerstand  $r$  fällt also während der Bogendauer  $t_2$  von ihrem Anfangswert  $(E - U_0)$  auf den Wert  $I_s r$  zurück, und für  $q$  gilt demgemäß der folgende Ausdruck:

$$q = C(E - U_0 - I_s r). \quad (46, 08)$$

Mißt man  $E$ ,  $U_0$ ,  $C$ ,  $r$  und  $t_b$  oder  $I_s$ , so liefern die Formeln (46,06) und (46,08) exakte Werte für  $q$ .

Die Abb. (46,09) veranschaulicht den geschilderten Stromverlauf, und die Abb. (46,10) zeigt eine entsprechende oszillographische Aufnahme eines Entladestromes, welcher den Kontakt etwa 0,16 ms schwebend hält<sup>1</sup>.

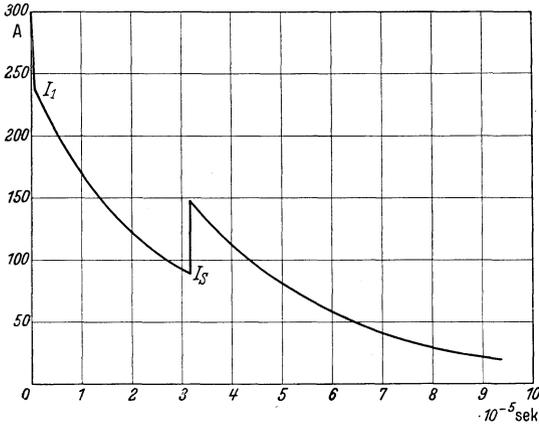


Abb. 46, 09. Stromzeitdiagramm vom Einschaltverlauf beim Schweben des Kontaktes. Die Kurzschlußstromstärke des gezündeten Bogens sinkt in etwa  $3 \cdot 10^{-5}$  s von der Größenordnung 250 oder 300 A hinab auf weniger als 100 A. Dann erfolgt die endgültige Berührung im Kontakt und dabei eine plötzliche Stromsteigerung, weil die Bogenspannung verschwindet. Der weiter fließende Entladestrom der Kapazität klingt allmählich ab.

Manchmal ist es wertvoll, ohne  $t_b$  oder  $I_s$  zu messen,  $q$  schätzen zu können. Man müßte also  $t_b$  bzw.  $I_s$  als Funktion von den Umständen einigermaßen kennen. Folgendes hat sich ergeben:

a) Wenn normale Kontaktstücke verwendet werden, vgl. § 50, die Kontaktlast  $P$  von der Größenordnung 100 g und  $\frac{E - U_0}{r} > 300$  A ist,

so hat  $I_s$  einen Häufungswert  $I_s$  in der Größenordnung 100 bis 300 A. Man kann diesen Häufungswert angenähert als einen vom Werkstoff und sehr schwach von  $P$  abhängigen Parameter ansetzen.

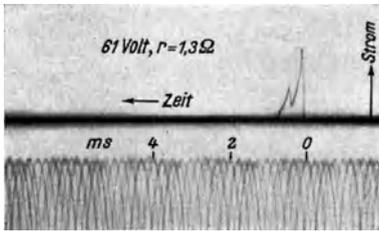


Abb. 46, 10. Wirkliches Stromzeitoszillogramm vom Einschaltvorgang.

b) Wenn das Schweben ganz ausbleibt, so existiert ein Wert  $\tau$  von der Größenordnung  $10^{-5}$  s, welchen die Zeit  $t_b$  bevorzugt, und dieses  $\tau$  ist ebenso wie  $I_s$  mehr vom Werkstoff als von  $P$  abhängig.  $\tau$  ist fast unabhängig von der mittleren Temperatur der Kontaktglieder, wogegen  $I_s$  mit sinkender Temperatur wächst

und im Vakuum klein wird. An Goldkontakten wurde gemessen:

	Bei 760 Torr und 20° C	Im Vakuum	760 Torr 200° C	760 Torr -180° C	760 Torr in H <sub>2</sub>
$I_s =$	90	34	70	200	90 A

<sup>1</sup> Nach dem Vorschlag von L. BINDER sind derart wirkende Entladungen zum Punktschweißen verwendet worden; siehe O. ZDRALEK und J. WRANA.

Nun sind unter a) und b) zwei Extremfälle gekennzeichnet. Wenn in (46,08)  $I_s = I_s$  bzw. in (46,06)  $t_b = \tau$  eingesetzt wird, so ergeben sich die zugehörigen Beträge von  $q$ . Was die Zwischenfälle anbelangt, so hat es sich empirisch gezeigt, daß sie erstaunlich gut durch die folgende Formel<sup>1</sup> gefaßt werden:

$$q = C[E - U_0] \cdot \left[ 1 - e^{-\frac{\tau}{Cr}} \left( 1 - e^{-\frac{I_s r}{E - U_0}} \right) \right], \quad (46,11)$$

welche in einfacher Weise nach dem Prinzip gestaltet wurde, daß sie sich für kleine Werte von  $\frac{\tau}{Cr}$  und  $\frac{I_s r}{E - U_0}$  an (46,08) mit eingesetzt  $I_s = I_s$  und für großes  $\frac{I_s r}{E - U_0}$  an (46,06) mit  $t_b = \tau$  anschließen soll. Man bestätigt leicht, daß sie es tut. Die Interpolationsfähigkeit ist sonst keineswegs theoretisch verbürgt, sondern nur durch Vergleich mit Messungen bestätigt worden. Ein Auszug aus dem Vergleichsmaterial findet sich in der Tafel (53,02).

Eine andere Schätzungsmöglichkeit bietet die Formel (46,16), welche die Bogenbrenndauer  $t_b$  mit grober Annäherung bestimmen läßt, insofern diese größer als  $\tau$  ist. Mit dem so gewonnenen  $t_b$  geht man in die Gl. (46,06).

**B) Der Fall eines endlichen  $l$ .** Die anfängliche Stromverzögerung kann die Bogenzündung ganz vereiteln. Wenn aber der Bogen zündet, so sehen wir aus dem Bilde (46,05), daß es nun länger dauert, bis eine gewisse Löschstromstärke  $I_s$  erreicht wird, als in dem Falle  $l=0$ . Demgemäß brennt der Bogen eine längere Zeit. Die Verhältnisse sind also bedeutend komplizierter, wenn  $l$  endlich ist, als wenn es Null ist, und die Gl. (46,06), (46,08) und (46,11) gelten bei endlichem  $l$  nicht mehr.

**C) Der Fall  $C = \infty$ , der damit gleichbedeutend ist, daß  $C$  durch eine Batterie ersetzt wird.** Die Differentialgleichung (46,02) vereinfacht sich zu:

$$E = l \frac{dI}{dt} + rI + U_0$$

mit der Lösung:

$$I = \frac{E - U_0}{r} \left( 1 - e^{-\frac{r}{l}t} \right), \quad (46,12)$$

woraus folgt:

$$q = \int_0^{t_b} I dt = \frac{E - U_0}{r} t_b - \frac{l}{r^2} (E - U_0) \left( 1 - e^{-\frac{r}{l}t_b} \right), \quad (46,13)$$

wenn  $t_b$  die Bogenbrenndauer bedeutet.

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [3I], Formel (6e).

Zwei Sonderfälle:

Für  $l = 0$  folgt:

$$q = \frac{E - U_0}{r} t_b \quad (46, 14)$$

und für  $\frac{r}{l} t_b \ll 1$ :

$$q \approx \frac{1}{2} \frac{E - U_0}{l} t_b^2. \quad (46, 15)$$

Für die  $q$ -Berechnung nach (46, 13) bis (46, 15) ist natürlich vorausgesetzt, daß  $t_b$  irgendwie bekannt ist, z. B. aus Oszillogrammen. Ist es nicht näher bekannt, so kann man im Falle  $t_b > \tau$  mit dem empirischen Ausdruck (46, 16) einigermassen zutreffende Schätzungen ausführen:

$$t_b = \tau \left[ 1 + 3 \left( \frac{E - U_0}{r I_s} \right)^2 \right]. \quad (46, 16)$$

Einige experimentelle Bestätigungen sind in der Tafel (53, 02) eingetragen.

#### § 47. Die Brenndauer des Ausschaltbogens und die durch ihn geflossene Elektrizitätsmenge. Einzelner Kreis.

Wir werden die Behandlung des Ausschaltbogens für einige typische Schaltungen durchführen.

**A) Rein ohmscher Kreis gemäß Abb. (47, 01).** Wenn der Bogen bei normaler Atmosphäre mit nicht zu kleiner Stromstärke und mäßig schnell gezogen wird, so ergibt sich sein Stromspannungsverlauf aus den Schnittpunkten der Widerstandsgeraden mit den verschiedenen  $UI$ -Kennlinien (vgl. § 44), wobei die Zeit mittels der Gleichung  $y = \int v dt \approx v \cdot t$  hineinspielt; und die Bogen-dauer ist diejenige Zeit  $t$ , welche dem  $y_s$  der tangierenden Kennlinie zugeordnet ist. Um von diesen Regeln Gebrauch zu machen, muß

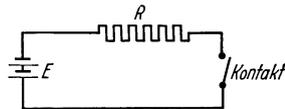


Abb. 47,01. Ausschalter im rein ohmschen Kreis.

man freilich die  $UI$ -Kennlinienschar am betreffenden Metall und bei der betreffenden Luftfeuchtigkeit besitzen. Solche Kennlinien liegen immer noch in unzureichender Menge vor. Ist nun die Stromstärke knapp bemessen, so daß die Bogendauer schon laut der Konstruktion mit der Widerstandsgeraden klein wird, so machen sich im ohmschen Kreis gewisse Labilitäten geltend und die Berechnungen nach (44, 08) werden hinfällig; man vergleiche das in Abb. (47, 11) dargestellte Beispiel. Es war deshalb viel gewonnen, als es gelang,  $t$  durch eine einfache empirische Formel auszudrücken, welche die Konstruktion mit der Widerstandsgeraden ersetzte und außerdem die mittlere Lebensdauer der kurzlebigen Bögen richtig ergab. In dieser Formel beeinflussen der Werkstoff und die Atmosphäre nur wenige Parameter  $U_0$ ,  $I_m$ ,  $J_s$  und  $\psi^*$ , welche die

\* Vgl. R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25], § 2, sowie R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31], § 3.

folgende Bedeutung haben:  $U_0$  kann mit meistens ausreichender Genauigkeit gleich  $U_m$  der Formel (44,01) und gleich dem für (46,08) und (46,11) passenden  $U_0$  gesetzt werden.  $I_m$  ist die Mindeststromstärke des Bogens, die wir schon aus den Diagrammen (44,04) bis (44,08) kennen.  $J_s$  ist eine empirische Größe ohne scharfe physikalische Bedeutung. Sie spielt die Rolle einer Löschstromstärke und kann im allgemeinen  $J_s = 1,8 \text{ A}$  gesetzt werden.  $\psi$  oder richtiger  $10^3 \psi/E$  ist ein Maß für den Voltgradienten in der Säule der kurzen Lichtbögen. Bei der Mehrzahl der Metalle in gewöhnlicher Atmosphäre rechnet man mit  $\psi = 16 \text{ V}^2/\text{cm}$ . Nähere Angaben der Beiwerte  $U_0$ ,  $I_m$ ,  $J_s$  und  $\psi$  gibt die Tafel (53,04). Die genannten Gleichungen zur Berechnung von  $t$  lauten:

Der anfängliche Bogenstrom ist

$$I_b = \frac{E - U_0}{R}.$$

Man berechnet die Größen  $x$  und  $y$

$$x = 1,22 \frac{I_b - I_m}{I_m}; \quad y = \frac{J_s}{I_b(1 - e^{-x})} \quad (47,02)$$

und schließlich in Sekunden ausgedrückt:

$$t = \frac{(E - U_0) E \cdot 10^{-3}}{\psi v e^y},$$

wo  $v$  in  $\text{cm/s}$  die Trennungsgeschwindigkeit der Elektroden bedeutet. Die Formeln (47,02) sind auch für zweimetallische Kontakte mit leidlicher Genauigkeit verwendbar.  $U_0$ ,  $I_m$ ,  $J_s$  und  $\psi$  des Kathodenmaterials werden eingesetzt.

Wie im Beispiel der Abb. (44,02) ändert sich die Bogenspannung  $U$  mit der Zeit annähernd linear von der Zündspannung  $U_0$  bis zur Löschspannung  $U_s$ ; der Bogenstrom ändert sich dazu spiegelbildlich vom Anfangswert  $I_b = (E - U_0)/R$  bis zu dem Löschwert oder Schlußstrom  $I_s$ . Die mittlere Stromstärke ist  $(I_b + I_s)/2$ . Nun kennt man  $I_s$  nur dann genau, wenn man es Oszillogrammen entnehmen kann, was natürlich nicht immer der Fall ist. Wie gut man  $I_s$  an Hand der  $UI$ -Kennlinien schätzen kann, haben wir in § 44 gesehen. Wenn der tatsächliche Schlußstrom  $I_s$  unbekannt ist, rechnet man praktisch ausreichend genau mit folgenden Ansätzen:

Für  $I_b > J_s$  (tabellarische Stoffkonstante) wird gesetzt

$$I_s = J_s$$

und folglich

$$q = t \frac{I_b + I_s}{2} \approx t \frac{I_b + J_s}{2}. \quad (47,03)$$

Für  $I_b \leq J_s$  wird gesetzt

$$I_g = I_b$$

und folglich

$$q = t \frac{I_b + I_s}{2} \approx t I_b. \quad (47,04)$$

Um eine Vorstellung davon zu geben, wie gut wirkliche mittlere Brenndauern sich nach der Kennlinienmethode bzw. nach den Gl. (47,02) vorausberechnen lassen, geben wir die Tafel (47,05). Darin bedeutet  $y_s$  die mit Hilfe der Kennlinien bestimmte Löschlänge des Bogens und  $t_y$  die mit diesem  $y_s$  nach (44,03) erhaltene Brenndauer, während  $t_{ber}$  nach den Gl. (47,02) mit Parametern gemäß der Tafel (53,04) berechnet wurde.  $t_{beob}$  ist aus Oszillogrammstichproben gemittelt.

Tafel (47,05)<sup>1</sup>. Vergleich beobachteter und berechneter Bogenbrenndauern in Ausschaltkontakten.  $P \approx 100$  g.

Metall	E V	Kurzschluß- strom $I_0$ A	v cm/s	$y_s$ mm	$t_y$ ms	$t_{beob}$ ms	$t_{ber}$ ms	Bemerkungen
Au	32,3	5	4	0,12	3	2,75	3,8	
„	61	10,5	23,9	1,7	7,1	6,7	6,2	
„	62	1	6	0,1	1,7	0,9	1,1	
„	62	2,95	6	0,62	10,4	15	14,5	
„	110	2	6	3,0	50	48	40	
Ag	61	0,85	6,3	0,05	0,8	0,5	0,3	
„	56	4,9	6,8	0,93	14	15	14	
„	28	9	9	0,2	2,2	2,0	2,2	
Cu	20	4	10	0,04	0,1	—	0,12	
„	60	1,5	10	0,22	2,2	—	2,9	
„	60	1,5	10	0,12	1,2	—	1,7	$\begin{cases} f = 0 \text{ oder } 0,8 \\ I_m = 0,6 \end{cases}$

Die Übereinstimmung der Werte  $t_y$ ,  $t_{beob}$  und  $t_{ber}$  ist befriedigend. Andere Formeln aus dem Schrifttum sind für die hier in Frage kommende kurze Bogendauer zu ungenau, indem entweder die Mindeststromstärke  $I_m^*$  oder andere wesentliche Größen vernachlässigt wurden.

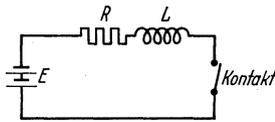


Abb. 47,06. Ausschalter im induktiven Kreis.

**B) Induktiver einfacher Kreis nach Abb. (47,06).** Insofern die Kapazität des Kontaktes und der sonstigen Leiter zu vernachlässigen ist, so daß durch alle Teile des Stromkreises immer gleichzeitig dieselbe Stromstärke fließt, kann sich diese zufolge der Induktivität nur kontinuierlich ändern. Der Bogen muß also unmittelbar bei der Schaltung

<sup>1</sup> Die Angaben dieser Tafel sind der Tafel (3g) in R. HOLM u. Mitarb. [3I] entnommen.

\* A. v. ENGEL [I].

entstehen, und sein Anfangsstrom ist  $I_0 = E/R$ . Für den weiteren Stromverlauf ist maßgebend die Gleichung:

$$E = IR + L \frac{dI}{dt} + U(I, y), \quad (47,07)$$

wo  $U(I, y)$  die Bogenspannung bedeutet.  $U(I, y)$  kann ebenso wie im Falle A) den Kennlinien entnommen werden. Für  $y$  wäre wie oben etwa  $y = vt$  einzusetzen.

Einen für den Schalterbogen allgemeinen Satz erhält man aus der Gl. (47,07) auf folgende Weise<sup>1</sup>: Die während der Dauer  $t_b$  eines Schaltbogens in diesem verbrauchte Energie ist:

$$\int_0^{t_b} UI dt = \int_0^{t_b} (E - RI) I dt - \int_{I=I_0}^{I=I_s} LI dI = \int_0^{t_b} (E - RI) I dt + \frac{1}{2} L (I_0^2 - I_s^2), \quad (47,08)$$

wo  $I_s$  diejenige Stromstärke bedeutet, bei welcher der Bogen erlischt.

Das Integral  $\int_0^{t_b} (E - RI) I dt$  ist die während der Zeit  $t$  von der Stromquelle dem Bogen zugeführte Energie, welche positiv ist, weil  $(E - RI)$  positiv ist. Außer ihr verzehrt der Bogen einen Teil (wenn  $I_s \ll I_0$ , den größten Teil) der ursprünglich in der Induktivität aufgespeicherten Energie  $\frac{1}{2} L I_0^2$ .

Eine allgemeine Lösung der Gl. (47,07) wäre infolge der verwickelten Funktion  $U(I, y)$  eine äußerst schwierige mathematische Aufgabe. Wir umgehen sie mit Hilfe von Annäherungen. So prüfen wir zuerst den Ansatz:

$$\left. \begin{aligned} U(I, y) &= U_0 + ay = U_0 + bt, \\ av &= b \quad \text{gesetzt wird.} \end{aligned} \right\} \quad (47,09)$$

Mit  $U(I, y)$  aus der Gl. (47,09) in (47,07) eingesetzt und mit der Anfangsbedingung  $I_0 = E/R$  ergibt sich die Lösung:

$$\boxed{RI = E - U_0 + \frac{L}{R} b - bt + \left( U_0 - \frac{L}{R} b \right) e^{-\frac{R}{L} t}}, \quad (47,10)$$

wozu eine Löschbedingung hinzuzufügen ist, die am einfachsten so ausgedrückt wird, daß der Bogen erlischt, sobald  $I$  auf den Wert  $I_m$  abgesunken ist.

Wie gut die Gl. (47,10) brauchbar ist, veranschaulicht das folgende Beispiel. Mit  $E = 54 \text{ V}$ ,  $R = 54 \Omega$ ,  $L = 0,29$  bzw.  $0,1$ ,  $0,008$  und  $0 \text{ H}$  sowie  $v = 5 \text{ cm/s}$  wurden an Silberelektroden ( $U_0 = 12 \text{ V}$ ) die ausgezogenen Kurven der Abb. (47,11) oszillographiert. Die gestrichelten Kurven wurden mit Hilfe von (47,10) berechnet, und zwar mit  $a = 500$ , also

<sup>1</sup> Vgl. R. RÜDENBERG, S. 186, dessen Darstellung durch die Berücksichtigung von  $I_s$  ergänzt wird.

$b = 2500$ . Man erhält nämlich aus den Diagrammen (44,04) bis (44,08) bei  $I = 0,8 \text{ A}$  (etwa die mittlere Stromstärke der in Frage kommenden Lichtbögen) fast unabhängig vom Metall den mittleren Bogengradienten

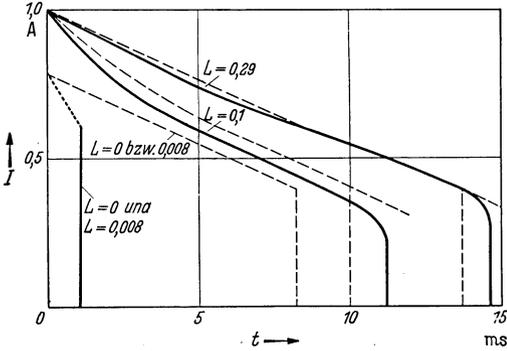


Abb. 47,11. Stromverlauf im Ausschaltkreis. Berechnungen nach (47,10) mit Oszillogramm verglichen.

$500 \text{ V/cm}$ . Als Löschstromstärke für die Abb. nehmen wir  $I_s = I_m = 0,4 \text{ A}$ , den Wert für Silber, an. Der berechnete Verlauf stimmt sehr gut mit dem beobachteten überein, solange  $L$  beträchtlich ist. Für  $L = 0,008$  und  $L = 0$  sinkt der Strom viel rascher als gemäß (47,10) (daß  $a$  und  $b$  um rund 40% größer als vorher einzusetzen wären, ist von untergeordneter Bedeutung), und der

Bogen erlischt außerdem bei einer größeren Stromstärke als  $I_m$ . Der Grund muß in Instabilitäten liegen, welche in der Gl. (47,10) nicht zum Ausdruck kommen. Es ist aber interessant und wertvoll, daß sich die empirische Formel (47,02) gut bewährt. Sie ergibt nämlich  $t = 0,97 \text{ ms}$  in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Mittelwert. Die einzelnen Meßergebnisse streuen zwar zwischen 0 und 3 ms.

Einfache Sonderfälle der Gl. (47,07) findet man im Schrifttum behandelt. A. v. ENGEL [1] rechnet mit  $U_0 = 0$  und BURSTYN<sup>1</sup> mit  $b = 0$ ,  $\frac{R}{L} t_b \ll 1$  und  $I = 0$  für  $t = t_b^*$ . Dann wird  $t_b \approx \frac{LE}{RU_0}$  und

$$\int_0^{t_b} I U_0 dt = \frac{U_0}{R} \left[ E t_b - U_0 t_b - U_0 \frac{L}{R} \left( e^{-\frac{R}{L} t_b} - 1 \right) \right] \approx L \left( \frac{E}{R} \right)^2,$$

d. h. die beiden Glieder der rechten Seite von (47,08) werden gleich groß.

**C) Einfluß der Leitungskapazität.** In Teil B) dieses Paragraphen wurde anfangs hervorgehoben, daß die Ausführungen mehr oder weniger ihre Gültigkeit verlieren, wenn der elektrische Strom nicht mehr den ganzen Kreis gleichzeitig mit derselben Stärke durchfließt. Ausnahmen können z. B. entstehen, wenn die Leitungskapazität sich geltend macht. Irgendeine Aufzählung von allen hier zu erwartenden Möglichkeiten soll hier nicht versucht werden; im Gegenteil, es möge genügen, ein paar anschauliche Beispiele zu erwähnen. Wir entnehmen das Hauptbeispiel der schon angeführten Arbeit von CURTIS. Die Abb. (47,12) zeigt im Prinzip den Stromkreis, welcher umfaßt: die EMK  $E$ , ein

<sup>1</sup> W. BURSTYN [4], S. 26.

\* Entspricht nicht der Wirklichkeit, vgl. (47,11).

Relais mit dem Widerstand  $R$  und der Induktivität  $L$  sowie den Leitungsdraht mit dem Widerstand  $r$  und der Kapazität  $c$ ,  $R \gg r$ , schließlich den Kontakt  $K$ . Wenn der mit einem Kurzschlußstrom  $I_0 < I_m$  beschickte Kontakt geöffnet wird, so geschieht etwa das, was wir am Diagramm (47,13) ablesen. Die Induktivität  $L$  treibt die Spannung an der Kapazität  $c$  des Leitungsdrahtes nebst Kontaktpalt in die Höhe, so daß nach etwa  $10^{-5}$  s ungefähr 300 V erreicht werden. Dann erfolgt ein Durchbruch, welcher zum Bogen führt. Über diesen entlädt sich die Kapazität  $c$  in ein paar  $10^{-6}$  s, wobei die Stromstärke größer als  $I_0$  wird. Eventuell führt die Eigenschwingung des Leitungsdrahtes zu einem Bogen mit umgekehrter Polarität. Nach  $10^{-6}$  s ist auch dieser erloschen, und die Kapazität  $c$  wird wieder durch die immer noch den annähernden Kurzschlußstrom  $I_0$  führende Induktivität aufgeladen; nur überlagern sich Eigenschwingungen des Leitungsdrahtes. Es folgt ein zweiter, dritter usw. Durchbruch, vgl. Abb. (44,13).

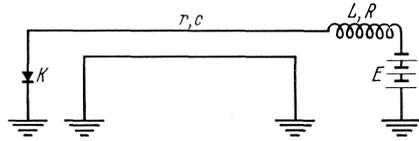


Abb. 47,12. Die von CURTIS verwendete Schaltung.

Die drei Oszillogramme der Abb. (47,14) sind mit einem Siemens-Vakuumschalter gewonnen. Die beiden rechten sind Spannungsauf-

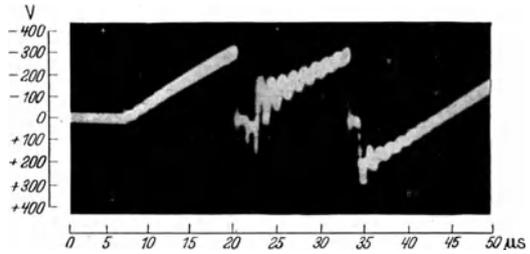


Abb. 47,13. Folge von Aufladungen und Durchbrüchen bei dem CURTIS-Versuch.

Die drei Oszillogramme der Abb. (47,14) sind mit einem Siemens-Vakuumschalter gewonnen. Die beiden rechten sind Spannungsauf-

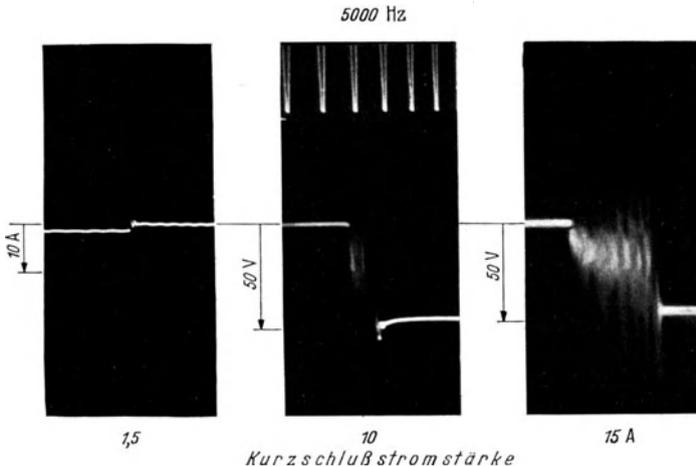


Abb. 47,14. Oszillogramme von Ausschaltungen im Vakuum. Zeitmarke mit 5000 Hz.

nahmen, das linke ist eine Stromaufnahme. Wir werden nicht näher auf ihre Eigenheiten eingehen, sondern begnügen uns mit der folgenden Angabe. Die Stromstärke war von links gerechnet 1,5 A, 10 A und 15 A. Bei 1,5 A entstand keine Entladung, aber Eigenschwingungen in dem geöffneten Kreis. Die größeren Stromstärken führten zu schwingungsfähigen Bögen, ohne daß jemals mehr als etwa 75 V erreicht wurden. Die Betriebs-EMK war 50 V. Die Leitungen des Stromkreises waren ziemlich lang und eine Induktivität von rund  $10^{-4}$  H und eine Kapazität zusammen mit derjenigen des Kontaktes von einigen  $10^{-9}$  F sind möglich. Wir sehen, wenn man mit Hilfe des Kathodenstrahl-oszillographen die feinsten Einzelheiten entschleierte, so kommen unter Umständen recht komplizierte Gebilde zum Vorschein.

#### § 48. Ausschalten mit Löschkreis laut Abb. (45,01).

Die Abb. (45,01) zeigt einen Hauptkreis  $L$ ,  $R$  plus Kontakt und neben dem Kontakt den sog. Löschkreis mit dem ohmschen Widerstand  $r$  und der Kapazität  $C$ . Dieser *Löschkreis* hat die Aufgabe, Strom vom Bogen abzuführen, und ihn dadurch entweder am Entstehen zu verhindern oder ihn frühzeitig zu löschen. Wir unterscheiden das Schalten mit und ohne Funken. Die letzte Möglichkeit besteht, weil, insofern die Induktivität im Löschkreis vernachlässigt werden kann, dieser Kreis im Augenblick des Ausschaltens den ganzen Strom  $I_0 = E/R$  übernehmen kann, so daß kein Bogen entstehen muß.

**A) Funkenloses Schalten.** Die an der Kontaktpalte auftretende Spannung  $U$  wird zweckmäßigerweise mit Hilfe der HEAVISIDESchen Operatorenrechnung berechnet<sup>1</sup>.  $U$  wird so groß, wie eine im Kontakt eingepreßte Spannung sein müßte, um den Strom  $I_0 = E/R$  durch den Kontakt aufzuheben. Als Bedingung dafür erhalten wir mit Benutzung des üblichen HEAVISIDE-Operators  $p = d/dt$ , wobei wir beachten, daß der gedachte Kompensationsstrom sich aus einem Zweig in  $rC$  und einem in  $RL$  zusammensetzt:

$$\frac{U}{r + \frac{1}{pC}} + \frac{U}{R + pL} = I_0 \mathbf{1}^*, \quad (48,01)$$

woraus nach einfacher Umformung entsteht:

$$U = I_0 r \left\{ 1 + \left( \frac{1}{rC} - \frac{r}{L} \right) \frac{p}{p^2 + 2\alpha p + \omega_0^2} + \frac{R-r}{rLC} \frac{\mathbf{1}}{p^2 + 2\alpha p + \omega_0^2} \right\}, \quad (48,02)$$

wo  $\alpha = \frac{R+r}{2L}$  und  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  ist.

Hier interessiert uns vor allen Dingen der Fall, wo  $\omega_0^2 > \alpha^2$  ist. Dabei lautet die Lösung von (48,02) mit Hilfe der Äquivalentoperatoren,

<sup>1</sup> Siehe z. B. V. BUSH oder K. W. WAGNER [2].

\* Hier bedeutet  $\mathbf{1}$  den HEAVISIDE-Operator  $\mathbf{1}$ .

vorausgesetzt, daß die Kontaktöffnung im Zeitpunkt  $t=0$  geschieht:

$$U = I_0 r \left\{ 1 + \left( \frac{1}{rC} - \frac{r}{L} \right) \frac{e^{-\alpha t}}{\omega} \sin \omega t + \frac{R-r}{r} \left[ 1 - \frac{\omega_0}{\omega} e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \Phi) \right] \right\}, \quad (48, 03)$$

wo  $\omega^2 = \omega_0^2 - \alpha^2$  und  $\operatorname{tg} \Phi = \frac{\omega}{\alpha}$  ist;

oder in einer üblichen Weise umgeformt:

$$U = E + \frac{I_0 r}{\omega} \left[ \frac{1}{rC} - \frac{R}{L} \right] e^{-\alpha t} \sin(\omega t - \varphi),$$

wo  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega \frac{R-r}{r}}{\frac{1}{rC} - \frac{R^2+r^2}{2Lr}}$  ist. (48, 04)

Aus (48, 04) folgt:

$$\frac{dU}{dt} = I_0 r \left[ \frac{1}{rC} - \frac{R}{L} \right] e^{-\alpha t} \frac{\sin(\Phi + \varphi - \omega t)}{\sin \Phi},$$

woraus man sieht, daß  $U$  sein Maximum hat, wenn  $\omega t = \Phi + \varphi$ . (48, 05)

Besonders ist bei großem  $L$ :

$$\left[ \frac{dU}{dt} \right]_{t=0} \approx \frac{1}{C} \left[ 1 - \frac{R+r}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \right] \approx \frac{1}{C}. \quad (48, 06)$$

Die Abb. (48, 09), (48, 10) und (48, 11) veranschaulichen Lösungen von (48, 02).

Mit *funkenlosem Schalten* meinen wir natürlich das Ausschalten, ohne daß ein Bogen gezogen wird. Nachträglich kann aber ein Durchbruch des Kontaktpaltes erfolgen, wenn nämlich die betreffende  $U$ -Kurve aus den Abb. (48, 09) bis (48, 11) die Gerade (44, 12) schneidet. Es ist manchmal von praktischer Bedeutung, solche nachträglichen Zündungen zu vermeiden, wofür darum die Bedingungen untersucht werden. Die Sicherheit gegen den Durchbruch ist offenbar dann gewährleistet, wenn die Gerade (44, 12), deren Spannung mit  $U_d$  bezeichnet sei, höher verläuft als die betreffende  $U$ -Kurve, wenn also  $U < U_d$  bleibt. Will man sich nicht die Mühe machen, die betreffende  $U$ -Kurve so genau wie in den Abb. (48, 09) bis (48, 11) zu berechnen, so kann die folgende Vereinfachung einen guten Dienst leisten. Derjenige Teil einer  $U$ -Kurve, welcher bei  $U = I_0 r$  auf der  $U$ -Achse anfängt und bei  $U_{\max}$  aufhört, wird durch eine Sinuskurve angenähert, nämlich durch die Kurve:

$$U = I_0 r + A \sin \omega t,$$

wo  $A = I_0 \left[ R - r + \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot e^{-\frac{\pi}{4}(R+r)\sqrt{\frac{C}{L}}} \right], \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  (48, 07)

und  $I_0 = \frac{E}{R}$  ist;

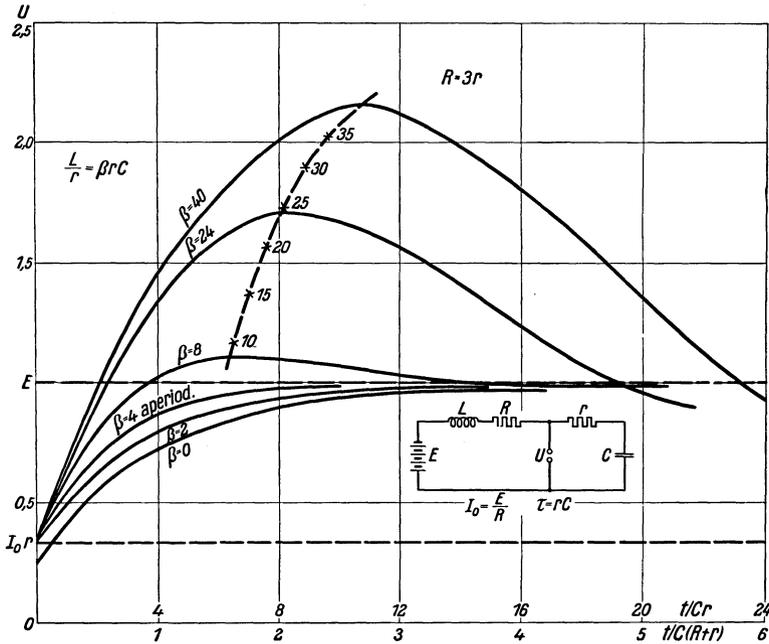


Abb. 48, 09.

oder in anderer, bisweilen mehr praktischer Schreibweise:

$$U = I_0 r + I_0 \left[ R - r + r \sqrt{\beta} \cdot e^{-\frac{\pi}{4} \frac{R+r}{r \sqrt{\beta}}} \right] \sin \frac{t}{Cr \sqrt{\beta}}, \quad (48, 08)$$

wo  $\beta = \frac{L}{r^2 C}$  ist.

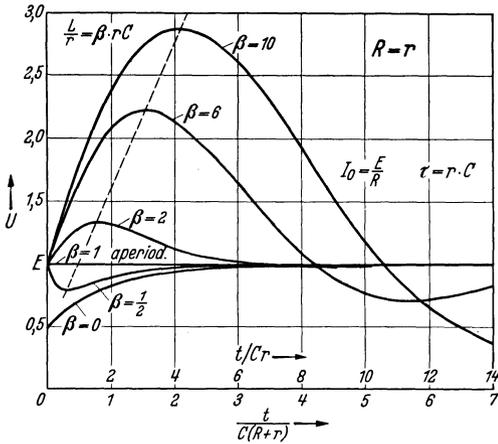


Abb. 48, 10.

Abb. (48,14) zeigt erstens die gerade Kennlinie der Durchbruchsspannung  $U_d$  und zweitens eine Kennlinie  $U$  aus der Abb. (48,09).

Der Durchbruch wird nun offenbar vermieden, solange derjenige Punkt  $U_1(t)$ , wo die  $U$ -Kurve parallel zu  $U_d$  verläuft, einen Wert

$$U_1(t) < U_d(t)$$

Abb. 48,09 bis 48,11. Stromverlauf beim funkenlosen Ausschalten eines induktiven Kreises mit kapazitiver Löschung.

hat. Analytisch ausgedrückt soll also gleichzeitig gelten:

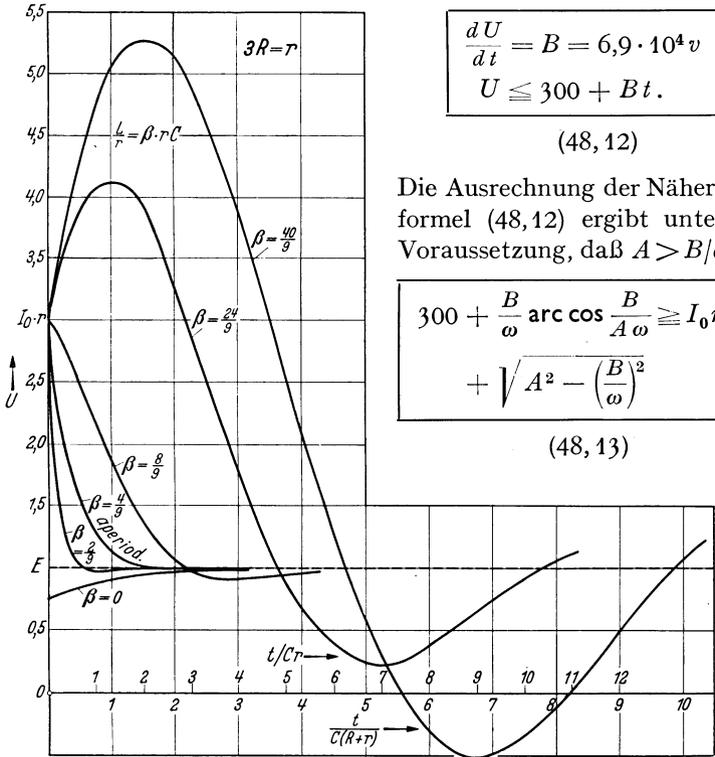


Abb. 48, 11.

als Bedingung dafür, daß kein nachträglicher Durchbruch des sich öffnenden Kontaktpaltes erfolgt.

**B) Schalten mit Abreißbogen.** Es kommt vor, daß man den Abreißbogen mit dem Löschkreis nicht ganz unterdrücken will, vgl. § 56. Dann ist es wertvoll zu wissen, wie lange ein Bogen in der Schaltung (45, 01) brennt; die Brenndauer des Bogens soll also vorausberechnet werden. Rein theoretisch ist diese Aufgabe noch nicht lösbar, weil der physikalische Vorgang der Bogenlöschung in der Schal-

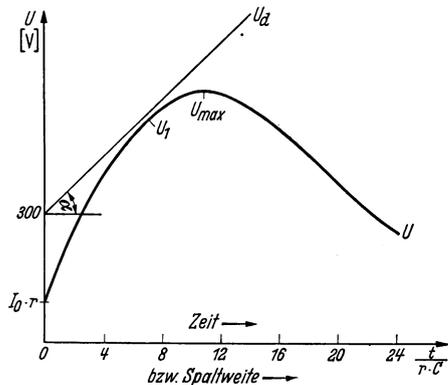


Abb. 48, 14. Verlauf der Spannung  $U$  am Kontaktpalt und der Durchbruchspannung  $U_d$  eines sich öffnenden Kontaktes.

tung (45,01) nicht ausreichend bekannt ist. Früher hat man vermutet, daß der Löschkondensator als Speicher ganz oder hauptsächlich den Extrastrom übernimmt und somit den Bogen eine Weile schwächt und früh zum Abklingen bringt. So einfach ist es aber nicht oder doch nicht immer. Zwar übernimmt die Kapazität anfangs einen Teil des Stromes, so daß der Bogen demgemäß geschwächt wird, und wenn schließlich die Kapazität aufgeladen ist, so ist die Stromstärke inzwischen etwas abgeklungen. Aber die Löschung pflegt in praktischen Fällen erst eine Zeit nach der eigentlichen Aufladung zu erfolgen<sup>1</sup>. Inzwischen ist der Aufpunkt im Kennliniendiagramm zu einem größeren  $\gamma$ , also zu steileren Teilen der Kennlinie gelangt, wo der Bogen eine große Fähigkeit zur Schwingungsanregung besitzt<sup>2</sup>. Er regt manchmal Eigenschwingungen des Kreises  $L$ ,  $C$  und des Löschkreises an, und wenn dann einmal die Amplitude, mit entgegengesetztem Vorzeichen, die mittlere Bogenstromstärke erreicht, so löscht der Bogen.

BURSTYN<sup>3</sup> erwähnt den folgenden Beleg für die Bedeutung der Löschkreisschwingungen: Angenommen, ein Löschkreis sei derart eingerichtet, daß er die Bogenbrenndauer fast auf Null bringt. Vergrößert man dann  $r$ , so wächst die Bogendauer; legt man denselben Zusatzwiderstand unmittelbar vor den Schalter bei  $a$  auf der Abb. (45,01), so sollte dies die Löschung begünstigen, wenn die Kapazität nur als Speicher wirkt, weil nun auch der Spannungsabfall im Zusatzwiderstand für den Bogen verlorengeht. Tatsächlich wird aber unter Umständen die Bogendauer fast ebenso verlängert, wie durch die Vergrößerung von  $r$ . BURSTYN schließt daraus, daß die Löschung durch Eigenschwingungen des Löschkreises befördert wird, und daß sie nachläßt, wenn diese Schwingungen zu stark gedämpft werden, gleichgültig, wohin der dämpfende Widerstand innerhalb des Löschkreises gelegt wird, ob in Reihe mit  $r$  vor einer Verzweigungsstelle oder an der Stelle  $a$  neben dem Kontakt.

Hier folgt nun ein weiterer Beleg. Die Induktivität des Löschkreises selbst ist natürlich meistens sehr klein, z. B. kleiner als  $10^{-6}$  H, und die Eigenschwingungen sind sehr hochfrequent und schwer zu oszillographieren. Die verhältnismäßig niedrige Frequenz in den Diagrammen (48,15) wurde durch eine zusätzliche Induktivität in dem Löschkreis erzielt. Immerhin dürften die Oszillogramme die Hauptmerkmale des geschilderten Löschvorganges veranschaulichen. Man sieht, wie die Schwingung sich mit Hilfe des Bogens einige Male emporarbeitet und beim letzten Anschwellen die Amplitude des mittleren Bogenstromes erreicht. Dort geschieht die Löschung. Die Einzelheiten dieser Schwingungsanregung theoretisch so zu fassen, daß Berechnungen der Bogen-

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [2I], § 3.

<sup>2</sup> Die Fähigkeit des Bogens, Schwingungen anzuregen, beruht auf seiner fallenden Kennlinie und wurde am Schluß des § 43 erklärt.

<sup>3</sup> W. BURSTYN [4], S. 23.

dauer darauf gegründet werden können, dürfte schwierig sein. HOLM und Mitarbeiter<sup>1</sup> haben es vorgezogen, zur praktischen Beherrschung des vorliegenden Problems eine empirische Regel auszubilden, die jetzt erläutert werden soll.

Ohne Löschkreis würde der Bogen mit der Stromstärke  $I_0 = E/R$  beginnen, aber die Kapazität übernimmt, wie gesagt, anfangs einen Teil des Stromes, und der Bogenteilstrom bleibt kleiner als  $I_0$ . Eine fiktive

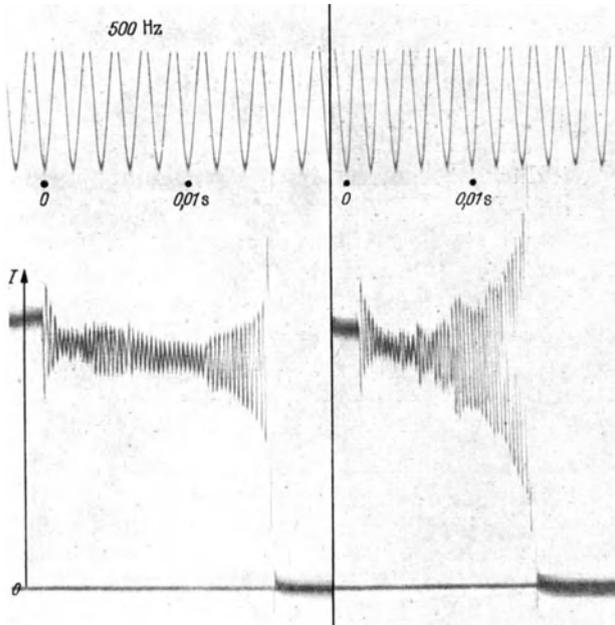


Abb. 48, 15. Stromoszillogramme eines Ausschaltfunken, in denen die Eigenschwingung des Löschkreises zutage tritt.

Bogenstromstärke  $I_b < I_0$  wird eingeführt. Sie soll dieselbe Rolle spielen wie  $I_b$  in der Formel (47, 02). In dem Ausdruck für das jetzige  $I_b$  müssen die Variablen  $L$  und  $r$  bestrebt sein,  $I_b$  in die Höhe zu treiben, während  $C$  den Strom herabdrückt. Der folgende Ausdruck (48, 16) genügt recht weitgehenden Forderungen. Auf die Überlegungen und Prüfungen, die

$$I_b = \frac{\frac{E}{R}}{1 + 1,4 \frac{U_0}{E} \frac{R}{r} e^{-\frac{0,1}{2+r} \sqrt{\frac{L}{C}}}} \quad (48, 16)$$

<sup>1</sup> R. HOLM u. Mitarb. [21], [25] und [31].

zu diesem Ausdruck führten, gehen wir aber hier nicht ein, sondern verweisen auf die Originalabhandlungen<sup>1</sup>.

Die weitere Berechnung gestaltet sich mit einer geringen Änderung so wie in (47,02) für  $t$  in  $s$ :

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x} &= 1,22 \frac{I_b - I_m}{I_m}; & \mathbf{y} &= \frac{J_s}{I_b(1 - e^{-x})}; \\ t &= \frac{E^2 \cdot 10^{-3}}{\psi v e^{\mathbf{y}}}. \end{aligned} \right\} \quad (48,17)$$

$J_s$  ist dieselbe Größe wie in (47,02), hat also meistens den Wert  $J_s = 1,8 A$ . Die Ausnahmen von der  $J_s$ -Regel gibt die Tafel (53,04) an. Diese Berechnungsart macht  $t$  zu einer stetigen Funktion von  $I_0$ ,  $L$  und  $C$ , berücksichtigt aber nicht die kleine Induktivität der Löschkreisleitungen. In Wirklichkeit dürfte eine Art Quantenmäßigkeit durch die erwähnten Eigenfrequenzen bedingt sein. Für praktische Zwecke sind immerhin die Gl. (48,16) und (48,17) recht leistungsfähig; davon zeugen schon die Beispiele der Tafel (48,18). In ihr ist  $t_{\text{ber}}$  gemäß (48,17) berechnet, während  $t_{\text{beob}}$  durch Mitteln aus Oszillogrammen gewonnen wurde. Die drei letzten Spalten beziehen sich auf die Verschleißberechnungen in § 53.

Tafel (48,18). Bogendauer in einem Stromunterbrecher mit Löschkreis.

Metall	$E$ V	$R$ $\Omega$	$L$ H	$r$ $\Omega$	$C$ $\mu F$	$v$ cm/s	$t_{\text{beob}}$ ms	$t_{\text{ber}}$ ms	$10^6 \cdot q$ C	Kathoden- verlust $10^{-6} \text{ cm}^3$	$\gamma \frac{10^{-6} \text{ cm}^3}{C}$
Ag	220	110	0,1	5,25	2	5	0 ··· 25	—	—	—	—
„	114	100	0,1	33	10	6	8	6,2	500	110	0,22
„	8,5	2,1	0,0012	3,5	10	8	0 ··· 0,4	0,23	48	22	0,46
Pt	112	57	0,87	24,6	77	7	3	4	—	—	—
„	8,6	2,1	0,0012	5,21	10	8	0 ··· 0,2	0,11	23	38	1,7

*Berechnung von  $q$ .* Die Berechnung von  $q$  geschieht gemäß (47,03) bzw. (47,04).

#### § 49. Formänderungen durch Stoffwanderung in Abhebekontakten. Einleitung. Bezeichnungen.

Das Schließen oder Öffnen eines stromdurchflossenen Kontaktes ist fast immer mit Stofftransport und anderer Formänderung oder Verschleiß verbunden. Wir unterscheiden:

A) *Mechanische Formänderungen und Verschleiß*, welche ohne die Mitwirkung eines elektrischen Stromes durch den Kontakt entstehen. Die Formänderung kann eine *plastische* oder eine *splitternde* sein.

<sup>1</sup> R. HOLM u. Mitarb. [2I], [25] und [3I]. Man beachte, daß unsere experimentell bestätigten Formeln zu anderen Resultaten führen als die Regeln, die F. BREISIG angeführt hat. Seine Formel für  $U$ , oder wie er es nennt  $V$ , unten auf S. 193 entspricht zwar unserer Formel (48,03); seine weiteren Schlüsse sind aber nicht genügend begründet und führen zu einer unnötig großen Kapazität  $C$  im Löschkreis.

B) *Elektrisch-thermische Verschleißerscheinungen.* Hier fassen wir die elektrische und die thermische Verschleißwirkung zusammen, weil in der weiteren Umgebung der Kontaktstelle etwa Zimmertemperatur vorausgesetzt wird, und die im Kontakt wirksame lokale Erwärmung vom Strom herrühren soll. Wir unterscheiden aber je nach der Art des den Kontaktpalt durchquerenden Stromes: die Stoffverdampfung und sonstige Wanderung unter der Wirkung des Lichtbogens, *Grobwanderung*, und die betreffende Wirkung eines Stromes, der noch zu gering oder zu schwach gespannt ist, um einen statischen Lichtbogen oder Glimmstrom zu erzeugen, *Feinwanderung*. Die Verdampfung im Glimmstrom, manchmal *Zerstäubung* genannt, ist mit derjenigen im Bogen verwandt. Sie gehört somit zur *Grobwanderung*, ist aber technisch belanglos und wird hier nur kurz behandelt. Diese Bezeichnungen, *Grob-* und *Feinwanderung*, haben sich schon eingebürgert. Sie haben vor anderen möglichen den Vorteil, kurz zu sein. Sie nehmen darauf Bezug, daß der Lichtbogen meistens einen verhältnismäßig raschen Verschleiß veranlaßt, während im Verhältnis zu solcher „*Grobwanderung*“ die „*Feinwanderung*“ immer langsam fortschreitet; womit keinesfalls gesagt ist, daß die Wirkung eines schwachen und kurzlebigen Bogens nicht in die Größenordnung der *Feinwanderung* fallen kann. Das Wort „*Wanderung*“ darf nicht dahin falsch verstanden werden, daß es sich nur um eine Stoffüberführung von dem einen zum anderen Kontaktglied handelt. Es hat vielmehr die allgemeine Bedeutung eines Platzwechsels des Stoffes, sei es von einer Elektrode auf die andere, in die Umgebung beider oder zum größeren oder kleineren Teil zurück auf eine neue Stelle der Mutterelektrode. Der Abgang des Stoffes von der Mutterelektrode kann geschehen in Form von einzelnen Atomen oder Ionen, wir sprechen dann von *Verdampfung*, oder als Tropfen beim *Verspritzen*, oder als Körnchen beim echten *Zerstäuben*.

Die Abb. (49,01) zeigt die Verunstaltung von Kontaktstücken nach 19000 Schaltungen mit Bogenentladungen von im Mittel 40 A und 5 ms Dauer — eine starke *Grobwanderung*. Eine schwache *Grobwanderung* könnte das Aussehen von Abb. (49,02) ergeben. In Wirklichkeit bezieht sich diese Abbildung aber in der Hauptsache auf eine *Feinwanderungserscheinung*. Es hat sich da auf dem einen Kontaktstück ein kleiner Kegel ausgebildet, welchem auf dem anderen Kontaktglied ein Krater entspricht. Die Abb. (49,03) gehört zu einer reinen und typischen *Feinwanderung* beim Ausschalten. Statt des Kegels ist ein Stift entstanden, der in ein Loch der Gegenelektrode hineinpaßt. Die Abb. (49,01) hat etwa natürliche Größe, während die Abb. (49,02) und (49,03) vergrößert sind. Der Durchmesser eines Kontaktgliedes (auf 49,02) war etwa 5 mm, der eines Kontaktgliedes auf (49,03) etwas mehr als 2 mm.

Die große Grobverformung der Elektroden ist offensichtlich ein Übel für die Technik. Die Feinwanderung nach der Abb. (49,02) ist zwar meistens ziemlich unschädlich; dagegen ist die Stiftbildung nach der

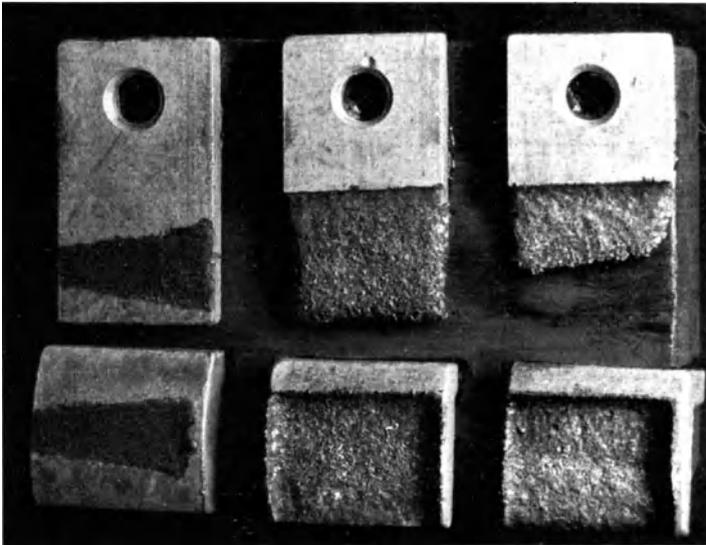


Abb. 49,01. Starke Grobwanderung.

Abb. (49,03) ein schweres Übel, trotzdem die betreffende übergeführte Stoffmenge recht unbedeutend sein kann. Vor allen Dingen werden die Stifte störend, wenn sie sich in ihren Löchern verhaken; sie können



Abb. 49,02. Kegel und Krater, typisch für gewisse Feinwanderung und schwache Grobwanderung.  
8fache Vergrößerung.

dann nicht nur die Kontaktlösung in einer vorgeschriebenen Lage vereiteln, sondern sie sogar ganz verhindern.

Im § 42 wurde auseinandergesetzt, was mit Abhebekontakten schwacher Leistung, auf die wir uns hier beschränken, gemeint ist. Sie sind auch dadurch gekennzeichnet, daß ihre Stoffwanderung erst nach vielen Schaltungen deutlich in Erscheinung tritt, und ihre *mecha-*

nische Beanspruchung ist kaum jemals so groß, daß die mechanischen Formänderungen neben den elektrisch-thermischen ins Gewicht fallen.

*Platin-Iridium*

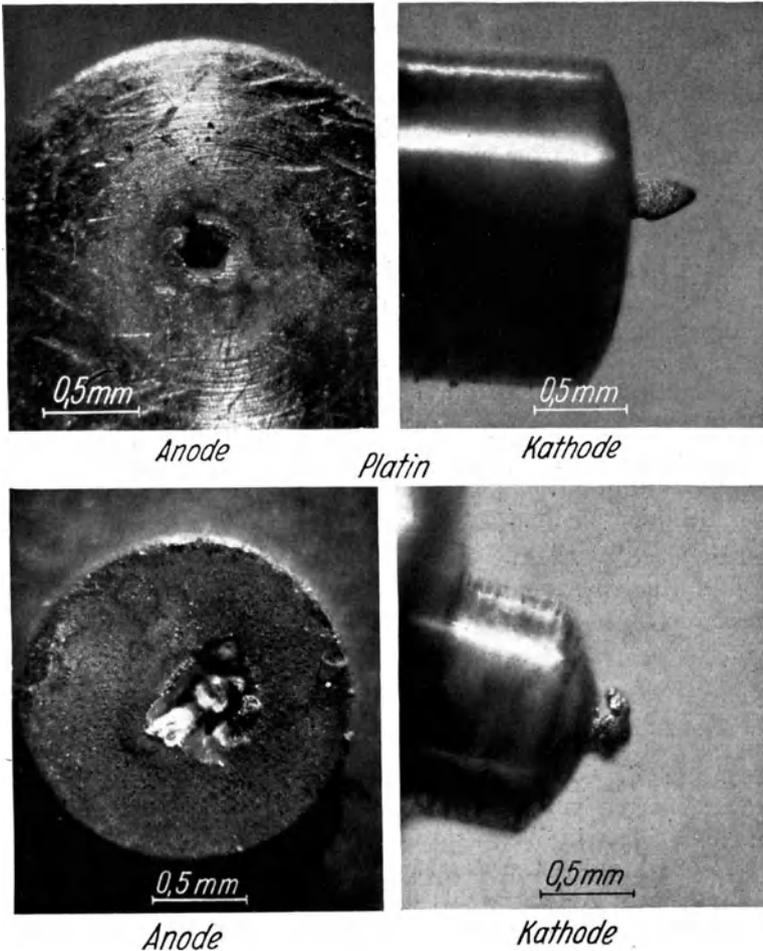


Abb. 49,03. Typische Feinwanderung mit Stiftbildung.

Die mechanische Abnutzung soll darum weiterhin nicht zur Behandlung kommen.

§ 50. Die Hauptgesetze der Stoffwanderung in Abhebekontakten unter dem Einfluß der Entladungen.

Man beachte: Die Stoffwanderung, die hier studiert wird, betrifft Abhebekontakte, deren Leitung im geschlossenen Zustand noch hauptsächlich über metallische Berührungsstellen geht. Die angeführten Mes-

sungen sind nur dann zu Ende geführt worden, wenn der Kontaktwiderstand die Grenze von einigen Ohm nicht überschritt.

Die Entladungen veranlassen eine Art *Verdampfung* von Metallatomen aus den Elektroden heraus. In das weitere Schicksal dieser Atome greifen dann *Diffusion* und *Niederschlag* ein. Das ist die Auffassung, zu der die Erfahrungen geführt haben.

Die **Diffusion** hat besonders GÜNTHERSCHULZE untersucht, und zwar bei der Kathodenzerstäubung in der *Glimmentladung*. Wir denken uns, daß sekundlich  $N$  Atome aus einer Elektrode verdampfen. Unmittelbar vor dieser Elektrode haben die Dampf-atome die Dichte  $n_0 = \xi \frac{N}{v_x}^*$ , wenn  $v_x$  ihre mittlere thermische Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Elektrodenfläche und  $\xi$  eine Zahl  $1 < \xi < 2$  bedeuten. Wir rechnen der Einfachheit halber mit  $\xi = 2$ . Im Abstände  $x_1$  befinde sich eine Auffangeplatte, vor der sich die Atomdichte  $n$  praktisch = 0 hält. Im stationären Zustand ist  $dn/dx = \text{const} = n_0/x_1$ , und der durch das  $\text{cm}^2$  diffundierende Atomstrom  $J$  ist

$$J = D \frac{dn}{dx} = D \frac{n_0}{x_1},$$

wo der Diffusionskoeffizient  $D = 0,5 v L = \frac{\sqrt{3}}{2} v_x L$  ist, wenn  $L$  die freie Weglänge bedeutet, d. h. diejenige Strecke, die ein Dampfatom laufen muß, bis seine Ablenkung aus der ursprünglichen Bahn eine beliebige geworden ist. Außerdem ist vorausgesetzt:  $x_1 \gg L$ . Einsetzen ergibt:

$$J = \sqrt{3} \frac{L}{x_1} N, \quad \left. \vphantom{J} \right\} \quad (50,01)$$

selbstverständlich mit der oberen Grenze  $J_{\text{max}} = N$  für  $x_1 \approx L$ .

Die durch die Gl. (50,01) definierte Abhängigkeit des  $J$  von  $x_1$  wird durch Messungen von GÜNTHERSCHULZE<sup>1</sup> an Nickel in Quecksilberdampf und Silber in Wasserstoff bestätigt.  $N$  kommt dabei in plausibler Größe heraus. Um das Magnetfeld kümmert sich dieser Stoffstrom in seinem Anfang nicht; er muß also anfangs ungeladen sein. Seine Geschwindigkeit entspricht derjenigen des aus geschmolzenem Metall entweichenden Dampfes<sup>2</sup>. Hiermit ist bewiesen, daß neutrale Teilchen von atomarer Größe von der Kathode wegdiffundieren.

Ein ganz entsprechender Beweis für den *Lichtbogen* ist nicht ausgeführt worden; jedoch zeigen Versuche aus dem FL, wie eine Verdampfung und eine allseitige Diffusion bis zum Niederschlag miteinander konkurrieren. Es wurde unter sonst gleichen Umständen mit ver-

\* Die wegfliegenden Atome geben die Dichte  $N/v_x$ , die zufliegenden etwas weniger.

<sup>1</sup> A. GÜNTHERSCHULZE [2], [3] und [4]; K. MEYER und A. GÜNTHERSCHULZE.

<sup>2</sup> TH. BAUM.

schieden geformten Elektroden gearbeitet, s. Abb. (50,02). Der gemessene Verlust der einen und der Verlust oder eventuelle Gewinn der anderen Elektrode lassen sich richtig berechnen unter der Voraussetzung, daß unabhängig von der Elektrodenform gleich viel verdampft, während der Niederschlag sich bei verschiedenen Elektrodenformen verschieden *verteilt*. Die **Niederschläge** auf die Elektroden selbst sind bei *a* sehr klein, bei *b* auf beide Elektroden gleich verteilt und bevorzugen bei *c* stark den den Stift umgebenden Becher<sup>1</sup>, welcher die größte Fläche darbietet. Zylindrische Elektroden der Art *b* mit 3 bis 6 mm Durchmesser entsprechen der in praktischen Relais verwendeten Form. Mit solchen sind die meisten der im folgenden erwähnten Versuche ausgeführt worden, und sie werden weiterhin als **Normalelektroden** bezeichnet.

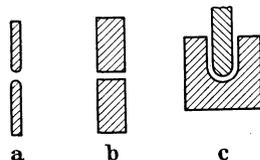


Abb. 50,02. Formen von Kontaktgliedern.

Die Menge des von der Kathode ausgehenden (verdampfenden) Stoffes folgt einfachen Gesetzen, jedenfalls solange die Stromstärke niedrig bleibt, z. B.  $I < 40 \text{ A}$  bei einer Kontaktlast von etwa  $100 \text{ g}$ ; darüber hinaus geht die Abnutzung, vielleicht vom Zerspritzen unterstützt, beschleunigt in die Höhe. Die **Verdampfung** der Kathode scheint angenähert *proportional* zu der von den positiven Ionen *der Kathode zugeführten Energie* zu sein, während die *Temperatur des Kathodenfleckes* in weiten Grenzen *ohne Einfluß* ist. Diese Temperatur mag Tausende von Grad im normalen Bogen, weniger als  $500^\circ \text{ C}$  im Stoltbogen und etwa  $50^\circ \text{ C}$  im Glimmstrom sein; der Proportionalitätsfaktor bleibt, wie wir bald sehen werden, etwa derselbe.

Nehmen wir nun diese unten näher begründete Erkenntnis vorweg, so haben wir zu erwarten, daß die *von der Kathode verdampfende Menge*  $D_k$  weitgehend proportional zu  $\beta_1 \beta_2 q K$  ist, wo  $q$  die durch die Entladung geflossene Elektrizitätsmenge und  $K$  den Kathodenfall der Entladung bedeuten.  $\beta_1 (< 1)$  ist ein gewisser Faktor, der angibt, welchen Bruchteil der im Kathodenfallgebiet entwickelten Energie die positiven Ionen zur Kathode mitbringen; und  $\beta_2$  ist ein ebensolcher Faktor, der angibt, welcher Bruchteil der mitgeführten Energie zur Verdampfung verwendet wird<sup>2</sup>. Wenn schließlich  $I'$  ein gewisser Beiwert des Elektrodenmetalles

<sup>1</sup> Hinsichtlich von Einschaltkontakten siehe R. HOLM u. Mitarb. [19], Tabelle (7c) und hinsichtlich von Ausschaltkontakten daselbst Tabelle (11b).

<sup>2</sup> Es herrscht unter den Physikern keine Einigkeit darüber, inwiefern das Bombardement durch so langsame  $+$ -Ionen wie die des Bogens zur Zerstäubung führen kann. Folgende Beobachtung von M. STEENBECK spricht zugunsten einer recht kräftigen Zerstäubungswirkung. STEENBECK schloß eine Glimmsäule, in der er den Plasmazusammenhang untersuchen wollte, zwischen isolierten Nickelblechen ein. Diese zerstäubten stark. Wahrscheinlich luden sie sich negativ auf und zogen positive Ionen so an, daß diese etwa mit  $10 \text{ eV}$  einfielen und die Zerstäubung bewirkten. — H. LÜDER findet Argon-Ionen fähig, Zerstäubungen zu erzeugen, wenn sie zumindest Geschwindigkeiten haben, welche etwa unserem  $U_0$  entsprechen.

ist, so gilt:

$$D_k = \Gamma \beta_1 \beta_2 q K. \quad (50,03)$$

Insofern  $K$  eine Konstante ist, läßt sich Gl. (50,03) schreiben:

$$D_k = \text{Konst. } q. \quad (50,04)$$

Die Verdampfung  $D_a$  von der Anode weg wird von Interesse, wenn es sich um den Einschaltbogen handelt, der u. a. dadurch gekennzeichnet ist, daß er kaum mehr als das Kathodenfallgebiet umfaßt. Darauf, daß also die Anode in unmittelbarer Berührung mit dem energiereichen Kathodenfallgebiet steht, beruht es vermutlich, daß dieser kurze Bogen in der Regel die Anode mehr als die Kathode angreift. Ein besonders wirksamer Anodenfall dürfte nämlich nicht existieren, da die ganze Bogenspannung etwa gleich  $U_0$  bleibt. Welches das Agens hierbei ist, ob einschlagende Elektronen oder außerdem Photonen, lassen wir dahingestellt sein; jedenfalls scheint eine ähnliche Gleichung wie (50,03) auch für die Verdampfung  $D_a$  zu gelten, und zwar mit einem größeren Proportionalitätsfaktor als auf der Kathodenseite. Die Energie wird wohl hier besser für die Verdampfung ausgenutzt.

*Zusammenfassend:* Wir erwarten sowohl für die Verdampfung von der Kathode, und zwar ganz allgemein für Bogen und Glimmstrom, als auch für die Verdampfung von der Anode für den Fall, wo diese an das Kathodenfallgebiet eines Bogens grenzt (Einschaltbogen), daß ein Gesetz von der Art (50,03) bzw. (50,04) gilt.

### Messungen zur Prüfung der Formel (50,03).

An dem Schwachstromschalterbogen haben HOLM und Mitarbeiter<sup>1</sup> gemessen. Hier ist  $K$  (je Kontaktstoff und Atmosphäre) eine Konstante, ebenso ist die Anzahl Stöße, die ein Ion oder Elektron im Fallgebiet erleidet, einigermaßen konstant, d. h. auch  $\beta_1$  ist je Metall und Polung eine Konstante. Wahrscheinlich ist es auch  $\beta_2$ , solange es sich um ein bestimmtes Metall handelt. Die Proportionalität zwischen  $D$  und  $q$  wie in (50,04) ist also auch hier zu erwarten, und zwar mit einem jedem Metall eigenen Proportionalitätsfaktor. Die Erwartung bestätigt sich.

Die eigentliche Schwierigkeit bei den Messungen bildet die Korrektur wegen des Niederschlages. Diese wurde nur für den *Einschaltbogen* mit einem Silberkontakt ganz durchgeführt. Es war gemäß der Abb. (46,01) mit  $l=0$  geschaltet. Gegen Störungen durch die Prellung der Kontakte war vorgebeugt<sup>1</sup>. Die Schlußstromstärke  $I_s$  des Schwebens wurde oszillographisch gemessen und  $q$  gemäß der Formel (46,08) berechnet. Rückdiffusion und Niederschlag wurden so, wie oben angedeutet, an Hand von Versuchen mit verschiedenen Elektrodenformen

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG und R. STÖRMER [19].

geschätzt, s. Abb. (50,02). Die Abb. (50,05) zeigt das Resultat. Die von der Anode verdampfte Menge  $D_a^\downarrow$  (in mg) ist tatsächlich dem  $q$  proportional.

In der Abb. (50,05) sind auch die mit Normalelektroden direkt gemessenen Stoffverluste  $G_a^\downarrow$  der Anode eingetragen; das sind Differenzen zwischen Verdampfung und Niederschlag. Auch  $G_a^\downarrow$  ist angenähert proportional zu  $q$  (Proportionalitätsfaktor  $\gamma_a^\downarrow$ ), so daß man in der Praxis die Proportionalitätsregel für den Anodenstoffverlust beim Einschalten verwenden darf. Die kleinere Verformung der anderen Elektrode fällt wenig ins Gewicht und wird weiterhin bei überwiegendem Anodenverlust nicht behandelt.

Der Ausschaltbogen greift, wie gesagt, am stärksten die Kathode an, für deren Verdampfung die Gl. (50,03) gerade hergeleitet wurde. Wir erwarten darum die Proportionalität zwischen der Verdampfung  $D_k$  und  $q$ . Die Korrektur wegen des Niederschlages ist aber in diesem Fall nicht ganz

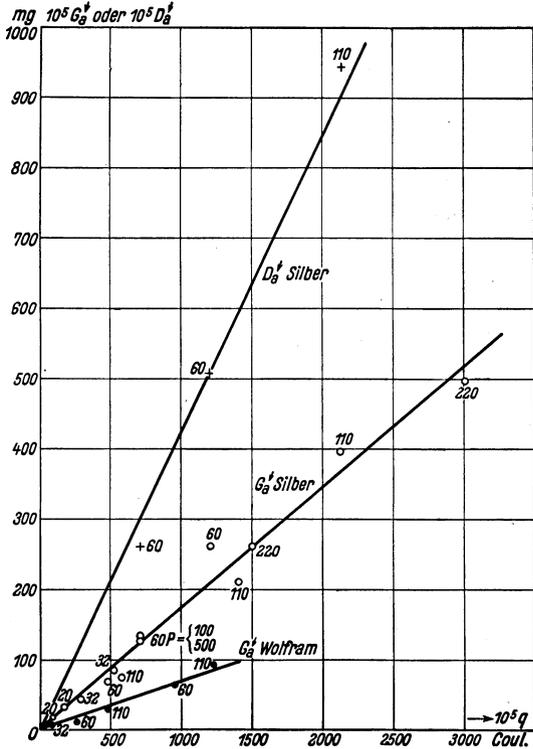


Abb. 50,05.  $G_a^\downarrow$  und  $D_a^\downarrow$  in Abhängigkeit von  $q$ . Eingetragen sind Werte für  $10^5$  Schaltungen. Die Variation von  $q$  geschah durch verschiedene Wahl der EMK,  $E$  (an den eingetragenen Punkten vermerkt), der Kapazität und der Kontaktlast  $P$ .

durchgeführt, weil sie besondere Schwierigkeiten bereitet. Im FL ist nur gezeigt worden, daß der Niederschlag auf die Kathode bei Normalelektroden unterhalb  $1/3$  der Kathodenverdampfung zu bleiben pflegt. Der übrigbleibende Kathodenverlust  $G_k^\uparrow$  zeigt sich annähernd proportional zu  $q$  (Proportionalitätsfaktor  $\gamma_k^\uparrow$ ), solange die Stromstärke unter der schon erwähnten Grenze von etwa 40 A bleibt. Diese angenäherte Proportionalität ist reichlich und mit verschiedenen Schaltungen bestätigt worden. Der Stromverlauf wurde stichprobenweise oszillographiert, vgl. Abb. (44,02), das einzelne  $q$  konnte durch einfache Integration aus dem betreffenden Oszillogramm berechnet werden.

Schließlich wurde mit Mittelwerten gerechnet. Einige Beispiele sind in der Tafel (50,06) zusammengestellt. Der Stoffverlust wird da als Volumen in  $10^{-6} \text{ cm}^3$  gemessen. In früheren Veröffentlichungen wurden Gewichte angegeben einfach deshalb, weil die Stoffverluste durch Wägung bestimmt wurden. Die Angabe in  $10^{-6} \text{ cm}^3$  ist aber vorzuziehen, weil sie ein besseres Maß der interessierenden geometrischen Verformung darstellt. Die zu prüfende Proportionalität soll sich in der Tafel (50,06) darin zeigen, daß  $\gamma_k^\uparrow = G_k^\uparrow/q$  für jedes Metall einigermaßen konstant ausfällt. Sowohl  $G$  wie auch  $q$  sind für  $10^5$  Schaltungen angegeben. Die verwendeten Kontakte haben den Strom nur ausgeschaltet. In Zeitmomenten, wo sie geschlossen waren, schalteten andere Kontakte ein. Die Kontakte waren eingelaufen, so daß die weitere Stoffwanderung proportional zur Anzahl der Stromunterbrechungen verlief.

Tafel (50,06).  
Für  $10^5$  Schaltungen berechnet.

Nr.	$E$	$R$	$v$	$tb$	$10^5 q$	Gewinn $10^5 G$ in $10^{-6} \text{ cm}^3$		$\gamma_d^\uparrow \frac{10^{-6} \text{ cm}^3}{C}$	$\gamma_k^\uparrow \frac{10^{-6} \text{ cm}^3}{C}$
	V	$\Omega$	cm/s	ms	C	der Anode	der Kathode		
Ag-Kontakte in Zimmerluft bei 35 bis 50% relativer Feuchtigkeit									
1	60	68,2	10,5	0,4	26	+ 8	- 8	—	0,3
2	64	6,4	5,8	44	21 600	+ 3100	- 5100	—	0,24
3	31	3,1	4,5	7,5	3000	+ 250	- 600	—	0,2
4	113,5	97,8	9,6	17	1560	- 220	- 110	0,14	—
5	114	100	10,8	15	1280	- 480	- 110	0,37	—
6	18	0,6	5,8	1,6	1600	- 840	+ 400	0,5	—
Pt-Kontakte in ziemlich trockener Zimmerluft									
7 <sup>1</sup>	110	73	6	3	350	+ 100	- 600	—	1,7
8 <sup>2</sup>	110	73	6,3	8	840	+ 60	- 900	—	1,1
9 <sup>2</sup>	60	24	6,3	4,8	670	+ 140	- 450	—	0,7
10	120	48	—	2,1 <sup>3</sup>	400	—	- 290	—	0,7
Ni-Kontakte in Zimmerluft bei 40% relativer Feuchtigkeit									
11	60	20	10	14	2300	- 700	- 3000	—	1,3
12	120	69	—	2	290	- 130	- 500	—	1,7

Die Streuung der  $\gamma$ -Werte ist beträchtlich. Wenn man aber bedenkt, daß die Brenndauer des Bogens von Kontaktöffnung zu Kontaktöffnung wohl mit dem Faktor 5 variieren kann, und daß es sich um Gesetzmäßigkeiten von Mittelwerten, die nur durch Stichproben bekannt sind, handelt, so muß die Tafel (50,06) in ihrer Art befriedigen. Die technische Vorausberechnung einer Stoffwanderung darf eben keine größere Genauigkeit als bis auf den Faktor 2 beanspruchen, und dies genügt auch den Bedürfnissen.

<sup>1</sup>  $f = 0,33$ ,  $I_m = 0,8$ .      <sup>2</sup>  $f = 0,2$ ,  $I_m = 0,7$ .

<sup>3</sup> Messung der P.T.R. an einem Bogen, der jeweils nach 2,1 ms Brenndauer mittels eines anderen Kontaktes ausgeschaltet wurde.

Der Proportionalitätsfaktor  $\gamma_k^\uparrow$  ergibt sich gemäß der Tafel (50,06) im Mittel

$$\begin{array}{ll} \text{für Silber} & \text{zu } \gamma_k^\uparrow = 0,24 \cdot 10^{-6}, \\ \text{,, Platin} & \text{,, } \gamma_k^\uparrow = 1,2 \cdot 10^{-6}. \end{array}$$

Nun sind auch einige Messungen angeführt worden, welche den größeren Angriff an der Anode aufzuweisen haben. Einen ausführlichen Bescheid über die betreffenden Resultate findet man in einer Arbeit von HOLM und GÜLDENPFENNIG<sup>1</sup>. Es wird besonders auf das dortige Bild (5a) hingewiesen, in dessen Koordinatensystem,  $vt$  gegen  $I_b = \frac{E-U_0}{R}$ , die betreffenden Messungen eingetragen sind. Die Fälle mit einem überwiegenden Anodenverlust liegen alle in der Nähe der Koordinatenachsen. Eine Erklärung dieser Eigenheiten können wir nicht geben. Praktisch wichtig ist, daß die Stoffwanderung, in welcher Richtung sie auch geht, ungefähr durch denselben Koeffizienten  $\gamma$  gekennzeichnet wird, abgesehen von den Grenzgebieten zwischen anodischer und kathodischer Wanderung, wo  $\gamma$  kleiner ausfällt. Ein Versuch, diese wenig streng reproduzierbaren Grenzgebiete in praktischer Hinsicht auszunutzen, dürfte nicht empfehlenswert sein.

Die Tafel (50,06) enthält auch für die am wenigsten veränderte Elektrode einige Angaben über den Stoffgewinn bzw. Verlust, um die Größenordnung zu zeigen. Nach Gesetzmäßigkeiten wird hier nicht gesucht.

Die **Kathodenzerstäubung** ist in der **Glimmentladung** noch viel mehr als im Bogen durch Rückdiffusion und Niederschlag beeinträchtigt, und es ist sehr schwierig, die ursprüngliche Verdampfung zu bestimmen. Um die erforderlichen Unterlagen zu schaffen, nach denen man mit Hilfe der Gl. (50,01) die gesuchte Anzahl  $N$  der verdampfenden Atome bestimmen kann, sind Messungen erforderlich, welche in den Abständen  $x$  von der Kathode ein Gebiet von  $x \approx L$  (der freien Weglänge) ab bis  $x_1 \gg L$  überspannen. Nur einige Messungen von GÜNTHERSCHULZE [3] erfüllen einigermaßen diese Forderungen. Die zuverlässigsten Messungen sind in der Tafel (50,07) eingetragen. BLECHSCHMIDT und v. HIPPEL beachten die Diffusion nicht, und wir haben die von ihnen entliehenen Angaben durch Multiplikation mit 1,5 in plausibler Weise reduziert. Eine zweite bedeutende Störungsquelle liegt in der Beeinflussung der Stoffwanderung durch den Sauerstoff, sei es durch den Sauerstoff der Luft oder durch den in den Oxydhäuten auf der Metalloberfläche gebundenen. GÜNTHERSCHULZE zerstäubte die Oxydhäute, bevor er mit den Messungen in indifferenten Atmosphären begann, während v. HIPPEL den Störungen dadurch zu entgehen suchte, daß er im Vakuum niedergeschlagenes Metall als Elektrode verwendete.

Die Proportionalität zwischen  $D_k$  und  $qK$  ist in der Glimmentladung schlecht verwirklicht, wenn der Kathodenfall  $K$  variiert.  $D_k$  scheint nämlich stark abzunehmen, wenn  $K$  sich dem normalen Kathodenfall nähert.  $D_k$  bleibt aber einigermaßen proportional zu  $qK$  bei großem  $K$ , jedenfalls gut genug für unseren rohen Vergleich, wenn  $K$  die Größenordnung von 1000 V hat, so wie es bei den in (50,07) eingetragenen Messungen gewesen ist. Wir haben alle Messungen auf  $qK = 15$  J gemäß der genannten Proportionalitätsregel, also unter der Voraussetzung von konstantem  $\beta_1 \beta_2$  in (50,03) reduziert. Man könnte sich denken, daß dabei  $K$

<sup>1</sup> R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25], § 5.

konstant gehalten und nur  $q$  verringert wurde. Es wurden 15 J gewählt, weil diese Zahl im Falle des Bogens einem  $q \approx 1 \text{ C}$  entspricht, so daß für den Bogen Meßzahlen entstehen, welche wenig von unserem  $\gamma$  abweichen.

Die den Bogen betreffenden Meßzahlen der Verdampfung in (50,07) stammen aus dem FL. Sie sind für den Einschaltfall mit  $15/U_0$  multiplizierte, durch die Methode der verschieden geformten Elektroden gewonnene Verdampfungsbeträge, und für den Ausschaltfall  $\gamma^\wedge$ -Werte aus der Tafel (53,04) multipliziert mit  $\frac{15}{U_0} 1,3$ . Der Faktor  $15/U_0$  reduziert auf 15 J, und der Faktor 1,3 entspricht ungefähr der Korrektur wegen des Niederschlages.

Die verwendete Reduktion mit demselben  $\beta_1 \beta_2$ , ob die Entladung Bogen- oder Glimmform hat, ist natürlich nicht a priori zulässig, sondern muß zunächst als eine Hypothese verwertet werden. Im Bogen übernehmen die positiven Ionen etwa die halbe Energie des Kathodenfallgebietes, die sie auch größtenteils an die Kathode bringen. In der Glimmentladung bei  $K = 1000 \text{ V}^1$  dürften sie denselben Bruchteil mit sich führen, obwohl sie infolge ihrer im Verhältnis zu den Elektronen etwas größeren Anzahl mehr Energie aus dem Felde holen. Die vielen Zusammenstöße nehmen ihnen nämlich einen Teil weg. Also bringen die positiven Ionen sowohl im Bogen wie in der untersuchten Glimmentladung etwa die Energie  $\frac{1}{2} q K$  zur Kathode oder, mit anderen Worten, sowohl für Bogen- wie für Glimmentladung ist  $\beta_1 = \frac{1}{2}$ . Ob nun  $\beta_2$  auch beide Male dasselbe ist, hängt schließlich davon ab, inwiefern die von den Ionen mitgeführte Energie in gleichem Ausmaß zur Verdampfung ausgenutzt wird. Bevor wir uns darüber äußern, betrachten wir die folgende Tafel.

Tafel (50,07). In  $10^{-6} \text{ cm}^3$  gemessene, auf 15 J Kathodenfallenergie reduzierte ( $qK = 15$ ) Verdampfungsraten  $D_k/q$  der Kathode.

	In der Glimmentladung			In der Bogenentladung bei Luft von 750 Torr	
	in Ne—He-Gemisch BLECHSCHMIDT u. v. HIPPEL	in $\text{H}_2$ GÜNTHERSCHULZE [3]	in Hg-Dampf GÜNTHERSCHULZE <sup>2</sup>	Ausschaltbogen FL <sup>3</sup>	Einschaltbogen FL <sup>4</sup>
Ni	—	0,26	1,7	$4,6^5 \cdots 1,9^6$	5
Cu	0,55	0,45	—	$2,1^7 \cdots 0,12^8$	—
Ag	1,0	0,75	—	4,6	(10)
Cd	8,0	—	—	15	48
W	—	—	1,8	$0,9 \cdots 4,0$	—

<sup>1</sup> GÜNTHERSCHULZE arbeitet mit 1000 V, BLECHSCHMIDT und v. HIPPEL mit  $K = 900 \text{ V}$ .

<sup>2</sup> K. MEYER und A. GÜNTHERSCHULZE.

<sup>3</sup> R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG und R. STÖRMER [19] sowie R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31].

<sup>4</sup> R. HOLM u. Mitarb. [19], Tabelle (12b), Spalte  $\delta_k^\wedge$ .

<sup>5</sup> Ni in  $\text{N}_2$ , Dauerbogen.

<sup>6</sup> Karbonynickel in Luft.

<sup>7</sup> In gewöhnlicher Luft.

<sup>8</sup> In einigermaßen reinem  $\text{N}_2$ .

Die Meßzahlen  $D_k/q$  für den Bogen und die Glimmentladung in Hg-Dampf haben durchaus ähnliche Beträge, während bei der Glimmentladung in  $H_2$  und in dem Ne-He-Gemisch kleinere Mengen beobachtet wurden. GÜNTHERSCHULZE hat einen Zusammenhang mit den Atomgewichten der stoßenden Ionen vermutet, aber dagegen spricht die Gleichheit der Zahlen für  $H_2$  und He-Ne-Gemisch. Wir halten es für wahrscheinlicher, daß es weder GÜNTHERSCHULZE noch BLECHSCHMIDT und v. HIPPEL richtig gelungen ist, den störenden Einfluß von Sauerstoffresten ganz zu vermeiden<sup>1</sup>. Derselbe Einfluß dürfte dafür verantwortlich sein, daß zwei Meßzahlen am Einschaltbogen bedeutend größer als die betreffenden Zahlen am Ausschaltbogen sind. Im starken Einschaltbogen wird nämlich die Luft durch den Metaldampf weggefeegt. Auf alle Fälle sind die Unterschiede nicht größer, als daß man schließen kann:

1)  $\beta_1 \beta_2$  hat im Bogen und in der Glimmentladung tatsächlich beinahe denselben Wert;

2) der *Verdampfungsprozeß an der Kathode dürfte also in beiden Entladungen gleichartig sein.*

Diese Regel scheint sich auch auf den Stoltbogen ausdehnen zu lassen<sup>2</sup>. Somit ist die Behauptung gerechtfertigt, daß die *Kathodenzerstäubung* zwar eine Art Verdampfung ist, jedoch *keine normale Verdampfung* infolge hoher Temperatur des Kathodenfleckes, da sie in außerordentlich weiten Grenzen von dieser Temperatur unabhängig ist. Wir müssen uns mit v. HIPPEL denken, daß *jedes* einschlagende *Ion* um sich herum eine *auf wenige Atome konzentrierte Störung* schafft, wodurch nun einzelne Atome hinausgeschleudert werden können.

Solange diese Atome neutral bleiben, diffundieren sie unabhängig vom elektrischen und magnetischen Feld in dem Gase umher, in welchem der Bogen brennt. Wenn sie aber positive Ladung bekommen, so werden sie zur Kathode zurückgezogen, und der Kathodenverlust  $G_k$  wird herabgesetzt. GÜNTHERSCHULZE macht über den angedeuteten Einfluß des Sauerstoffs die folgende Hypothese<sup>3</sup>. Der Sauerstoff haftet, wie schon in § 17, § 19 und § 21 beschrieben, mit großer Affinität an der Oberfläche der unedlen Metalle, und zwar schließlich als negative Ionen, welche je ein positives Metallion als Kompanion haben. Diese Oberflächenionen sind es, die verdampfen, und zwar, jedenfalls anfänglich, mit Beibehaltung ihrer Ladung, dank deren sie in reichem Maß zur Kathode zurückkehren. Wenn der Sauerstoff nur die Stoffwanderung von der Kathode weg verminderte, so würde GÜNTHERSCHULZES Hypothese sehr wahrscheinlich anmuten. Aber in Fällen, wo die Wanderung im Bogen von der Anode weg überwiegt (z. B. im Einschaltbogen), wird auch *diese* Wanderung vom Sauerstoff herabgedrückt. Die Hypothese muß also jedenfalls ergänzt, vielleicht überhaupt durch eine andere ersetzt werden. Es sei hiermit, wie es wolle; klar ist, daß etwas Sauerstoff in der Atmosphäre die Stoffwanderung im Bogen bis um 2 Zehnerpotenzen vermindert, und merkwürdig genug gibt es für diesen Effekt einen *Optimumgehalt an Sauer-*

<sup>1</sup> Vgl. Tafel (53,04) und den anschließenden Text.

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [21], Fußnote 1 auf S. 59.

<sup>3</sup> A. GÜNTHERSCHULZE und H. BETZ [5].

stoff, der auffallend niedrig liegt. B. KIRSCHSTEIN findet in Stickstoff-Sauerstoff-Mischungen an Kupferkontakten:

das Optimum  $< 0,1\%$   $O_2$  bei 5 A,  
 „ „ =  $0,2\%$   $O_2$  „ 20 A mit  $\gamma = 0,03 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$ ,  
 „ „  $> 0,2\%$   $O_2$  „ 30 A

und an Silberkontakten:

das Optimum =  $1,4\%$   $O_2$  bei 20 A mit  $\gamma = 0,037 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$ .

Edelheit des Metalles und große Stromstärke erhöhen die optimale Sauerstoffmenge. Das Optimum ist sehr scharf; am Kupferkontakt mit 20 A steigt  $\gamma$  von 0,03 auf den zur normalen Atmosphäre gehörigen Wert von etwa 1,6 schon, wenn der Sauerstoffgehalt von 0,2 auf 0,1% vermindert wird. Gleichzeitig mit der geringsten Stoffwanderung beobachtete KIRSCHSTEIN das ruhigste Brennen des Bogens. Es sieht so aus, als ob die Reaktionsneigung des Sauerstoffs mit einer die Oberfläche säubernden Tätigkeit des Bogens konkurriert; und sowohl für das Brennen des Bogens wie das Kleinhalten der Stoffwanderung ist es am günstigsten, wenn sich nur gerade die dünnste Sauerstoffhaut auf der Metalloberfläche hält. Je edler das Metall und je größer die Stromstärke ist, desto mehr Sauerstoff ist erforderlich, um der säubernden Wirkung des Bogens die Stange zu halten. Wird der Sauerstoff ganz ferngehalten, so steigt  $\gamma_k^\uparrow$  für Silber auf  $3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$ .

Auch in Wasserstoff kann eine chemische Beeinflussung der Kathodenzerstäubung vorkommen. GÜNTHERSCHULZE [2] spricht sogar von einer elektrochemischen Zerstäubung bei den Elementen As, Sb und Bi, welche in der Glimmentladung zerstäuben, auch wenn sie ohne Verbindung mit den Elektroden in die Entladungsbahn gelegt werden. Diese Erscheinungen haben aber keine Bedeutung für praktische Kontakte, und wir begnügen uns mit einem Hinweis auf das betreffende Schrifttum<sup>1</sup>.

Der Unterschied der anodischen und kathodischen Verdampfung gehört natürlich auch zu den Hauptgesetzen der Stoffwanderung. HOLM und Mitarbeiter<sup>2</sup> versuchten einmal die folgende Hypothese: Wenn der Kontaktpalt nur die Länge des Kathodenfallgebietes hat und also die Anode unmittelbar an das energiereiche Kathodenfallgebiet grenzt, dann verdampft die Anode am stärksten; wenn aber die Anode durch ein Entladungsplasma gegen die Kathodenstrahlen geschützt ist, so überwiegt die Verdampfung der Kathode. Es wurde außerdem angenommen, daß bei gegebener Stromstärke die Verdampfung von der Kathode im Bogen des einschaltenden und ausschaltenden Kontaktes gleich sei.

Wir haben uns bereits der geschilderten Hypothesen bedient. Leider reichen sie nicht aus, um alle in Frage kommenden Erscheinungen zu erklären. Die Wirklichkeit ist verwickelter. Erstens gibt es, wie bereits angedeutet, diejenige anomale Stoffwanderung, die GÜNTHERSCHULZE [2] elektrochemisch nennt. Dazu zählen wir auch diejenige von Blei, welche im Einschaltbogen überwiegend die Kathode trifft und nicht proportional

<sup>1</sup> Siehe die erwähnten Arbeiten von GÜNTHERSCHULZE. Zusammenfassende Übersichten bringen teils das Handbuch der Experimentalphysik XIII, 3 (1929) S. 400—412, teils G. GLOCKLER und C. S. LIND, Kap. XIX.

<sup>2</sup> R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG und R. STÖRMER [19].

zu  $q$  ist<sup>1</sup>. Eine andere Komplikation wird in der Tafel (50,06) am Verhalten von Silberkontakten beleuchtet. Die Wanderung im Ausschaltkontakt geht nicht immer von der Kathode weg, sondern an kurzen Bögen und außerdem bei kleiner Stromstärke verläuft sie umgekehrt. Das erste wäre nach obiger Hypothese begreiflich; für den zu zweit erwähnten Stromeinfluß haben wir aber keine Erklärung.

Die Gleichheit der Kathodenverdampfung allein (abgesehen von der Anodenverdampfung) in kurzen Einschalt- und in langen Ausschaltbögen wird durch die Tafel (50,08) belegt. Mit  $\delta_k$  ist die kathodische Verdampfung in  $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$  nach wegreduziertem Niederschlag bezeichnet. Die Reduktion geschah für den Ausschaltbogen einfach durch Multiplikation des betreffenden  $\gamma$  mit dem Faktor  $1,3^2$ .

Tafel (50,08). Verdampfung  $\delta_k$  der Kathode in  $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$ .

Metall	Al in H <sub>2</sub>	Ni in N <sub>2</sub>	Ag in H <sub>2</sub>	Au in Luft	Pb in H <sub>2</sub>
$\delta_k^\downarrow$	15	5	(10)	4,6	170
$\delta_k^\uparrow$	17	4,7	4,7	3,0	160

In Beachtung der Unsicherheit bei der Bestimmung von  $\delta_k^\downarrow$  wird durch die Tafel (50,08) die Vermutung bestätigt, daß tatsächlich

$$\delta_k^\downarrow = \delta_k^\uparrow$$

ist. Von Metall zu Metall ändert sich  $\delta_k$  sehr, ohne daß dafür jetzt eine allgemeine Regel aufgestellt worden ist. Der wirkliche Stoffverlust einer normalen ausschaltenden Kathode ist rund 30 % kleiner,  $\gamma_k^\uparrow \approx \frac{\delta_k}{1,3}$ . Mehrere Male größer als  $\delta_k^\uparrow$  ist im allgemeinen die Verdampfung  $\delta_a^\downarrow$  aus einer einschaltenden Anode. Aus dem einschaltenden Kontakt gelangt wenig Metallampf in die Umgebung; der Niederschlag ist bedeutend, und der tatsächliche Stoffverlust ist nun etwa halb so groß wie die verdampfende Menge,  $\gamma_a^\downarrow \approx \frac{1}{2} \delta_a^\downarrow$ .

Wenn man beim Einschalten so große Entladungsströme verwendet, daß ein richtiges Schweben auftritt, so bläst der Bogen die Luft weg;  $\delta_a^\downarrow$  wird dann gut reproduzierbar und befolgt einigermaßen die einfache Regel:

$$\delta_a^\downarrow = 0,55 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{U_0}{\sqrt{H}} V_A^3, \quad (50,09)$$

wo  $H$  die Kugeldruckhärte in  $\text{t/cm}^2$  (z. B.  $H = 5 \text{ t/cm}^2$  für Kupfer) und  $V_A = \frac{\text{Atomgewicht}}{\text{Dichte}}$  das Atomvolumen bedeutet<sup>3</sup>. Recht interessant ist folgendes.  $\delta_a^\downarrow$  für Elektrographit fügt sich nicht dieser Regel, wenn man die in gewöhnlicher Weise bestimmte kleine Härte ( $H \approx 2 \text{ t/cm}^2$ ) einsetzt. Dagegen entsteht Übereinstimmung, wenn  $H$  gleich der etwa 100mal größeren Härte des Diamanten gesetzt wird. Nun sind ja die 001- und 002-Ebenen des Graphites in sich fast ebenso fest wie der Diamant zusammengefügt, und diese Festigkeit, nicht etwa die für die makroskopische Härte maßgebende Schubfestigkeit zwischen solchen Ebenen, ist eben für die Abneigung gegen die Verdampfung maßgebend. Die

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [19], § 7.

<sup>2</sup> Vgl. Text vor der Tafel (50,07).

<sup>3</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [19], Gl. (8a), wo  $H$  jedoch Brinellhärte bedeutet.

Kleinheit der Stoffwanderung des Graphites gibt somit einen interessanten und einleuchtenden Beleg für die Richtigkeit der Formel (50,09).

Die verschiedenen Metalle sind in Form von Normalelektroden durchgemessen worden, und die festgestellten Werte von  $\gamma^{\uparrow}$  und  $\gamma_a^{\downarrow}$  finden sich in der Zahlentafel (53,04).

### § 51. Die Oxydation und sonstige chemische Reaktionen in bewegten stromführenden Kontakten, besonders in Abhebekontakten.

Wenn wir nun von der Oxydation in bewegten Kontakten sprechen, so haben wir natürlich Sondererscheinungen im Auge, die sich über die normale, in §§ 17 bis 19 behandelte Oxydation überlagern. Eine solche Erscheinung ist die sog. *Reiboxydation*<sup>1</sup>. Sie dürfte wohl einfach darauf beruhen, daß in den mechanisch beanspruchten Kontaktflächen Metallatome gelockert werden; wenn der Kontakt sich öffnet, so werden solche Atome gezerrt und verpflanzt und geraten manchmal in Lagen, wo sie verhältnismäßig lose haften und deswegen eine größere Affinität als sonst nach außen ausüben können<sup>2</sup>. Die gelockerten Atome werden natürlich besonders leicht oxydiert.

Diese Wirkung wird unterstützt durch die hohe Temperatur in der letzten Berührungsstelle und durch das starke Feld in der ersten Kontaktpalte des gerade auseinandergehenden Kontaktes. Alles wirkt so, daß, auch wenn die Belastung nur zur *Feinwanderung*<sup>3</sup> ausreicht, immerhin eine die Leitung störende oder vernichtende Oxydation der Kontaktfläche erfolgen kann. Sie kann bei der Feinwanderung sogar stärker werden, als wenn ein Abreißbogen entsteht, weil der Bogen unter Umständen den Kontakt säubert, wie wir sogleich besprechen werden. Die Oxydation bei der Feinwanderung gehört zu den kennzeichnenden Mängeln der Kontaktstoffe und ist in der Übersichtstafel (51,02) mit Zahlen gekennzeichnet.

Im *Glimmstrom* und in der *TOWNSEND-Entladung* ist die Gastemperatur niedrig und auch der Anregungsgrad trotz der Elektronenstöße verhältnismäßig unbedeutend. Nur die gegen die Kathode einfallenden positiven Ionen haben eine größere Energie, Bewegungs- und Anregungsenergie. A. GÜNTHERSCHULZE und H. BETZ [10] untersuchen das Verhalten von Silberelektroden in einer TOWNSEND-Entladung (also kein Kontakt) und finden, daß bei Trockenheit nur die Kathode angegriffen wird, und zwar proportional zur Stromdauer. Bei größerer Feuchtigkeit dagegen (95%) bildet sich  $\text{HNO}_3$ , welches beide Elektroden und auch in die Strombahn hineinragende Sonden angreift, und zwar dem Gesetz (18,04) gemäß.

*Die Oxydation unter dem Einfluß des Bogens.* Uns interessiert insbesondere der *Abreißbogen*. Im Bogen ist die Temperatur des Gases

<sup>1</sup> Eine Übersicht über die Reiboxydation gibt F. WUNDERLICH.

<sup>2</sup> Über die Gebundenheit der Oberflächenatome in verschiedenen kristallinen Lagen hat KOSSEL anschauliche Berechnungen veröffentlicht. Man findet eine Zusammenstellung des betreffenden Schrifttums bei G. SCHMALTZ, S. 15.

<sup>3</sup> Vgl. §§ 42, 54 und 55.

sehr hoch und die Temperatur der Elektronen und Ionen ungefähr dieselbe, abgesehen vom Kathodenfallgebiet. Denkt man sich in diesem Gebiet eine gegen das Gas erhöhte maßgebende Temperatur, so kann man das chemische Verhalten des Bogens einfach als eine Funktion dieser Temperatur ansehen. Es ist von besonderer Bedeutung, wie diese Temperatur zur Höhe der Dissoziationsgrenze der Oxyde liegt. Unterhalb dieser Grenze wird die Oxydation befördert, oberhalb wird das Oxyd abgebaut. Es kommt natürlich auch auf den Sauerstoffdruck an und eine genauere Darstellung wird an Hand der Abb. (51,01) ermöglicht.

Da sind für die niedrigsten Oxyde der vermerkten Metalle Kurven eingetragen<sup>1</sup>. Abszisse ist die absolute Temperatur, Ordinate der jeweilige Sauerstoffdruck, bei dem Gleichgewicht zwischen Aufbau und Abbau des Oxydes herrscht. In normaler Atmosphäre ist der Partialdruck des Sauerstoffes 150 Torr, und wir lesen demgemäß an der  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Kurve ab, daß bis zu der Temperatur  $2000^\circ\text{K}$  der Oxydaufbau überwiegt, während  $\text{Ag}_2\text{O}$

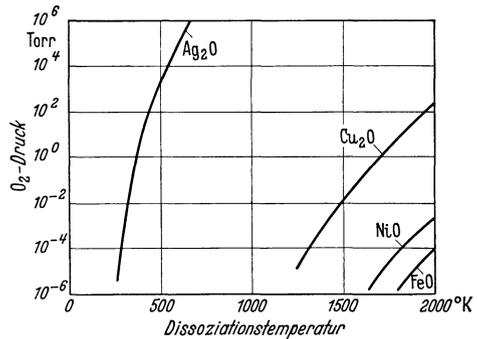


Abb. 51,01. Dissoziationstemperatur von Metalloxyden in Abhängigkeit vom  $\text{O}_2$ -Druck.

schon oberhalb  $450^\circ\text{K} \approx 180^\circ\text{C}$  abgebaut wird. Diese Verschiedenheit in der Dissoziationstemperatur bedingt einen wesentlichen Unterschied im Verhalten dem Bogen gegenüber. Solange die maßgebende Bogenansatztemperatur unterhalb der Dissoziationstemperatur des Oxydes bleibt, befördert der Bogen die Oxydation. Die Oxydhaut wird immer dicker und sintert vielleicht zu einer harten Kruste zusammen. Sobald aber, wie für  $\text{Ag}_2\text{O}$  die Bogenansatztemperatur höher als die Dissoziationstemperatur liegt, wird bereits gebildetes Oxyd abgebaut, d. h. der Bogen reinigt die Elektrodenoberfläche. In mit Schwachstrom betriebenen Schaltern entstehen selten so hohe Temperaturen, daß Oxyde der unedlen Metalle zerfallen. Aber in dem kräftigeren Lichtbogen der Schützen geschieht es nicht selten, daß  $\text{Cu}_2\text{O}$  bzw.  $\text{CuO}$  in der Mitte der Bogenbahn (der Bogen wird da magnetisch fortbewegt) reduziert wird, während dessen Weiterbildung am Rande der Bahn begünstigt ist.

Mit *Wolfram* hat es eine besondere Bewandnis. Im Bogen wird es zu  $\text{WO}_3$  oxydiert, ein Stoff, der durch seine Sublimierfähigkeit bei etwa

<sup>1</sup> Es handelt sich um von STAHL sowie WÖHLER stammende, von PILLING und BEDWORTH angeführte Angaben. Solche Kurven sind auch einmal von R. M. BAKER [3] auf Grund dieser Angaben gezeichnet worden. Wir haben allerdings die Silberkurve etwas korrigiert, um sie zur Übereinstimmung mit einer Angabe von E. H. RIESENFELD zu bringen.

1700° K bekannt ist<sup>1</sup>. Dieses Oxyd, erkenntlich an seiner weißlich grüngelben Farbe, setzt sich rings um die Kontaktstelle ab, während die Ansatzpunkte des Bogens sich nur mit einer dünnen porösen und leicht zu frittenden dunklen Oxydhaut bedecken. Bei Feinwanderungsbelastung bildet sich im Kontakt selbst nur das leicht zu frittende

Tafel (51,02).

Werkstoff	Oxydationsneigung <sup>2</sup>	
	bei Funkbögen von 2 bis 4 ms Dauer und $I$ von der Größenordnung 1 A	bei Feinwanderung $E < U_0$ und $I = 3$ bis 5 A
C	0	0
Guß-Fe	2 ··· 3	3
Ommet-Fe	2	2 ··· 3
Ni	2 ··· 3	2 ··· 3
Cu	2 ··· 3	2 ··· 3
Cu in Öl	2	—
Zn	3	3
Mo	3	3
Ag	0	0
Ta	3	—
W, rein	2 ··· 3	2
Pt	0	0
Au	0	0
V2a-Stahl	2	1 ··· 3
Messing	3	3
Bronze	1	1
Konstantan	2 ··· 3	1
AgNi	0 ··· 1	1
Widia (WC)	2	1
PtIr	0	0

## Zweimetall-Kontakte

W <sup>+</sup> gegen Ag <sup>-</sup>	1	—
W <sup>-</sup> gegen Ag <sup>+</sup>	2	—
Ni <sup>+</sup> gegen Ag <sup>-</sup>	1	2
Ni <sup>-</sup> gegen Ag <sup>+</sup>	2	0 ··· 1

dunkle Oxyd. Es stört wenig, wenn nur für die nötige Frittspannung gesorgt ist. Man wählt darum bei  $I < I_m$  die EMK recht hoch, z. B. 140 V. Wolframkarbid verhält sich ähnlich wie Wolfram, nur noch günstiger.

Es spielt in Kontakthinsicht eine Rolle, ob das geschilderte Oxyd Pulverform annimmt und sich deswegen leicht aus dem Kontakt ent-

<sup>1</sup> Siehe z. B. GMELINS Handbuch der anorg. Chemie 1935, Artikel WOLFRAM, S. 122.

<sup>2</sup> Zwei Zahlenangaben für ein Metall deuten an, daß Prüfungen verschieden ausgefallen sind.

fernt, oder ob sich eine mit dem Metall fest zusammenhängende Oxydkruste ausbildet. Jedoch ist diese Frage im Schrifttum noch kaum behandelt worden<sup>1</sup>. So wird z. B. das Oxyd auf Ommeteisen unter Umständen derart pulverförmig, daß es leicht aus dem Kontakt entfernt wird und jedenfalls weniger stört als die Oxyde auf Kupfer oder gewöhnlichem Eisen.

Eine rohe Kennzeichnung der Oxydbildung vom Standpunkt des Kontaktkonstrukteurs liegt den Angaben der Tafel (51,02) zugrunde. Es wurden Abhebekontakte mit  $P = 100 \text{ g}$  und Normalform der Kontaktglieder untersucht, teils unter solchen Umständen, daß etwa 2 bis 4 ms dauernde Abreibbögen erzeugt wurden (Grobwanderungsversuche mit  $E = 60$  bzw.  $110 \text{ V}$ ), teils unter solchen Umständen, daß nur Feinwanderung in Frage kam ( $E = 8$  bis  $12 \text{ V}$  und  $I = 3$  bis  $5 \text{ A}$ ). Und nun wird mit Zahlen angedeutet, ob der Kontakt beliebig lange ungestört von Oxyden bleibt oder ob solche nach einer gewissen Zahl von Schaltungen die Leitung durch den Kontakt unterbinden.

Die Zahl 0 bedeutet, daß das betreffende Metall beliebig viele Male ohne Störung schalten kann; die Zahl 1 kennzeichnet Metalle, deren Oxyde im Kontakt genügend leicht abbröckeln, um so viel metallische Berührung übrig zu lassen, daß der Kontaktwiderstand dauernd kleiner als  $\frac{1}{10}$  des sonstigen Kreiswiderstandes bleibt; die Zahl 3 bezeichnet das Metall als untauglich für die betreffende Art Schaltung, indem sein Kontakt schon nach einigen hundert oder tausend Schaltungen einen Hautwiderstand von der Größenordnung des sonstigen Kreiswiderstandes annimmt. Die Zahl 2 bezeichnet einen Zwischenfall. Man beachte, daß der Unterschied in der Güte zwischen 0 und 1 viel größer aufgefaßt werden muß als zwischen 1 und 2 bzw. zwischen 2 und 3. Mit 0 sind ja nur Edelmetalle ausgezeichnet worden, und diese stehen einmal in der Abneigung gegen Oxydation außerhalb aller Konkurrenz.

### § 52. Das Prellen der Abhebekontakte.

Das Prellen der Abhebekontakte beim Schließen ist in vielen Hinsichten nachteilig. Die Präzision des Schaltens geht verloren und, was in dem vorliegenden Zusammenhang uns mehr interessiert, die Stoffwanderung wird vergrößert, weil jeder Prellsprung ein neues Aus- und Einschalten bedeutet, die freilich nicht vollwertig sein müssen.

Betrachten wir z. B. den ersten Prellsprung des Kontaktes im Schema (45,01). Der Schließungs Augenblick sei der Zeitnullpunkt. Nach einer Stoßzeit  $t_1$  geschieht der Sprung. Ist nun  $t_1 < L/R$ , so beträgt im Augenblick  $t_1$  die  $L$  und den Kontakt durchsetzende Stromstärke  $I_1$  nur einen Bruchteil des endgültigen Kurzschlußstromes  $I_0$ . Ist gleichzeitig die Zeitkonstante  $rC$  des Löschkreises bedeutend kleiner

<sup>1</sup> Siehe jedoch K. NEUROTH.

als  $t_1$ , so ist  $C$  am Ende von  $t_1$  schon entladen und ebenso bereit zum Löschen wie nach langer Dauer des Kontaktes. Der Abreißfunke des Prellsprunges wird etwa im Verhältnis  $I_1:I_0$  schwächer als der Funke nach langer Stromdauer.

Aus diesen Beispielen dürfte einleuchten, daß man *keine allgemeine* Regel dafür geben kann, wie hinsichtlich der Stoffwanderung der Prellfunke im Vergleich mit dem normalen Ausschaltfunken sich gestaltet, denn darauf haben zu viele Variable einen Einfluß. Vgl. § 56.

Ehe wir weitergehen, mögen die Kathodenstrahloszillogramme der Abb. (52,01) die Vorstellung vom Prellen etwas quantitativ gestalten.

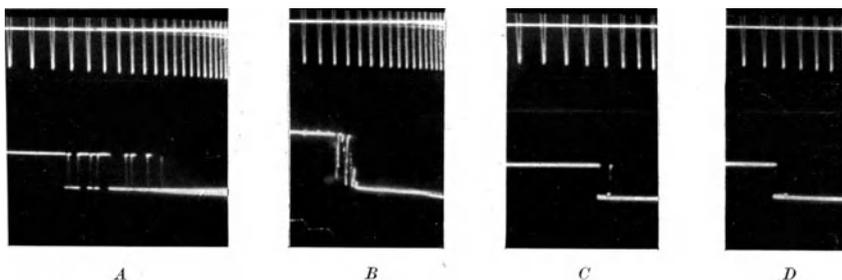


Abb. 52,01. Stromoszillogramme an verschiedenen prellenden Kontakten. Zeitmarke 5000 Hz.

Sie sind mit verschieden gut funktionierenden Kontakten aufgenommen,  $A$  macht eine Menge Sprünge, bevor er zur Ruhe kommt; Stoß- und Sprungdauer sind von der Größenordnung 5 bis  $7 \cdot 10^{-5}$  s.  $B$  gibt ein kompliziertes Bild mit zwei Sprüngen und außerdem Zittern; es ist ein Kontakt, der sich zur Ruhe reibt.  $C$  macht nach einer Stoßzeit von  $10^{-4}$  s einen nur  $1,5 \cdot 10^{-5}$  s dauernden Sprung.  $D$ , der beste Kontakt, kommt gar nicht zum Springen, sondern begnügt sich mit einer Kontaktlastverminderung während  $1,5 \cdot 10^{-5}$  s. Brennen nun Bögen während der Sprünge, so haben sie höchstens eine Brenndauer von einigen  $10^{-5}$  s; das ist eine recht kurze Dauer, wenn wir sie mit den  $t$ -Werten in den Tafeln (50,06), (53,02) und (53,03) vergleichen. Diese Tafeln enthalten aber Laboratoriumsversuche mit absichtlich langer Bogendauer, um die erforderliche Versuchszeit herabzudrücken. In der Praxis spielt jedoch die Bogendauer von einigen  $10^{-5}$  s durchaus eine lästige Rolle.

Wie *vermeidet* man nun das *Prellen*? Bevor einige Methoden geschildert werden, bringen wir etwas über den Stoßvorgang in Erinnerung. Ein bewegliches Stoßglied trifft mit der Geschwindigkeit  $v_1$  ein ruhendes. Nach einer Stoßzeit  $t_1$  fängt es mit der umgekehrt gerichteten Geschwindigkeit  $v_2$  einen Prellsprung an. Ist seine Masse  $m$ , so kommt es mit der Bewegungsenergie  $\frac{1}{2}mv_1^2$  an und springt mit der Bewegungsenergie  $\frac{1}{2}mv_2^2$  ab. Wir verlangen, daß  $v_2=0$  ist. Das bedeutet, daß die ganze Energie  $\frac{1}{2}mv_1^2$  irgendwo verzehrt wird. Sie

braucht nicht im Augenblick des kleinsten Druckes schon gänzlich zu Wärme geworden zu sein, sondern kann zunächst auch in mechanischen Wellen oder in sonstigem Verformungspotential stecken. Da wir ziemlich elastische Stoßglieder voraussetzen, so müssen zur Gewährleistung der Prellfreiheit besondere energieschluckende Erscheinungen eingeschaltet werden. Meistens gibt man einer Reibung die Gelegenheit, sich auszuwirken.

So verfährt man in den sog. *Federreibkontakten*<sup>1</sup>. Ihr Prinzip geht aus der Abb. (52,02) hervor. Das bewegliche Kontaktglied  $k_1$  wird nicht direkt von dem beweglichen Schaltarm  $A$ , sondern von der an diesem befestigten Feder  $f_1$  getragen. Beim Anschlag gegen das feste Kontaktglied  $k_2$  reiben die Federn  $f_1$  und  $f_2$  gegeneinander und vernichten dadurch Stoßenergie.

Eine andere Anordnung stammt aus USA.<sup>2</sup> Man macht das bewegte *Kontaktglied hohl* und füllt sein Inneres mit einem *schweren Pulver*, z. B. Wolframpulver. Dessen Körner reiben beim Stoß gegeneinander und gegen die Wandung, und Prellen bleibt aus.

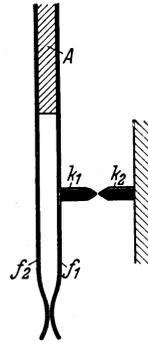


Abb. 52,02.  
Federreibkontakt.

Eine dritte Möglichkeit hat prinzipielle Bedeutung. Sie spielt übrigens bei der Wirkung des Wolframpulvers mit. Die Stoßzeit umfaßt ja eine Eindringzeit, bis die relative Geschwindigkeit der sich stoßenden Körper gleich Null geworden ist, und eine Rücklaufzeit, während welcher die elastischen Gegenkräfte der Körper diese wieder auseinandertreiben. Wird während der Rücklaufzeit eine passende zusammen-treibende Kraft eingeschaltet, so kann sie natürlich den Sprung verhindern. Das Wolframpulver sinkt immer noch während der Rücklaufzeit des hohlen Kontaktgliedes zusammen und übt einen prelltötenden Druck aus.

Sowohl dem Reibungs- als auch dem Gegenkraftprinzip nach arbeitet eine von GÜLDENPFENNIG im FL für Laboratoriumszwecke verwendete Kontaktanordnung, s. Abb. (52,03). Der Kopf des das bewegliche Kontaktglied  $k_1$  tragenden Armes  $A$  gleitet die allmählich abfallende Nocke des Rades  $N$  ab, bis der Kontakt  $k_1, k_2$  zusammenliegt. Die Nocke ist mit einem zähen Stoff geschmiert, und die Schmiere versucht, den Kopf des Armes weiter abwärts zu ziehen. Bei passender Rotationsgeschwindigkeit von  $N$  erreicht die Ziehkraft ihr Maximum während der Rücklaufzeit des Kontaktes  $k_1, k_2$  und verhindert an weichem Metall (Au, Ag) weitgehend den Prellsprung, der ohne Schmierung auftritt.

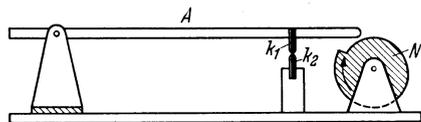


Abb. 52,03. Anordnung, um Einschaltkontakte prellfrei zu machen.

<sup>1</sup> Vgl. K. RECHE [I], Bild 10.    <sup>2</sup> Electr. J. Bd. 36 (1939) S. 12. Kurze Notiz.

BURSTYN<sup>1</sup> beschreibt die einfache Methode, das getroffene Kontaktglied federnd zu befestigen und die endgültige Kontaktlast so groß zu wählen, daß die Federung merklich wird. Sie führt zu etwas Reibung. Mit kleiner Stoßgeschwindigkeit kann man so einigermaßen prellfrei schalten.

Einfach und effektiv ist der Blei-Stecknadelschalter von M. STEENBECK<sup>2</sup>. Bei diesem wird eine Stahlspitze auf ein Stück Blei geschlagen. Man erhält ein prellfreies Einschalten in etwa  $10^{-6}$  s. Eine Vorentladung vor der Berührung ist bei höherer Spannung durch eine Ölschicht auf dem Blei zu vermeiden.

Die geschilderten *Methoden* sind *keine unfehlbaren* Rezepte, sondern es gehört allerhand Einregelungskunst dazu, um die Kontakte so prellfrei zu erhalten wie im Beispiel *D* der Abb. (52,04). Auch *C* und *B* würden in der Praxis nicht als besonders schlecht bezeichnet werden.

Manchmal wird auch ein sog. Prellen beim Ausschalten beobachtet, also ein kurzes nochmaliges Schließen nach dem ersten Öffnen. Es handelt sich dabei meistens um Eigenschwingungen in den federnden Kontaktträgern, die beim Einschalten erregt wurden und beim Ausschalten noch nicht abgeklungen waren.

### § 53. Verwertung der Stoffkonstanten $\gamma$ und Vergleich der Stoffe hinsichtlich der Stoffwanderung in Abhebekontakten mit Normalelektroden.

Wie die Überschrift andeutet, ist die Darstellung in diesem Paragraphen auf einen Sonderfall begrenzt, nämlich auf die Stoffwanderung an Normalelektroden<sup>3</sup>, und dabei kümmern wir uns nicht mehr darum, wieviel ursprünglich verdampft und wieviel sich wieder niederschlägt, sondern nur um den *endgültigen Stoffverlust  $G$  der am meisten verlierenden Elektrode*. Wir haben gesehen, daß im vorliegenden Fall von Normalelektroden ausreichend genau nach der einfachen Regel

$$\boxed{G = \gamma q} \quad (53,01)$$

gerechnet werden darf, wenn  $q$  die durch den Schaltbogen geflossene Elektrizitätsmenge bedeutet; denn wir behandeln ja jetzt nur die Grobwanderung. Ist  $q$  so klein, daß neben der Grobwanderung auch die Feinwanderung berücksichtigt werden muß, so entsteht ein Problem, welches erst im § 54 zur Behandlung kommt.

Wir wissen weiter, daß  $\gamma$  sehr verschieden ist, je nachdem, ob es sich um den Einschaltvorgang,  $\gamma^\downarrow$ , oder um den Ausschaltvorgang,  $\gamma^\uparrow$ , handelt. Dagegen macht es praktisch nichts für den Betrag des  $\gamma$  aus,

<sup>1</sup> W. BURSTYN [4], S. 60.

<sup>2</sup> Wiss. Veröff. Siemens Bd. 13/3 (1934) S. 72.

<sup>3</sup> Siehe Abb. (50,02).

ob die Hauptwanderung von der Kathode oder von der Anode weg geschieht. In der Regel verliert beim Einschalten die Anode am meisten, Bezeichnung  $G_a^\downarrow$ ,  $\gamma_a^\downarrow$ , beim Ausschalten die Kathode, Bezeichnung  $G_k^\uparrow$ ,  $\gamma_k^\uparrow$ . Wenn die Richtung der Wanderung nicht hervorgehoben werden soll, so verwenden wir die bezeichnenden Buchstaben ohne den Index  $a$  oder  $k$ .

Die Bestimmung von  $q$  kann entweder durch Auswerten von Oszillogrammen oder mit Hilfe der Formeln der §§ 46, 47 und 48 geschehen. Die letzte Art wird nun vorausgesetzt, und zwei Tafeln sollen andeuten, wie zuverlässig die Berechnungen sind. Die Tafeln enthalten teils gemessene Beträge  $10^5 G$  oder richtiger auf  $10^5$  Schaltungen reduzierte gemessene Stoffmengen, teils berechnete Beträge  $10^5 q$ , teils schließlich  $\gamma = G/q$ ; die Zuverlässigkeit der Formel (53,01) sowie der Berechnung von  $q$  sollen sich darin zeigen, daß  $\gamma$  für jedes Metall konstant ausfällt. Wie bereits hervorgehoben, ist das Ergebnis als befriedigend anzusehen, wenn die Konstanz bis auf einen Faktor 2 verwirklicht ist. Einige Male sind zuzüglich aus Oszillogrammen gewonnene Werte von  $10^5 q$  mit angegeben ( $10^5 q_{\text{beob}}$ ), um eine weitere Kontrolle der Berechnungen zu ermöglichen.

Tafel (53,02). Bogendauer und Stoffverluste in Einschaltkontakten.  $G$  gemessen,  $q$  berechnet, Kontrolle durch die  $\gamma^\downarrow$ -Werte, Schaltung laut Abb. (46,01) mit  $l = 0$ .

Nr.	Metall	$E$ V	$C$ $\mu\text{F}$	$r$ $\Omega$	$v$ cm/s	$10^5 G^\downarrow$ <sup>1</sup> $10^{-6} \text{ cm}^3$	$I_s$ A	$\tau$ <sup>2</sup> $10^{-5} \text{ s}$	$t_{\text{beob}}$ $10^{-5} \text{ s}$	$t_b$ nach 46,16	$10^5 q_{\text{beob}}$ C	$10^5 q_{\text{ber}}$ C	$\gamma_{\text{ber}}^\downarrow$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	Bemerkungen
1	Pt	108	140	0,58	8	4720	70	1	9	16	850	760	6,2	
2	„	49	140	2,6	0,9	(-235)	40	3	4	3,9	45	51	4,6	Prellung?
3	Au	62	140	0,1	8	11500	90	1,5	—	—	—	616	18,7	
4	„	108	30	10	8	200	90	1,5	1,7	1,55	16	14	14,3	
5	„	32	10	0,1	8	207	90	1,5	—	—	—	17	12	im Vakuum
6	Ag	60	140	0,53	8	6500	150	2	4	4,2	275	240	27	
7	„	110	140	2,6	1	3150	40	4	23	15	635	560	5,6	
8	„	60	150	1,5	8	34	150	2	—	—	—	65	0,5	
9	„	60	140	2,6	8	190	150	2	0,15	—	—	—	—	

Für das sehr edle Metall Au zeigt die Tafel (53,02) die erwartete annähernde Konstanz von  $\gamma^\downarrow$ , sogar unabhängig vom Luftdruck. Mit Ag erhalten wir aber ein anderes Bild. Die Wanderung ist groß im kräftigen Bogen, der mittels des explosionsartig entwickelten Metaldampfes seine Bahn von der Luft freifegen kann. Je schwächer jedoch der Bogen wird, um so kleiner wird  $\gamma^\downarrow$ , sicherlich weil der Sauerstoff

<sup>1</sup> Kein Vorzeichen bedeutet Wanderung von der Anode weg,  $G_a^\downarrow$ ; ein Minuszeichen bedeutet Wanderung von der Kathode weg,  $G_k^\downarrow$ .

<sup>2</sup> Wegen der Definition von  $\tau$  siehe Gl. (46,11).

nun die Möglichkeit bekommt, seinen Einfluß auszuüben, vgl. § 50. Diesen Effekt beobachtet man in einem ähnlichen Grade an allen oxydierbaren Metallen in Luft, natürlich aber nicht im Vakuum. Die Messung Nr. 9 der Tafel (53,02) wurde mitgenommen, um einen Fall vorzuführen, bei dem die mittlere Bogendauer kleiner als  $\tau$  wird.

Die nächste Tafel (53,03) betrifft Ausschaltkontakte in dem einfachen Stromkreis gemäß Abb. (47,01). Die gewonnenen  $\gamma^\uparrow$ -Werte vergleiche man mit den Werten der Tafeln (50,06) und (48,18). Man bekommt so einen Eindruck von dem Grade der Konstanz der berechneten  $\gamma^\uparrow$ -Werte, und die Tafel (48,18) bringt ergänzend die Erfahrung mit einem ganz anderen Stromkreis, nämlich einem induktiven Hauptkreis mit kapazitiver Bogenlöschung gemäß Abb. (45,01).

Tafel (53,03). Bogendauer und Stoffverluste in Ausschaltkontakten.  $G$  gemessen,  $q$  berechnet, Kontrolle durch die  $\gamma^\uparrow$ -Werte, Schaltung nach Abb. (47,01)

Nr.	Metall	$E$ V	$R$ $\Omega$	$v$ cm/s	$10^5 G_k^\uparrow$ $10^{-6} \text{ cm}^3$	$t_{\text{ber}}$ ms	$10^5 q_{\text{ber}}$ C	$\gamma_{\text{ber}}^\uparrow$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	Bemerkungen
1	Pt	110	73	6	600	4,85	613	0,98	$f = 0,33$ ; $I_m = 0,8$ ; $q$ nach (47,04)
2	„	109	82	3,5	27	0,26	29	0,93	$f = 0,5$ ; $I_m = 0,9$ ; $q$ nach (47,04)
3	Ag	64	6,4	5,8	5100	27	14400	0,35	$I_m = 0,4$ ; $J_s = 1,8$
4	„	60	68,2	10,5	8	0,25	18	0,44	—

Die Tafel (53,04) stellt Erfahrungen an den verschiedenen im FL untersuchten Kontaktstoffen zusammen. Alle Messungen sind mit Normalelektroden bei Grobwanderung ausgeführt worden. Die  $\gamma$ -Werte beziehen sich auf die am meisten verlierende Elektrode. Ihr mittlerer Stoffverlust je Schaltung möge  $G$  sein; seine Bestimmung geschah durch

Fußnoten zu S. 277.

1)  $n$  bezeichnet eine normale Atmosphäre mit Zimmertemperatur und einer relativen Feuchtigkeit  $f$  zwischen 0,35 und 0,60 (d. h. 35 bis 60%). Eine andere Feuchtigkeit wird z. B. durch  $f = 0,8$  bezeichnet.  $N_2$  bezeichnet trockenen, nicht ganz sauerstofffreien Stickstoff, der aber weniger als 0,01% Sauerstoff enthält.

2) Die  $U_0$ -Werte sind nur auf 0,5 V genau angegeben, weil die Messungen stark streuen.

3) Die Definition von  $\tau$  und  $I_s$  wurde in Zusammenhang mit der Formel (46,11) gegeben.

4)  $\gamma_a^\downarrow$  ist dasselbe in normaler Atmosphäre, in Stickstoff und im Vakuum.

5) Handelsübliches Cu oder äußerst reines Cu machen hier keinen Unterschied.

6)  $\gamma$  wird um so größer, je weniger der Sauerstoff sich in den Vorgang einmischen kann. Es ist besonders groß im stark belasteten Einschaltkontakt, weil dort der entwickelte Silberdampf die Luft wegbläst, vgl. R. HOLM u. F. GÜLDENPFENNIG [25], § 3.

7) Stark abhängig von äußeren Umständen und variiert zwischen 0,7 und 1,0.

8) Bronze: 91,95% Kupfer, 7,80% Zinn, 0,12% Blei, weniger als 0,01% Eisen, Antimon nicht nachweisbar.

9) Die Ag-Anode hat am meisten verloren.

Tafel (53,04). Die Stoffwanderung kennzeichnende Beiwerte der Kontaktstoffe.

Werkstoff	Atmosphäre <sup>1)</sup>	$U_0$ <sup>2)</sup>	$\tau$ <sup>3)</sup>	$I_s$ <sup>3)</sup>	$\gamma_a$ <sup>4)</sup>	$I_m$	$J_s$	$\psi$	$\gamma^\uparrow$
		V	$10^{-5}$ s	A	$10^{-6}$ cm <sup>2</sup> /C	A	A		$10^{-6}$ cm <sup>2</sup> /C
C	n	20	(3)	15	0,8	(0)	1,8	30	6
Al	n	14	1,5	100	5	—	—	—	13
Ca	N <sub>2</sub>	10	—	8	85	—	—	—	—
Cr	n	16	3	130	1,5	—	—	—	—
Fe, rein	n	15	1	90	4	(0,35)	1,8	10	2
Ni	N <sub>2</sub>	14	0,7	80	2,3	0,5	1,8	10	0,5
Ni, Carbonyl-	n	14	—	—	—	0,4	1,8	10	1,4*
Cu <sup>5)</sup>	n	13	1,5	150	5	0,43	1,8	16	1,5
„	$f=0$ u. 0,8	13	—	—	—	0,6	—	—	—
„	N <sub>2</sub>	14	—	—	—	0,6	—	—	0,08
„	H <sub>2</sub>	18	—	—	—	—	—	—	2,2*
„	Öl	15	—	—	—	0,4	1,8	40	1,1
Zn	n	10,5	3	20	5	(0,1)	1,2	9	5,4
Mo	N <sub>2</sub>	17	1	80	1	0,75	1,8	16	0,3
„	H <sub>2</sub>	—	—	—	—	—	—	—	1,4
Rh	n	13	—	—	—	(0,35)	—	—	0,5
Ag	n	12	2	150	0,3...16 <sup>6)</sup>	0,4	1,8	16	0,2...0,4
„	$f=0$ u. 0,8	12,5	—	—	—	0,6	—	—	—
„	120° C	12	—	—	—	0,25	1,8	16	0,1
„	N <sub>2</sub>	13	—	—	—	0,8	1,8	16	0,14
„	H <sub>2</sub>	17	—	—	—	—	—	—	3*
„	Öl	15	—	—	—	0,25	1,8	40	0,9
Cd	N <sub>2</sub>	(10)	(2,5)	40	29	(0,1)	1,2	9	12
Sn	n	13,5	(2)	40	31	—	—	—	—
Sb	n	10,5	1	10	150	—	—	—	(150)
W, rein	n	15	1...2	300	3,6	1,0	3	16	0,04
„	N <sub>2</sub>	16	—	—	—	0,9	—	—	0,04
Pt	n	17	1	70	$\pm 5,5$	0,9 <sup>7)</sup>	1,8	22	0,9*
Au	n und $f=0,9$	15	1,5	90	15	0,38	1,8	16	1,3*
„	N <sub>2</sub>	15,5	—	—	—	0,32	1,8	16	1,0
V2a-Stahl	n	15	—	—	—	0,5	1,8	10	2,5
„	$f=0,8$	15	—	—	—	0,2	1,8	10	—
Bronze <sup>8)</sup>	n	13,5	1,5	—	25	0,31	1,8	16	4,6*
Konstantan	n	14	—	—	11	(0,4)	1,8	16	1,1
Ag + 40% Ni	n	13	—	—	20	—	—	—	0,6
Ag + 10% Pd	n	11	2	80	15	0,3	1,8	16	0,15
Ag + 10% Au	n	11	—	—	15	0,25	1,8	16	1,1*
Ag + (>50% Au)	n	14	—	—	15	0,4	1,8	16	2*
Widia (WC)	n	14,5	1	40	2	1	3	30	2
„	N <sub>2</sub>	14,5	—	—	—	1,15	—	—	0,2
Pt-Ir	n	20	—	—	9	0,74	1,8	16	1
Pt + 8% Ni	n	16	—	—	—	—	—	—	0,9
W <sup>+</sup> gegen Ag <sup>-</sup>	n	13	—	—	0,4	0,35	1,8	16	0,4
W <sup>-</sup> gegen Ag <sup>+</sup>	n	17	—	—	(3)	0,2	1,8	16	-2 <sup>9)</sup>
Ni <sup>+</sup> gegen Ag <sup>-</sup>	n	13	—	—	—	—	—	—	0,3
Ni <sup>-</sup> gegen Ag <sup>+</sup>	n	13,5	—	—	—	—	—	—	0,3

Fußnoten <sup>1)</sup> bis <sup>9)</sup> siehe S. 276.

*Wägung.* Die im Mittel durch den wirksamen Bogen geflossene *Elektrizitätsmenge*  $q$  wurde *mit Hilfe von Oszillogrammen* bestimmt. Die Abb. (46,10) sowie das Bild (4f) bei HOLM u. Mitarb. [19] sind Beispiele der Oszillogramme für Einschaltvorgänge. Die Abb. (44,02) ist ein Beispiel eines Oszillogrammes für den Ausschaltbogen. Der Quotient  $G/q$  ist das jeweilige  $\gamma$ , wenn  $G$  in  $10^{-6}$  cm<sup>3</sup> und  $q$  in C gemessen werden. Will man  $q$  aus den Daten des Schaltkreises berechnen, so kommen für das Einschalten Gl. (46,11) und für das Ausschalten Gl. (47,02) oder die Gl. (48,16) nebst (48,17) in Frage. Der Werkstoff ist dabei durch die Beiwerte  $U_0$ ,  $\tau$ ,  $I_s$  bzw.  $U_0$ ,  $I_m$ ,  $J_s$  und  $\psi$  gekennzeichnet. Diese Größen sind, soweit sie bestimmt worden sind, auch in die Tafel (53,04) eingetragen.

Alle Angaben sind aus mehreren Einzelmessungen gemittelt. Mehr als auf  $\pm 10$  bis 20% reproduzibel ist keine der angeführten Zahlen, abgesehen von  $U_0$ , dessen Genauigkeit etwa  $\pm 0,5$  V ausmacht. Besonders unsicher sind  $\tau$  und  $I_s$ . Striche bezeichnen, daß keine Messungen vorliegen. Eine Einklammerung deutet eine große Unsicherheit an.

Gewisse  $\gamma^{\wedge}$ -Zahlen sind mit einem Stern \* versehen. Das sind  $\gamma^{\wedge}$ -Werte, die vermutlich *nicht* durch chemische Einflüsse seitens der Atmosphäre *erniedrigt* worden sind. Sie sind also besonders bezeichnend für das betreffende Metall und unterscheiden sich wenig voneinander, insofern praktische Kontaktmetalle in Frage kommen<sup>1</sup>. *Erstrebt man nun, die Stoffwanderung durch die Stoffwahl klein zu halten, so sehen wir, daß wenig zu erreichen ist, wenn nicht die chemische Wirkung der Atmosphäre mitspielen soll. Diese schafft sehr viel. Sie preßt  $\gamma$  um rund eine Zehnerpotenz herunter, wie man aus den Angaben für Ag und W in Luft und für Cu in wenig sauerstoffhaltigem Stickstoff ersieht.*

#### § 54. Feinwanderung. Volumenmessung.

Entsteht beim Schalten kein Bogen, so bedeutet dies jedoch nicht, daß aller Verschleiß, alle Stoffwanderung ausbleibt. Die Stoffwanderung ist aber volumenmäßig relativ klein und wird darum *Feinwanderung* genannt. Trotz des kleinen Volumens kann sie sehr störend werden, wenn sie zur *Stiftbildung* führt. Wie sich eine solche gestaltet, zeigt die Abb. (49,03). Die Bedingungen für die Stiftbildung werden im § 55 diskutiert. Vorher untersuchen wir die Feinwanderung allein hinsichtlich ihrer Richtung und ihres Volumens.

Wir sehen von der rein mechanischen Abnutzung ab und wollen die Stoffwanderung nur in Abhängigkeit von dem elektrischen Stromvorgang untersuchen. Diesen streng zu definieren, ist leider schon

<sup>1</sup> Ob die Werte für Al, Cd und Sb auch einen Stern verdient hätten, ist ungewiß.

schwer, und es ist zu vermuten, daß die Kennzeichnung bisher gelegentlich mangelhaft war.

Vor allem muß der Lichtbogen ausgeschlossen sein. Als Kriterium der Abwesenheit eines Bogens wurde ein glatter Verlauf desjenigen Oszillographenstriches angesehen, welcher den Spannungssprung im Schaltaugenblick zeichnet. Dieses Kriterium ist zwar prinzipiell richtig. Zündet ein Bogen oder eine sonstige Entladung, so wird die Spannung für eine gewisse, wenn auch kurze Zeit festgehalten, und der Sprungstrich nach oben oder unten wird durch ein horizontales Stück (in Zeitrichtung) unterbrochen, *wenn* der Oszillograph vollständig und naturgetreu zeichnet. Hier steckt aber eine Fehlerquelle. Der Schleifenoszillograph reagiert überhaupt nicht sehr schnell, und wegen seiner Strichbreite verzeichnet auch der Kathodenstrahloszillograph einen sehr kurzlebigen Bogen nur, wenn die Zeitskala genügend ausgezogen ist. Man beachte, daß schon eine Bogendauer von einer oder einigen  $10^{-6}$  s genügt, um Abnutzungen von der Größenordnung der immer noch als störend empfundenen Feinwanderung zu erzeugen. Nun sind zwar die unten verzeichneten Feinwanderungsmessungen unter solchen Umständen — in einem solchen Stromspannungsgebiet — gemacht, daß der stationäre Bogen ausgeschlossen bleibt, jedenfalls wenn dem geschalteten Gleichstrom keine Schwingung überlagert ist. Die betreffenden Kreise hatten sehr kleine Kapazität und Induktivität; alle Leitungen waren kurz, und Schwingungen haben wahrscheinlich nicht oder kaum gestört. Für Nachprüfungen wird jedoch die Kontrolle mit dem Kathodenstrahloszillographen und ausgezogener Zeitskala empfohlen.

Die benutzten Messungen lassen im allgemeinen erfreulicherweise recht deutliche Gesetzmäßigkeiten hervortreten. Das ist ein Zeichen dafür, daß die Umstände ziemlich rein und eindeutig gewesen sind. Inwiefern man nach den gefundenen Gesetzen in der Praxis rechnen darf, ist aber eine besondere Frage. In der Praxis sind nämlich die Schaltungen selten induktions- und kapazitätsfrei, und Schwingungsvorgänge oder andere Komplikationen, so wie in § 47 C beschrieben, können die Voraussetzungen für die Berechnungen sehr erschweren. Darauf muß man achten.

Die physikalische Ursache der echten Feinwanderung ist immer noch unklar. Einige Erklärungsversuche werden in § 55 diskutiert. Hier stellen wir uns lediglich die Aufgabe, das vorhandene Beobachtungsmaterial über das Volumen der gewanderten Menge möglichst übersichtlich so zusammenzustellen, daß es als vorläufige Grundlage für praktische Berechnungen dienen kann. Zu diesem Zwecke sind empirische Formeln aufgestellt. Wir gehen aus von einer Formel der Art (53,01):

$$G_f = \gamma_f q,$$

(54,01)

wo  $G_f 10^{-6} \text{ cm}^3$  den Stoffverlust der am stärksten verlierenden Elektrode,  $\gamma_f$  eine Stoffkonstante und  $q \text{ C}$  eine Elektrizitätsmenge bedeuten.  $q$  braucht nicht wie in (53,01) die wirkliche, während der Stoffwanderung durch den Kontaktpalt geflossene Elektrizitätsmenge zu bedeuten. Es wird hier eine bloße Rechnungsgröße darstellen, und für sie gestalten wir die folgenden Formeln, welche für drei Haupttypen von Umständen zurecht geschnitten werden. Gegenüber früher veröffentlichten Formeln sind diese vereinfacht. Sie sollen nicht mehr enthalten, als notwendig ist, um in der Gl. (54,01)  $\gamma_f$  bis auf einen Unsicherheitsfaktor von etwa  $1,5^{\pm 1}$  konstant zu machen und in die Größenordnung 1 bis einige Einheiten zu verlegen, um eine gewisse für das Gedächtnis günstige Übereinstimmung mit den  $\gamma$ -Werten der Tafel (53,04) herzustellen. Die Einheiten sind  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{A}$ ,  $\Omega$  und  $\mathbf{C}$ , und  $I_0$  bedeutet den Kurzschlußstrom.

A) *Einschaltender Kontakt, der einen Löschkreis gemäß (45,01) entladet*<sup>1</sup>. Die Größe  $q$  ist unabhängig davon, ob unter Atmosphärendruck oder im Vakuum geschaltet wird, auch weitgehend von der schließlichen Kontaktlast und von der Schließungsgeschwindigkeit des Kontaktes unabhängig. Für  $E \leq U_0$  setzen wir:

$$10^5 q_f^\downarrow = \frac{20}{\sqrt{10^r}} \cdot 10^{-\frac{U_0 - E}{2,5}}. \quad (54,02)$$

Der Fall  $E > U_0$  ist hinsichtlich der Feinwanderung wenig untersucht worden<sup>1</sup>.

Die Formel (54,02) ist dimensionsgemäß sehr ungeraten, hat sich aber praktisch gut bewährt und wird in Ermangelung einer besseren beibehalten.

B) *Ausschaltender Kontakt in einem lediglich die EMK  $E$  und einen ohmschen Widerstand enthaltenden Kreise*<sup>2</sup>. In atmosphärischer Luft setzen wir, solange  $E > 3 \mathbf{V}$  bleibt:

$$10^5 q_f^\uparrow = \frac{E I_0^2}{100}. \quad (54,03)$$

Im Vakuum für  $E < U_0$  und in Luft für  $E \leq 3 \mathbf{V}$  setzen wir:

$$10^5 q_{fv}^\uparrow = 0,03 I_0^2. \quad (54,04)$$

Wächst im Vakuum  $E$  über  $U_0$  hinaus, so scheint  $q_{fv}^\uparrow$  etwa proportional zu  $E$  zu wachsen, so daß grob annähernd gilt:

$$10^5 q_{fv}^\uparrow = \frac{2E}{1000} I_0^2. \quad (54,05)$$

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG und R. STÖRMER [19], § 5b.

<sup>2</sup> Vgl. R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25] sowie R. HOLM, H. P. FINK und F. GÜLDENPFENNIG [31].

Die Formel (54,04) berücksichtigt den Befund von H. G. DRAMBURG, daß die Stoff-Feinwanderung der im Vakuum bei  $E < U_0$  ausschaltenden Kontakte nur von  $I_0$ , nicht außerdem von  $E$  abhängt. Die Geschwindigkeit des bewegten Schaltgliedes ist aus sämtlichen Formeln (54,02) bis (54,05) fortgelassen, weil die Messungen keinen sicheren Einfluß von ihr ergeben haben.

Die Tafeln (54,06) bis (54,08) enthalten teils Messungen des Stoffverlustes  $G_f$  (in  $10^{-6} \text{ cm}^3$ ) des am meisten verlierenden Kontaktgliedes, teils nach den obigen Formeln berechnete Werte von  $q_f$ . Die Brauchbarkeit der Formeln zeigt sich darin, daß sich zum Schluß  $\gamma_f$ -Werte gemäß (59,01) ergeben, die je Metall und Atmosphäre einigermaßen konstant sind und zur gewünschten Größenordnung gehören.

Tafel (54,06). Feinwanderung im einschaltenden Kontakt.

Bezeichnungen beziehen sich auf Abb. (45,01) und (46,01).  $P = 100 \text{ g}$ . Schließungsgeschwindigkeit zwischen 1 und 10 cm/s. Induktivität  $L = l = 0$ .

Nr.	Metall	$E$ V	$C$ $\mu\text{F}$	$r$ $\Omega$	$P$ g	$10^5 q_f$ C	$10^5 G$ $10^{-6} \text{ cm}^3$	$\gamma_f^\downarrow$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	Bemerkungen
1	Au	14	150	0,11	100	7,6	155	20	
2	„	14	10	0,11	100	7,6	67	9	
3	„	14	10	0,52	100	3,5	25	7	
4	„	12,2	150	0,52	650	0,7	7	10	
5	„	12,2	10	0,52	650	0,7	9	13	
6	„	8	20	0,1	30	0,3	(0,8)	(3)	
7	Pt	16	140	2,6	100	1,6	0,6	0,4	
8	„	16	140	1,7	100	1,9	1,0	0,5	
9	Ag	16	140	1,7	100	5	9,5	2	
10	„	8,2	1	0,9	50	0,2	(1)	(5)	Vakuum
11	Cu	10	1	0,9	50	0,4	2,2	5	Vakuum
12	„	8	20	0,12	50	0,2	2,2	10	„

*Diskussion der Tafeln (54,06) bis (54,08).* Jede Feinwanderung geht von der Anode weg. Die Messung Nr. 18 bildet keine Ausnahme; sie betrifft nämlich keine reine Feinwanderung, sondern bei ihr ist es einem kurzlebigen Bogen gerade gelungen, die Wanderung umzukehren. Die Messung Nr. 29 vertritt den Fall, wo ein kurzlebiger Bogen die Feinwanderung so kompensiert, daß  $\gamma_f^\uparrow$  ein Minimum erreicht. Das Beispiel Nr. 18 ist in einer anderen Hinsicht etwas überraschend.  $E$  beträgt nur 14 V, also weniger als  $U_0$ , und ein Bogen sollte im rein ohmschen Kreis nicht vorkommen. Es handelt sich hier um eine alte Messung, bei der der Kreis wahrscheinlich nicht genügend induktionsfrei gewesen ist, sondern seine Induktivität hat einen sehr kurzlebigen Bogen ermög-

<sup>1</sup> Der Schaltkreis bestand einfach aus einer Batterie, einem ohmschen Widerstand und dem Schalter.

Tafel (54,07). Feinwanderung im ausschaltenden Kontakt.  
 Bezeichnungen wie oben. Ohmscher Kreis.  $P$  meistens 100 g. Zimmeratmosphäre.

Nr.	Metall	$E$ V	$I_0$ A	$v$ cm/s	$10^5 q_f$ C	$10^4 G$ $10^{-6} \text{ cm}^3$	$\gamma_f^\uparrow$ $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	Bemerkungen	
13	Au	60	0,3	7	0,06	0,1	1,7	Magnetfeld von 2000 Örsted senkrecht zur Berührungsfläche In $\text{H}_2$ , 66 Torr	
14	„	13	3	8	1,2	2,2	1,8		
15	„	16,2	5	4	4,1	13,5	3,3		
16	„	10	10	4	10	23,5	2,4		
17	„	11,6	10	4	11,6	16	1,4		
18	„	14	10	4	14	-28,5 <sup>1</sup>	-2,0		
19	„	17	5,05	10	4,4	6,2	1,4		
20	„	8	8	8	5,1	17	3,3		
21	Ag	60	0,195	7	0,023	0,031	1,4		2 Bogen kompensiert Feinwanderung In $\text{H}_2$
22	„	60	0,35	10	0,073	0,063	0,9		
23	„	21	1	8	0,21	0,1	0,5		
24	„	10	2	9	0,4	0,38	0,95		
25	„	8	3	—	0,72	0,5	0,7		
26	„	8	7,7	0,05	4,7	3,8	0,8		
27	„	8	7,8	1	4,9	6,7	1,4		
28	„	8	30	—	72	127	1,8		
29	„	120	0,5	—	0,3	0,046	0,15		
30	„	8,4	8,4	7,5	6	24	4,0		
31	Ni	8	3	—	0,72	0,34	0,48	2	
32	„	8	30	—	72	19	0,26	2	
33	„	12	10	—	12	12	1,0	2	
34	Pt	8	3	—	0,72	0,11	0,15	2	
35	„	8	30	—	72	13,4	0,17	2	
36	Ag + 40% Ni	12	9,5	5	11	13	1,2		
37	Pt + 8% Ni	8	3	—	0,72	0,05	0,07	2	
38	„	8	30	—	72	280	3,9	2	
39	Bronze	10	11,5	7	13,2	40	3,3		
40	Widia	8	3	—	0,72	0,1	0,14	2	
41	„	8	26	—	54	80	1,5	2	
42	„	12	10	—	12	52	4,3		
43	Ni <sup>+</sup> geg. Ag <sup>-</sup>	10,5	10,5	5,5	11,7	0,57	0,05	2 2	
44	Ni <sup>-</sup> geg. Ag <sup>+</sup>	10,5	10,5	5,5	11,7	49	4,2		
45	Ni <sup>+</sup> geg. Ag <sup>-</sup>	8	3	—	0,72	0,42	0,6		
46	Ni <sup>-</sup> geg. Ag <sup>+</sup>	8	3	—	0,72	0,35	0,5		
47	C	10	10	8	10	150	15	wesentlich Verbrennung	

<sup>1</sup> Dieser Wert bezieht sich auf den Verlust der Kathode, daher das Minuszeichen.

<sup>2</sup> Messung von H. E. ЛИНКН in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Tafel (54,08). Feinwanderung im ausschaltenden Vakuum-Kontakt. Bezeichnungen wie oben. Ohmscher Kreis.  $P = 100$  g. Ausschaltgeschwindigkeit  $v$  etwa 1 cm/s.

Nr.	Metall	$E$	$I_0$	$10^6 q_{fv}^\uparrow$	$10^6 G$	$\gamma_{fv}^\uparrow$	Bemerkungen
		V	A	C	$10^{-6} \text{ cm}^3$	$10^{-6} \text{ cm}^3/\text{C}$	
48	Cu	4	19	11	22	2	<sup>1</sup>
49	Ag	4	19	11	40	3,6	<sup>1</sup>
50	„	33	5,15	1,75	5,5	3,1	
51	W	8,2	8,5	2,17	1	0,45	
52	„	215	1,5	0,96	0,3	0,3	

licht. Man beachte, daß die Spannungserhöhung  $L \cdot dI/dt$  auch durch die Größe der Stromstärke befördert wird. Auf derartige Einflüsse der zu oft vernachlässigten Induktivität möchten wir auch andere ähnliche ältere Befunde zurückführen, nämlich Umkehrung der Wanderungsrichtung, bevor noch ein Bogen zu erwarten war. Es handelt sich um Messungen teils von E. F. KINGSBURY, teils von R. HOLM, F. GÜLDENPFENNIG und R. STÖRMER [19]<sup>2</sup>.

Die durch die Gestaltung der Formeln zur Berechnung von  $q$  erstrebte Konstanz von  $\gamma_f$  ist bei einkomponentigen Metallen leidlich erreicht, jedenfalls soweit der Sauerstoff wahrscheinlich nicht mit hineingespielt hat. Einige  $\gamma_f$ -Werte für Ag und Ni sind vermutlich durch den Einfluß des Sauerstoffes klein geworden, vgl. Tafel (53,04), Fußnote 6. Die Legierungen Pt + 8% Ni und Widia (= WC) zeigen ein abweichendes Verhalten;  $\gamma_f$  ist nicht mehr konstant. Über den Grund dieser Abweichung ist gegenwärtig nichts bekannt.

Die Messungen Nr. 43 bis 46 verdienen besondere Aufmerksamkeit. Sie sind Vertreter für Kontakte von einem edlen gegen ein unedles Metall. Wenn das edle Metall, z. B. Ag, Anode ist, so wandert Stoff von der Anode zur Kathode, so daß bald die beiden Kontaktstellen mit Ag bedeckt sind. Man würde wohl zunächst eine weitere Wanderung wie im Ag-Ag-Kontakt erwarten. Dieser Erwartung entspricht auch die Messung 45. Die Messungen 43 und 44 zeigen aber ein abweichendes Bild. Die Ag-Anode verliert viel mehr als im einmetallischen Kontakt; die Ni-Anode verliert viel weniger. Es handelt sich dabei nicht um einmalige, sondern um im FL wiederholt gemachte Beobachtungen. Auch hier stehen wir vor einem Rätsel, und die Messungen sind angeführt, um die Aufmerksamkeit auf diese evtl. praktisch wichtige Er-

<sup>1</sup> Messungen von H. G. DRAMBURG. Er hat eine Untersuchung der Feinwanderung im Vakuum angefangen, die infolge seiner Einberufung zum Heeresdienst im Kriege unterbrochen wurde. Hier werden nur ein paar seiner Messungen als Beispiele angegeben.

<sup>2</sup> In den Arbeiten R. HOLM u. Mitarb. [19], § 11 und [21], § 8 sind solche Messungen angeführt und etwas diskutiert.

scheinung zu lenken. Die experimentelle Anordnung war in folgenden Punkten verschieden. Bei den Versuchen 43 und 44 haben die Kontakte nur ausgeschaltet, und zwar nach Anliegezeiten mit  $P=100\text{ g}$  von etwa  $1\text{ s}$ . Bei den Versuchen 45 und 46 schalteten die Kontakte ein und aus, und die Anliegezeit mit  $P=600$  bis  $1000\text{ g}$  war jedesmal nur eine Stoßzeit von der Größenordnung  $10^{-4}\text{ s}$ .

Die Untersuchung über die Beeinflussung der Feinwanderung durch eine dem Kontakt vorgeschaltete Induktivität  $L$  bzw. ihm nebengeschaltete Kapazität  $C$  ist infolge der Einberufung des Herrn DRAMBURG unterbrochen worden. Nur drei provisorische Messungen werden in der Tafel (54,09) angeführt.

Tafel (54,09). Feinwanderung in ausschaltenden Goldkontakten im nichtohmschen Kreis. Schaltung gemäß (45,01).  $q$  nach (54,03) berechnet.

Nr.	$E$ V	$I_0$ A	$C$ $\mu\text{F}$	Mit vorge- schaltetem $r$ $\Omega$	$L$ H	$v$ cm/s	$10^8 q_f$ C	$10^6 G$ $10^{-6}\text{ cm}^3$	$\gamma_f^\uparrow$ $10^{-6}\text{ cm}^3/\text{C}$
53	6	6	—	—	$6,5 \cdot 10^{-5}$	8	2,16	22,3	10
54	6	5,5	—	—	$2,7 \cdot 10^{-5}$	8	1,82	14,5	8
55	6	6	2	0,5	—	8	2,16	3,6	1,7

Nr. 55 zeigt ein  $\gamma_f^\uparrow$  in normaler Größenordnung, so daß der folgende Schluß berechtigt erscheint: Die nebengeschaltete Kapazität ändert nichts Wesentliches an der Feinwanderung.

Nr. 53 und 54 zeigen vergrößerte  $\gamma_f^\uparrow$ . Dazu ist die folgende Überschlagsrechnung instruktiv. Wir berechnen die für die Feinwanderung zur Verfügung stehende Energie. Sie enthält erstens  $E q = 13 \cdot 10^{-5}\text{ J}$ , was sich ohne Induktivität ergeben würde. Außerdem enthält sie einen Teil der induktiven Energie  $\frac{1}{2} L I_0^2 = 120 \cdot 10^{-5}$  bzw.  $41 \cdot 10^{-5}\text{ J}$ . Die zusätzliche induktive Energie ist von der richtigen Größenordnung, um  $\gamma_f^\uparrow$  so zu vergrößern, wie es die Messung zeigt.

### § 55. Die Physik der Feinwanderung. Stiftbildung.

Die Physik der Feinwanderung ist nicht so weitgehend erforscht, daß die gefundenen Gesetze quantitativ-theoretisch hergeleitet werden können. Infolgedessen kann nicht sicher zwischen vorgeschlagenen Erklärungen entschieden werden. Wir müssen uns damit begnügen, wichtige Tatsachen und Überlegungen anzuführen und anschließend anzudeuten, wo möglicherweise eine Erklärung zu suchen wäre.

*Tatsachen:* A) Die Feinwanderung geht immer von der Anode weg, siehe § 54.

B) Die Feinwanderung ist von der Atmosphäre abhängig.

Beweis für B): Wenn in die Gl. (54,03) und (54,04) z. B.  $I_0=10\text{ A}$  und  $E=10\text{ V}$  eingesetzt werden, so ergeben sich gemäß (54,04) für den Vakuumschalter  $q$ -Werte, die einigemal kleiner als die  $q$ -Werte für Schalten in Luft gemäß (54,03) werden, während  $\gamma_f$  konstant bleiben kann. Daraus ist kein sicherer Rückschluß auf die

wirklich durch den Kontaktpalt geflossene Elektrizitätsmenge zu ziehen, denn  $q$  ist hier eigentlich eine Rechnungsgröße; es ist aber zu folgern, daß die Stoffwanderung beim Ausschalten unter sonst gleichen Umständen im Vakuum einmal kleiner als in Luft ist.

C) Alle Feinwanderung ist in weiten Grenzen von der Geschwindigkeit der Elektrodenbewegung unabhängig.

D) Die der Feinwanderung ausgesetzten Berührungsflächen bekommen in der Regel eine körnige Struktur mit etwas abgerundeten Körneroberflächen, die von Schmelzungen zeugen.

E) Ein anderes Zeichen von Schmelzung werden wir etwas ausführlicher behandeln.

Die Abb. (55,01) zeigt einen nachgezeichneten Ausschnitt aus einem typischen Kathodenstrahloszillogramm vom Spannungsverlauf beim Ausschalten ohne Bogenzündung<sup>1</sup>. Man sieht, daß die Spannung nicht unmittelbar auf den Wert  $E$  steigt, sondern vorher zwei Stufen in der Höhe von ungefähr 0,5 bzw. 0,8 V markiert. Die erste Stufe ist uns längst bekannt. Sie hat etwa die Höhe der Schmelzspannung der bei 1000 bis 1500 °C schmelzenden Metalle. Zu der zweiten Stufe müssen wir einige Berechnungen ausführen. Es liegt nahe zu vermuten, daß diese Stufe zu einer *flüssigen* Metallbrücke gehört.

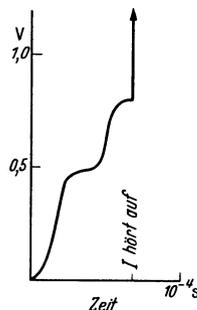


Abb. 55,01. Spannungsverlauf im Kontakt, solange die der Feinwanderung vorangehende Brücke existiert.

Wir denken uns eine solche zwischen den Kontaktgliedern und wollen die von ihr übernommene Spannung unter der Voraussetzung berechnen, daß die Stromwärme sie flüssig hält. Die Gl. (4,17) wird zugrunde gelegt. Ihre Gültigkeit besteht freilich nur unter der Bedingung (4,03), daß keine Wärme über die Seitenfläche abfließt. Diese Bedingung ist nicht streng erfüllt; zumindest wird seitlich Energie ausgestrahlt. Aber ähnlich wie laut Satz (4,16) dürfen wir eine annähernde Erfüllung der Bedingung (4,03) annehmen.

Die Größe  $q\lambda$  im Integral (4,17) vereinfachen wir mit Hilfe des WIEDEMANN-FRANZ-LORENZ-Gesetzes, welches besagt, daß alle Körper, bei denen sowohl die elektrische wie (hauptsächlich) die thermische Leitfähigkeit durch sog. Leitungselektronen besorgt wird, ungefähr dasselbe  $q\lambda$  haben, und zwar im Mittel  $q\lambda = 2,3 \cdot 10^{-8} T^*$ . Die uns jetzt angehenden Kontaktmetalle gehören sowohl im festen wie im flüssigen Zustand zu den guten Elektronenleitern. Daß sie im festen Zustand dem WIEDEMANN-FRANZ-LORENZ-Gesetz unterliegen, ist experimentell bestätigt; mit großer Wahrscheinlichkeit tun sie es auch im flüssigen Zustand<sup>2</sup>; damit rechnen wir.

<sup>1</sup> Originalaufnahmen und eine genauere Diskussion werden erst später von H. G. DRAMBURG veröffentlicht. Die Spannungs-Stufen sind übrigens, obwohl nicht sehr deutlich, an den Abb. (40,02) und (55,03) zu sehen.

\* Vgl. Fußnote 1 auf Seite 29.

<sup>2</sup> Ein experimenteller Beleg liegt nur für Hg vor, nämlich in einer Arbeit von G. GEHLHOFF und F. NEUMEIER. Sie finden nur einen kleinen Sprung des Faktors von  $T$  beim Übergang vom festen zum flüssigen Hg. Die Genauigkeit ihrer Messung wird allerdings von H. REDDEMANN etwas kritisiert.

Wir machen die folgende Rechnung durch numerische Ansätze konkret. Die heißeste Stelle der Brücke wird annähernd die Siedetemperatur des Metalles haben, und wir setzen ihre Temperatur  $\theta = 2000^\circ \text{C}$ . Die Gl. (4,17) besagt dann:

$$U^2 = 8 \int_0^{2000} \rho \lambda d\theta \approx 8 \int_{300}^{2300} 2,3 \cdot 10^{-8} T dT = 0,48. \quad (55,02)$$

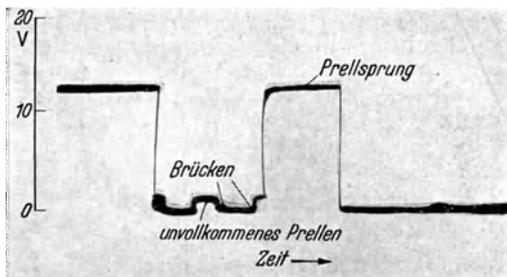


Abb. 55,04. Kathodenoszillogramm von der Spannung in einem prellenden W-Kontakt. Nach BETTERIDGE und LAIRD.

Es folgt:

$$U \approx 0,7 \text{ V}, \quad (55,03)$$

durchaus die für die zweite Stufe beobachtete Größenordnung. Die Berechnung ist für den statischen Zustand durchgeführt und es fragt sich, inwiefern dieser während der kurzen Lebensdauer der Brücke erreicht wird.

Einige mit Hilfe der Formeln des § 10 durchgerechnete Beispiele zeigen, daß die Endtemperatur recht gut erreicht ist. Die Abrundungen der Oszillographenkurven können immerhin auf der Verzögerung der Temperaturentwicklung beruhen.



Abb. 55,05. Die geschmolzene leuchtende Brücke zwischen PtIr-Elektroden. Stromstärke etwa 50 A. 30mal vergrößert. Nach BETTERIDGE und LAIRD.

BETTERIDGE und LAIRD haben zuerst auf diese Stufen in den Oszillogrammen aufmerksam gemacht, s. Abb. (55,04). Sie schätzen für PtIr- und W-Elektroden die zweite Stufe auf 1,5 bis 2 V, eine Größenordnung, die sich aus Gl. (55,02) errechnet, wenn für  $\theta$   $4500^\circ \text{C}$ , also etwa die Siedetemperatur der betreffenden Metalle, eingesetzt wird.

Die Abb. (55,05) stammt von BETTERIDGE und LAIRD und zeigt 30mal vergrößert eine glühende leuchtende Brücke zwischen den Kontaktgliedern.

#### Erklärungsmöglichkeiten für die Feinwanderung.

Ist nun die geschmolzene Brücke eine Tatsache, so entsteht aber die Frage, wie sie zu einer einseitigen Stoffwanderung führen kann. BETTERIDGE und LAIRD nehmen ohne weitere Nachprüfung an, daß die Einseitigkeit durch den THOMSON-Effekt besorgt wird. Eine quantitative Überprüfung dieser Vorstellung wollen wir jetzt vornehmen; sie führt jedoch nicht zur Entscheidung. Eine Erschwerung für die betreffende Vorstellung liegt schon darin, daß es zweifelhaft ist, ob der THOMSON-Effekt überhaupt die richtige Richtung der Stoffwanderung bedingen kann.

Der THOMSON-Effekt könnte die Feinwanderung in folgender Weise bewirken. Nach klassischer Auffassung besteht der normale THOMSON-Effekt darin<sup>1</sup>, daß der Elektronenstrom von der heißen Mitte der Brücke etwas Wärme in die Richtung zur Anode mitnimmt und also die heißeste Stelle nach der Anode zu verschiebt. Jedesmal, wenn die Brücke zerreißt, was natürlich an der heißesten Stelle geschieht, würde also etwas Metall zugunsten der Kathode an dieser haften bleiben. Das wäre die richtige Wanderungsrichtung. Leider ist die Wirklichkeit komplizierter als diese Anschauung. Die THOMSON-Wärme ist ein Effekt zweiter Ordnung mit vielen Eigentümlichkeiten, und gerade bei den gut leitenden, mit Bezug auf die Feinwanderung viel geprüften Metallen Gold, Silber und Kupfer verschiebt sich die THOMSON-Wärme gegen den Elektronenstrom, wenn die Metalle fest sind. Die beobachtete Stoffwanderungsrichtung ließe sich nur durch eine Umkehrung des THOMSON-Effektes im flüssigen Metall erklären. Gegenwärtig sind keine Anzeichen für eine solche Umkehrung bekannt. Die heutige Theorie kann immerhin ihre Möglichkeit nicht ganz bestreiten. Darum werden wir ausrechnen, ob abgesehen von der Richtung eine Stoffwanderung in der gemessenen Größenordnung durch den THOMSON-Effekt bedingt sein könnte.

Die Berechnung der Stoffwanderung als Folge des THOMSON-Effektes muß darauf hinauslaufen, denjenigen Volumenteil der Brücke zu bestimmen, über welchen die heißeste Stelle infolge des THOMSON-Effektes von der Symmetrieebene ab hinweggeschoben wird. Eine große Unsicherheit liegt darin, daß wir die Form der Brücke nicht kennen. Wir müssen uns damit begnügen, zwei weit auseinanderliegende Grenzfälle zu behandeln. Eine allgemeine Berechnung stellt sich zunächst für beide Fälle gleich. Wir benutzen die Bezeichnungen der Abb. (55,06). 1 und 2 sind Leiterstücke je zwischen der heißesten Fläche  $S$  und einer der Endflächen  $F_e$ . Eine Brücke mit kreisförmigem Querschnitt  $\pi a^2$  (Radius  $= a$  cm) verbindet sie. Die Fläche  $S$  ist um  $x$  cm von der Symmetrieffläche  $F_0$  entfernt. Wir suchen das Volumen  $\pi a^2 x$  und bestimmen darum zunächst dessen elektrischen Widerstand  $r$  im nicht erwärmten Zustand. Die Stromstärke durch die Brücke sei  $I$  mit positiver Richtung von 1 zu 2.  $I$  wird sich wenig ändern, solange die Brücke besteht.

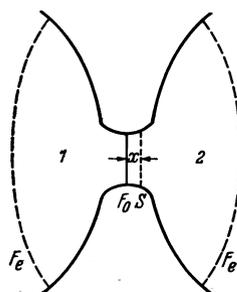


Abb. 55,06. 1 und 2 sind Teile der beiden Kontaktglieder, welche durch eine Brücke verbunden sind. Die Symmetrieffläche in der Mitte der Brücke ist  $F_0$ .  $S$  ist die heißeste Fläche.

Wie in § 6 bezeichnen wir mit  $R(x)$ ,  $\varphi(x)$  usw. Größen der vorliegenden Wirklichkeit und mit  $R(0)$ ,  $\varphi(0)$  usw. entsprechende Größen für den fingierten Fall, daß  $\varrho$  und  $\lambda$  temperaturunabhängig sind. Es ist:

$$r(0) = \frac{1}{2} [R_1(0) - R_2(0)]. \tag{55,07}$$

$R_1(0)$  und  $R_2(0)$  sollen ähnlich wie die bezüglichen  $R_\mu(0)$  in § 6 berechnet werden, nur komplizieren sich die Formeln infolge der Berücksichtigung des THOMSON-Effektes. Anstatt (4,13) kommt (4,22) in Frage, und an Stelle von (6,02) gilt an einer Äquipotentialfläche in dem Leiterstück 2 die folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} d\varphi(0) &= - \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\varphi(x) - \int_{\vartheta} \sigma d\vartheta} = - \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\varphi(x) - \frac{\tau}{2} [\varphi(x)]^2} = \\ &= - \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\varphi(x) \left[ 1 - \frac{\tau}{2} \varphi(x) \right]}, \end{aligned}$$

<sup>1</sup> Vgl. Ende § 4.

vgl. (4,25). In dem kleinen Zusatzglied in der eckigen Klammer ersetzen wir  $\varphi(\alpha)$  durch dessen ungefähren Mittelwert  $\mathbf{U}/3$ , und das voranstehende  $\varphi(\alpha)$  ersetzen wir dank der aus der vorangehenden erhältlichen Formel:

$$\begin{aligned} [\varphi(\alpha)]^2 &\approx 2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta \left[ 1 + \frac{\tau}{3} \varphi(\alpha) \right] \approx \\ &\approx 2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta \left[ 1 + \frac{\tau \mathbf{U}}{9} \right] \end{aligned}$$

durch

$$\varphi(\alpha) = \sqrt{1 + \frac{\tau \mathbf{U}}{9}} \sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}.$$

Schließlich erhalten wir so in Analogie mit (6,04):

$$U_{\frac{1}{2}}(0) = \frac{1}{\left(1 \mp \frac{\tau \mathbf{U}}{6}\right) \sqrt{1 \pm \frac{\tau \mathbf{U}}{9}}} \int_0^{\theta} \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}} \approx \frac{1}{1 \mp \frac{\tau \mathbf{U}}{9}} \int_0^{\theta} \frac{\varrho_0 \lambda d\vartheta}{\sqrt{2 \int_{\vartheta}^{\theta} \varrho \lambda d\vartheta}}.$$

Also ist

$$\frac{U_1(0)}{U_2(0)} = \frac{R_1(0)}{R_2(0)} = \frac{1 + \frac{\tau \mathbf{U}}{9}}{1 - \frac{\tau \mathbf{U}}{9}}. \quad (55,08)$$

Aus (55,08) zusammen mit  $R_1 + R_2 = \mathbf{R}$  folgt:

$$R_1(0) = \frac{\mathbf{R}(0)}{2} \left( 1 \pm \frac{\tau \mathbf{U}}{9} \right)$$

und schließlich laut (55,07):  $r(0) = \mathbf{R}(0) \frac{\tau \mathbf{U}}{18}$ . (55,09)

Von jetzt ab trennen sich die Berechnungen für die beiden Grenzfälle. Der eine ist durch den Ansatz gekennzeichnet, daß die Brücke so kurz ist, daß  $\mathbf{R}(0) = \varrho/2a_1$  gesetzt werden kann. Im zweiten Grenzfall betrachten wir die Brücke als einen Zylinder und nehmen an, daß nicht zumindest wegen der hohen Temperatur der Brücke diese selbst einen großen Teil von  $\mathbf{R}$  trägt, so daß, wenn ihre Länge  $y$  ist,  $\mathbf{R}(0) = \frac{\varrho_0 y}{\pi a_2^2} + \frac{\varrho_0}{2a_2}$  wird.

*Grenzfall I.* Es ist:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mathbf{U}}{I} = \mathbf{R}(x) &\approx 6,3 \mathbf{R}(0)^* = \frac{3,15 \varrho_0}{a_1}, \\ r(0) &= \frac{\varrho_0}{2a_1} \frac{\tau \mathbf{U}}{18} = \frac{\varrho_0 x}{\pi a_1^2}, \\ \text{wozu kommt:} & \quad \mathbf{U} = 0,7 \mathbf{V} \text{ bei } \theta = 2000^\circ \text{ C.} \end{aligned} \right\} \quad (55,10)$$

$\tau$  ist für die in Frage kommenden Metalle etwa  $\tau = 0,25 \mathbf{V}^{-1}$ . Aus den Gl. (55,10) berechnet sich in cm:

$$a_1 = 4,5 \varrho_0 I \quad \text{und} \quad x_1 = 0,068 \varrho_0 I$$

und der Volumenverlust der Anode bei einer Ausschaltung

$$G_1 = \pi a_1^2 x_1 = 4,3 \varrho_0^3 I^3. \quad (55,11)$$

\*  $\mathbf{R}(x) = \mathbf{R}(0) (1 + \frac{2}{3} \alpha \varrho)$  ergibt mit  $\alpha = 0,004$  und  $\theta = 2000$  den Wert  $\mathbf{R}(x) = 6,3 \mathbf{R}(0)$ .

*Grenzfall II.* Es ist:

$$\left. \begin{aligned} \frac{U}{I} &= \mathbf{R}(\alpha) \approx 9 \mathbf{R}(0)^* = \frac{9}{\pi} \frac{\varrho_0 \gamma}{a_2^2} \\ r(0) &= \left( \frac{\varrho_0 \gamma}{\pi a_2^2} + \frac{\varrho_0}{2 a_2} \right) \frac{\tau U}{18} = \frac{\varrho_0 x_2}{\pi a_2^2}, \end{aligned} \right\} (55, 12)$$

wozu kommt  $U = 0,7$ ;  $\theta = 2000$  und  $\tau = 0,25$ .

Aus den Gl. (55,12) berechnet sich:

$$a_2^2 = 4,1 \varrho_0 \gamma I \quad \text{und} \quad x_2 = 0,0097 \left( \gamma + \frac{\pi}{2} a_2 \right) \quad (55, 13)$$

und der Volumenverlust der Anode bei einer Ausschaltung:

$$G_2 = \pi a_2^2 x_2 = 0,125 \gamma \varrho_0 I \left( \gamma + \frac{\pi}{2} a_2 \right). \quad (55, 14)$$

*Vergleich mit den Erfahrungen.* Zuerst brauchen wir eine Schätzung von  $\gamma$ . Es ist wohl kaum wahrscheinlich, daß die Brücke länger als dick ist, d. h.  $\gamma = 2a_2$  ist ein plausibler Höchstwert. Dann wird:  $a_2 = 8,2 \varrho_0 I$  und  $G_2 = 60 \varrho_0^3 I^3$ , d. h. eine Zehnerpotenz größer als  $G_1$  und in derselben Weise wie dieses von  $\varrho_0$  und  $I$  abhängig. Die Abhängigkeit von  $I$  ist aber nicht in Übereinstimmung mit der Erfahrung, denn  $G_{\text{gem}}$  ist im Vakuum proportional zu  $I^2$ , und wir müssen mit den Messungen im Vakuum vergleichen, weil in Luft offenbar chemische Wirkungen hinzukommen. Trotzdem  $I$  anders als beobachtet in die Formeln eingeht, werden wir für  $I = 10 \text{ A}$ , eine mittlere Meßstromstärke, einen Vergleich zwischen  $G_{\text{gem}}$  und  $G_1$  bzw.  $G_2$  für Kupfer durchführen. Dazu müssen wir  $\varrho_0$  schätzen. Im festen Kupfer ist  $\varrho_0 = 1,76 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$  und im flüssigen etwa doppelt so groß. In der Brücke wird es wohl noch größer, weil eine solche Störung voraussetzen ist, wie wir sie schon von den Frittbrücken her kennen. Sie bedingt vermutlich den Faktor 2\*\*. Wir rechnen demgemäß mit  $\varrho_0 = 7 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$  und erhalten  $G_2 = 0,2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3$ ; das ist die richtige Größenordnung. In  $G_1$  geht ein etwas kleineres  $\varrho_0$  ein, und wir schätzen es laut (55,11) etwas mehr als eine Zehnerpotenz kleiner als  $G_2$ .

Die Erfahrung mit Vakuumschaltern wird durch die Formeln (54,01), (54,04) und die Tafel (54,08) ausgedrückt. So ergibt sich für  $I = 10 \text{ A}$  in  $\text{cm}^3$ :

$$\left. \begin{aligned} G_{\text{gem}} &= \gamma_{f_0}^\dagger q = (2 \cdot 10^{-6}) (3 \cdot 10^{-7} \cdot 10^2) = 0,6 \cdot 10^{-10}. \\ \text{Also ist:} \quad G_1 &< G_2 \approx G_{\text{gem}}. \end{aligned} \right\} (55, 15)$$

Wir fassen die Resultate zusammen. Der THOMSON-Effekt in der bisher beobachteten Gestalt kann die Feinwanderung nicht erklären, teils weil er entgegengesetzt gerichtet ist, teils weil eine falsche Ab-

\*  $\mathbf{R}(\alpha) = \mathbf{R}(0) (1 + \alpha \theta)$  ergibt mit  $\alpha = 0,004$  und  $\theta = 2000$  den Wert  $\mathbf{R}(\alpha) = 9 \mathbf{R}(0)$ .

\*\* Vgl. den Text hinter (23,04).

hängigkeit von der Stromstärke herauskommt, jedenfalls, wenn mit den Beobachtungen im Vakuum verglichen wird<sup>1</sup>. Für  $I = 10 \text{ A}$  gibt er allerdings eine Wanderung in der richtigen Größenordnung.

Trotz dieser Sachlage möchte Verfasser die Idee vom THOMSON-Effekt nicht aufgeben, insofern die flüssige Brücke für die Wanderung maßgebend ist. In dem Augenblick, da die Brücke bricht, dürfte ihr Stoff in einem siedenden Zustand sein, und der Stromvorgang ist ein außergewöhnlicher. Die Umstände, welche der Theorie des THOMSON-Effektes für feste Metalle zugrunde liegen, sind in der Brücke nicht mehr vorhanden. Es ist durchaus denkbar, daß in Wirklichkeit die Effektrichtung umgekehrt ist. Vielleicht würde sich auch die Abhängigkeit vom Strom erklären. Leider sind noch keine Unterlagen vorhanden, um diese Vermutungen in Berechnungen zu übertragen.

Verfasser hat auch *andere Erklärungsmöglichkeiten* überlegt, stößt aber immer auf die Schwierigkeit, die tatsächliche Größe der Feinwanderung herauszubekommen; denn es ist jedesmal eine durchaus mit dem ganzen Brückenvolumen vergleichbare Stoffmenge, die wandert. Das sehen wir folgendermaßen:

Wir haben zwei Fälle untersucht: I) eine kreisförmige Berührungsstelle  $\pi a_1^2$  ohne eigentliche Brücke und II) eine Brücke mit dem Querschnitt  $\pi a_2^2$  und der Länge  $2a_2$ . Auf Grund der Tatsache, daß die geschmolzene Brücke die Spannung  $0,7 \text{ V}$  übernimmt, berechnet sich  $a_1 = 4,5 \varrho_0 I$  und  $a_2 = 8,2 \varrho_0 I$ . Die Wirklichkeit liegt wohl zwischen den Fällen I) und II), und wir können mit dem Mittelwert der wenig unterschiedlichen  $a_1$  und  $a_2$ , also mit dem Radius  $a = 6,3 \varrho_0 I$  und außerdem mit der Länge  $\xi a$  der Brücke rechnen, wo  $0 < \xi < 2$  ist. Das Brückenvolumen  $V$  ist also  $V = \pi a^2 \xi a = 790 \xi \varrho_0^3 I^3$ . Setzen wir  $I = 10 \text{ A}$ , so wird  $V = \xi \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3$ . Laut (55, 15) ist die beobachtete wandernde Menge höchstens eine Größenordnung kleiner.

Bei der schließlichen teilweisen Verdampfung der Brücke wird natürlich der Dampf etwas ionisiert, und die  $+$ -Ionen wandern zur Kathode. Da es sich aber um Schalten ohne Bogen handelt, muß die Ionenmenge äußerst klein sein und reicht keineswegs zu einer Erklärung der ganzen Feinwanderung aus.

Berechnungen über den elektrischen Einfluß auf die Oberflächenspannung der Brücke fielen nicht günstiger aus.

Als HOLM<sup>2</sup> das erstmal eine Theorie der Feinwanderung gestaltete, war die Brückenbildung noch unbekannt. Die sie anzeigende Spannungsstufe [Abb. (55, 01)] tritt übrigens nicht immer auf. Damals wurde angenommen, daß an der letzten Berührungsstelle eines auseinandergehenden Kontaktes eine Störung der Oberfläche entsteht, derzufolge

<sup>1</sup> Für Messungen in Luft gilt die Formel (54, 03), welche mit dem Faktor  $E I_0^2$  einen gewissen Anschluß an den theoretischen Faktor  $I_0^3$  erlangt.

<sup>2</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [19], § 3, sowie [25] und [31].

viele *Metallionen* der Anodenoberfläche so locker werden, daß sie durch das starke Feld *zur Kathode gezogen* werden. Es wäre dieselbe Erscheinung, die wir vom Aufbau der Frittbrücken her kennen, vgl. § 23. Sie tritt sicherlich auf, jedoch ist es laut der vorangehenden Schätzung fraglich, ob ein so großer Teil der flüssigen Brücke in dieser Weise zur Kathode wandern kann, wie erforderlich, um die *ganze* Feinwanderung zu erzeugen. Eine Erklärung des Einflusses der Stromstärke fehlt. Vorläufig kann man nur behaupten: Die Feinwanderung im Vakuum beruht wahrscheinlich teils auf Ionentransport etwa laut der Hypothese von HOLM, teils auf dem THOMSON-Effekt.

Soweit gelten unsere Überlegungen für die Feinwanderung im Vakuum. Eine brauchbare Theorie dafür muß eine Möglichkeit offenlassen, die verstärkte Wanderung bei Luftzutritt zu erklären. Wenn die Luft auf die Länge der Brücke einen Einfluß hat, so könnte dadurch die infolge des THOMSON-Effektes wandernde Menge beeinflusst werden. Und was die Lockerionen in der HOLM-schen Theorie anbetrifft, ist es durchaus denkbar, daß ihre Anzahl durch die Anwesenheit der Luft vergrößert wird. Die geforderten Erklärungsmöglichkeiten scheinen also vorhanden zu sein.

#### Stiftbildung durch Feinwanderung<sup>1</sup>.

Wir verlassen nun die Erklärungsversuche und wenden uns der praktischen Frage der Stiftbildung zu. Volumenmäßig ist sie klein und paßt ohne weiteres in die Tafeln des § 54 hinein. Verhängnisvoll ist sie nur infolge ihrer Form, wenn sie z. B. zum Verhaken führt. Wie soll man also die Wanderung auf eine größere Fläche verteilen? Zur Beantwortung dieser Frage brauchen wir nur die folgende Grundbedingung für die Ausbildung der Stifte zu kennen. Ein Stift wächst nur dann weiter, wenn er selber immer im zusammengehenden Kontakt die erste bzw. im auseinandergehenden die letzte Berührungsstelle gibt; und wenn diese Stelle metallisch ist. Man vermeidet also die Stiftbildung, wenn man dafür sorgt, daß der Kontakt z. B. infolge Verdrehung sich stets mit neuen Berührungsstellen trifft, und man vermeidet sie auch, wenn entstehende Spitzen infolge ihrer Erwärmung durch den Strom oxydiert werden, so daß der Kontaktstrom sich danebenliegende bessere Übergangsstellen suchen muß. Bei einigen Anordnungen hat es sich bewährt, ein Kontaktglied aus Edelmetall, z. B. Ag, gegen eines aus mäßig unedlem Metall wie Ni so arbeiten zu lassen, daß das unedle Anode bleibt. Dessen Oxydation reicht dann aus, um die Stiftbildung zu unterdrücken, während gleichzeitig die Wanderung, also  $\gamma_f$ , oft besonders klein bleibt; siehe Messung Nr. 43 in der Tafel (54,07). Der Kontakt bleibt dank der Ag-Kathode gut leitend.

Eine dritte Methode zur Verminderung der Stiftbildung ist die Verwendung von einem nichtmetallischen, schwer schmelzbaren Kontakt-

<sup>1</sup> Siehe R. HOLM u. Mitarb. [19], § 13, sowie [30] und [31].

stoff, wie z. B. Wolframkarbid. Solche Stoffe verschweißen nicht, und damit hängt vielleicht zusammen, daß das losgerissene Material sich nicht zu Stiften zusammenfügt.

Eine vierte, weniger effektive Methode zur Vermeidung der Stiftbildung besteht darin, sehr gut gegeneinander eingeschliffene Kontaktglieder, gerne gerillt, zu verwenden. Solche Kontakte befördern eine gleichmäßige Verteilung der Wanderung.

Die *Neigung der Kontaktstoffe zur Stiftbildung* ist in der Tafel (55,16) durch Zahlen 0 bis 3 gekennzeichnet. 0 bedeutet keine Neigung, 3 eine sehr große.

Tafel (55,16)<sup>1</sup>. Kennzahlen für die Neigung der Kontaktstoffe zur Stiftbildung bei Feinwanderung.

Werkstoff	Kennzahl	Werkstoff	Kennzahl
C	0	Bronze	2
Ni	0	Konstantan	0
Cu	0 ... 1	Ag + 40% Ni	1 ... 3
Mo	0	Ag + 10% Pd	2
Ag	2 ... 3	Ag + Au	3
W	0 ... 1	PtIr	2
Pt	3	Pt + 8% Ni *	0
Au	3	Widia	0
Ag <sup>+</sup> gegen Ni <sup>-</sup>	2 ... 3	Ag <sup>-</sup> gegen Ni <sup>+</sup>	0

## § 56. Numerische Beispiele zu den Stoffwanderungsformeln.

### Die Berechnung eines Löschkreises.

Es dürfte angebracht sein, an Hand eines numerischen Beispiels zu zeigen, wie man die Regeln dieses Kapitels praktisch zu benutzen hat. Wir wählen ein Beispiel, welches zu recht vielseitigen Rechnungen führt, nämlich die Berechnung eines Löschkreises.

Wir verwenden Bezeichnungen gemäß Abb. (45,01). Gegeben sei: Ein- und ausschaltender Kontakt mit Silberelektroden;  $E = 60 \text{ V}$ ;  $R = 60 \Omega$ ;  $L = 0,25 \text{ H}$ ;  $v = 10 \text{ cm/s}$ . Es ist somit der Kurzschlußstrom  $I_0 = E/R = 1 \text{ A}$ .

Zu berechnen sind:  $C$  und  $r$ .

*Aufgabe A: Berechnung von C.*

Aus Preisgründen will man mit einer möglichst kleinen Kapazität  $C$  auskommen. Es gilt also zunächst, eine untere Grenze für  $C$  zu berechnen. Sie ergibt sich aus der folgenden

*Problemstellung:* Die Kapazität  $C$  ist so zu bemessen, daß sie ausreicht, um gegen einen nachträglichen Durchbruch im Kontaktpalt zu schützen, und zwar unter der Annahme, daß kein Bogen gezogen wird.

<sup>1</sup> Zwei Zahlenangaben für ein Metall deuten an, daß Prüfungen verschieden ausgefallen sind.

\* Vgl. E. DÖRING.

Diese Aufgabe wird mit Hilfe der Gl. (48,13) gelöst. Man findet, daß etwa  $C = 0,7 \mu\text{F}$  gerade paßt, um die Gl. (48,13) zu befriedigen.  $0,7 \mu\text{F}$  ist also die kleinste Kapazität, welche eine Sicherheit gegen den Durchbruch gewährt. Die zu benutzende Kapazität wählt man in der Praxis etwas größer, um eine Sicherheit für den Fall zu gewinnen, daß  $v$  den vorausgesetzten Wert (hier  $v = 10 \text{ cm/s}$ ) einmal nicht erreicht. Wir nehmen  $C = 1 \mu\text{F}$ .

*Aufgabe B: Berechnung von  $r$ .*

Von vornherein besteht ja die Absicht, den Ausschaltbogen zu schwächen. Wir denken uns vorläufig, daß wir ihn ganz vermeiden wollen. Die Spannung unmittelbar nach dem Ausschalten kann nicht größer als  $rI_0$  sein. Ist  $rI_0 < U_m \approx U_0$ , und findet, während der Kontaktpalt unter etwa  $10^{-5} \text{ cm}$  bleibt, keine merkliche Spannungserhöhung statt, wie im angegebenen Fall, so kann der Bogen aus Spannungsmangel nicht gezogen werden. Dies ergibt die obere  $r$ -Grenze  $r_1$ :

$$r_1 = \frac{12}{1} \Omega = 12 \Omega.$$

Nun bleibt der Lichtbogen aus, auch wenn die Spannung ausreicht, wenn nur die Stromstärke klein genug ist. Die Stromstärke  $I_b$  des gerade gezündeten Bogens ist  $I_b = I_0 - \frac{U_0}{r}$  oder im vorliegenden Fall  $I_b = 1 - \frac{12}{r}$ . Eine ungefähre obere Grenze  $r_2$  ergibt sich also aus der Bedingung  $I_b \leq I_m$ . Im vorliegenden Fall mit Silberelektroden ist für normale Atmosphäre  $I_m = 0,4$ , woraus sich berechnet:

$$r_2 = 20 \Omega.$$

Uns interessiert gerade der höchste  $r$ -Wert, der noch mit der Bogenlöschung vereinbar ist; denn als Schutz gegen den Entladestrom beim Einschalten ist ein möglichst großes  $r$  wünschenswert. Von diesem Standpunkt aus liegt die Grenze  $r_1$  unnötig tief, da ja noch  $r_2$  für den Zweck ausreichen würde.

Soviel über eine obere  $r$ -Grenze. Die Frage liegt nahe, ob nicht mit Hinsicht auf den eben erwähnten Einschaltvorgang auch eine untere  $r$ -Grenze angegeben werden kann. Dafür gibt es keine einfache Regel, sondern das Problem läuft auf einen Kompromiß hinaus, der sich dadurch kompliziert, daß die zur  $r_2$ -Grenze führende Überlegung nicht ganz streng ist. Das dabei benutzte  $I_b$  stellt nämlich nur einen augenblicklichen Wert dar, während der Bogen immer eine gewisse Dauer hat und nicht nur vom Anfangswert des Stromes abhängt. Die folgende Überlegung gibt uns eine passende Problemstellung. Es hat keinen Zweck, den Ausschaltbogen schwächer zu machen, als daß die Stoffwanderung durch ihn gleich der Stoffwanderung beim Einschalten wird. Es ist sogar zweckmäßig,  $r$  nach der folgenden Regel zu wählen, jeden-

falls wenn der Kontaktstoff, wie Ag, einer ist, dessen Feinwanderung die Neigung zur Stiftbildung hat.

*Regel für die  $r$ -Berechnung.* Der Widerstand  $r$  ist so zu bemessen, daß ein schwacher Abreibbogen noch gezogen wird, welcher eine ebenso große Stoffwanderung  $G_k$  von der Kathode weg erzeugt, wie der Einschaltstrom und die Feinwanderung eine Stoffwanderung  $G_a$  von der Anode weg verursachen. Der Bogen greift nämlich gerade den auf die Kathode sich aufbauenden schädlichen Stiftansatz an und vermag ihn wegzubrennen, wenn etwa  $G_a = G_k$  ist.

Nach diesem Prinzip werden wir jetzt rechnen, wohl bewußt, daß wir die Berechnung mit größerer mathematischer Genauigkeit durchführen, als die Experimente reproduzierbar sind.

*Bemerkung zum Prellen.* Das Prellen könnte man in der Weise berücksichtigen, daß man die Stoffwanderungszahlen mit Faktoren multipliziert, welche gewöhnlich 1,5 bis 2 betragen. Da aber hier die Wanderungen von der Anode bzw. von der Kathode weg nur unter sich ganz roh verglichen werden, lassen wir den Prellfaktor weg, obwohl er für die beiden Stoffwanderungsarten nicht notwendig derselbe ist.

Es kommt darauf an, systematisch einige  $r$ -Werte rechnerisch zu prüfen, bis man einen passenden findet. Wir denken uns einige Vorarbeit schon geleistet (die Berechnung von  $r_2 = 20 \Omega$  gehört dazu) und prüfen  $r = 18 \Omega$ , und zwar zunächst unter der Annahme einer relativen Feuchtigkeit  $f = 0,4$ , also gemäß der Tafel (53,04) mit  $I_m = 0,4 \text{ A}$ .

*Berechnung der Stoffwanderung von der Anode weg* bei  $10^6$  Schaltungen. Alle Arten einer solchen Wanderung können zur Stiftbildung beitragen. Es kommt in Frage teils die Feinwanderung  $G_f^\uparrow$  beim Ausschalten, teils die Wanderung beim Einschalten  $G^\downarrow$ . Die für die Feinwanderung maßgebende Elektrizitätsmenge  $10^6 q_f$  berechnet man mit Hilfe der Formel (54,03). Was gilt aber dort als  $I_0$ ? Fließt nicht schon im ersten Schaltaugenblick ein Teil des Stromes  $E/R$  in den Löschkreis hinein? Streng genommen ist dies nicht der Fall, weil eine gewisse, wenn auch kleine Induktivität im Löschkreis immer dafür sorgt, daß dessen Strom mit endlicher Geschwindigkeit anwächst. Die Messung Nr. 55 der Tafel (54,09) bestätigt ja auch, daß der Löschkreis die Feinwanderung wenig beeinflusst. Für unsere jetzige Annäherung genügt es, mit  $I_0 = 1 \text{ A}$  zu rechnen. Dann erhalten wir  $10^6 q_f = 10 \frac{60 \cdot 1}{100} \text{ C} = 6 \text{ C}$ . Das zugehörige  $\gamma_f^\uparrow$  ist gemäß der Tafel (54,07) etwa  $\gamma_f^\uparrow = 1$ , also wird in  $10^{-6} \text{ cm}^3$  ausgedrückt:

$$10^6 G_f^\uparrow = 6 \cdot 1 = 6. \quad (56,01)$$

Die Berechnung der für die Stoffwanderung beim Einschalten maßgebenden Elektrizitätsmenge  $10^6 q^\downarrow$  kann nicht auf Gl. (54,02) gegründet werden; dazu ist  $E$  zu groß; sondern wir nehmen die Gl. (46,11) zu

Hilfe. Sie ergibt in  $C$  gemessen:

$$10^6 q^\downarrow = 48 \left(1 - \frac{1}{e}\right) = 30,3. \quad (56,02)$$

Wie groß nun das zugehörige  $\gamma^\downarrow$  ist, muß überlegt werden. Im Falle von kräftigen Entladungen mit einer Metaldampfentwicklung, wodurch die Luft aus dem Kontaktpalt verdrängt wird, nimmt  $\gamma^\downarrow$  laut der Tafel (53,04) den großen Wert 16 an, während es bei gutem Luftzutritt auf 0,3 herabsinkt. Beim vorliegenden Beispiel kommen nur schwache Entladungen in Frage, und die Luft kann sich geltend machen. Ihre Wirkung wird sogar dadurch etwas verstärkt, daß Ein- und Ausschalten sich am selben Kontakt abwechseln. Wir benutzen für den vorliegenden Fall eine vorher nicht erwähnte Messung<sup>1</sup>. Sie wurde übrigens unter Umständen gemacht, die von den vorausgesetzten nicht sehr abweichen. Sie ergab  $\gamma^\downarrow = 4$ . Demgemäß ist

$$10^6 G^\downarrow = 30,3 \gamma^\downarrow = 30,3 \cdot 4 = 121.$$

Die gesamte Wanderung von der Anode weg ist also bei  $10^6$  Schaltungen ohne Prellen in  $10^{-6} \text{ cm}^3$  gemessen:

$$10^6 G_a = 6 + 121 = 127. \quad (56,03)$$

*Berechnung der Stoffwanderung von der Kathode weg.* Im betreffenden Sinne wirkt nur eine Grobwanderung beim Ausschalten<sup>2</sup>. Die Berechnung von  $10^6 q^\uparrow$  geschieht mit Hilfe der Formeln (48,16) nebst (48,17) und gestaltet sich folgendermaßen:

$$I_b = \frac{1}{1 + 1,4 \cdot \frac{12}{60} \frac{60}{18} \cdot e^{-50/48}} = 0,755;$$

$$\mathbf{x} = 1,22 \frac{0,355}{0,40} = 1,08; \quad \mathbf{y} = \frac{1,8}{0,755 \cdot 0,66} = 3,62;$$

$$t = \frac{60^2 \cdot 10^{-3}}{16 \cdot 10 \cdot 37} = 6,1 \cdot 10^{-4}; \quad 10^6 q^\uparrow = 10^6 \cdot 6,1 \cdot 10^{-4} \cdot 0,755 = 460.$$

$\gamma^\uparrow$  entnehmen wir aus (53,04):  $\gamma^\uparrow = 0,3$ , und die Stoffwanderung zuungunsten der Kathode ergibt sich in  $10^{-6} \text{ cm}^3$  zu:

$$10^6 G^\uparrow = 10^6 G_k = 460 \cdot 0,3 = 138. \quad (56,04)$$

Laut der Gl. (56,03) und (56,04) ist nun  $G_k \approx G_a$ , d. h. was die Kathode beim Ausschalten verliert, ist gleich dem, was die Anode beim Ein-

<sup>1</sup> R. HOLM und F. GÜLDENPFENNIG [25], § 3 VI.

<sup>2</sup> Aus der Tafel (50,06) sehen wir, daß die Stoffwanderung beim Ausschalten von Silberkontakten nicht immer die Kathode am stärksten angreift. Zum Wegbrennen eines „Stiftes“ ist es allerdings nur erforderlich, daß dieser genügend angegriffen wird, und ob die Anode gleichzeitig noch mehr Stoff verliert als der Stift ist gleichgültig. Beim vorliegenden Beispiel befinden wir uns immerhin mit  $I_b = 0,755$  und  $v_0 t = 0,0061$  gerade noch in dem Koordinatengebiet, wo die Kathode mehr Stoff als die Anode verliert; siehe Messung 1 in der Tafel (50,06).

schalten und bei der Feinwanderung zusammen verliert. Damit ist nicht gesagt, daß der mit dem Anodenverlust gleichzeitige Kathodengewinn (der Stift) ganz gleich dem Kathodenverlust beim Ausschalten ist, so wie wir es eigentlich angestrebt haben. Größenordnungsgemäß ist es jedoch der Fall, und bei Beachtung der Unsicherheit der ganzen Methode erfüllt die Berechnung ihren Zweck. Eine Konstruktion auf Grund der Berechnung muß der Sicherheit wegen mit Hilfe von Messungen feinkorrigiert werden.

*Die Stoffwanderung bei großer oder sehr kleiner Feuchtigkeit.* Oben wurde  $f=0,4$  und demgemäß  $I_m=0,4$  vorausgesetzt. Sowohl bei großem wie bei sehr kleinem  $f$  liegt  $I_m$  höher [vgl. § 44 und Tafel (53, 04)]. Bei  $f=0,65$  ist z. B.  $I_m=0,5$ . Eine ähnliche Rechnung wie die obige zeigt, daß man jetzt  $r=35 \Omega$  wählen muß, um  $G_a=G_k$  ( $\approx 100$ ) zu erhalten. Also: wenn große oder sehr kleine Feuchtigkeiten vorkommen können, so soll man  $r$  größer wählen als für  $f=0,4$  berechnet wurde. Zweckmäßig ist in diesem Beispiel überhaupt  $r=30 \Omega$  zu nehmen.

*Die Verminderung der Stoffwanderung durch den Löschkreis.* Ein Vorteil durch den berechneten Löschkreis ist, daß der sich bei voller Löschung bildende Stift weggebrannt wird. Im Vergleich zum Schalten ohne Löschkreis wird die Stoffwanderung volumenmäßig stark vermindert. Wir denken uns den Löschkreis entfernt. Dann entsteht eine merkliche Stoffwanderung nur beim Ausschalten, und zwar teils infolge der Feinwanderung und teils in höherem Maße infolge einer Grobwanderung. Die letzte wollen wir berechnen, und zwar mit Hilfe der Formel (47, 10). Man zeichnet eine  $I$ -Kurve gemäß (47, 11). Sie fängt bei  $I=1 \text{ A}$  an und sinkt fast linear in  $13 \text{ ms}$  auf  $I=I_m=0,4 \text{ A}$  hinab. Dann löscht der Bogen unseren Ansätzen gemäß. Hieraus berechnet sich  $q^\uparrow=9 \cdot 10^{-3} \text{ C}$  und also  $10^6 q^\uparrow=9000 \text{ C}$ . Mit  $\gamma^\uparrow=0,3$  [s. Tafel (53, 04)] erhalten wir somit  $G_k=9000 \cdot 0,3=2700 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$ , d. h. rund 20mal soviel als mit dem Löschkreis.

### § 57. Quecksilberschalter und Kohledruckwiderstände.

Dieser Paragraph ist Kontakten mit gewissen Sondereigenschaften gewidmet.

*Der Quecksilberschalter.* Schon FARADAY wußte den innigen Kontakt zwischen Quecksilber und etwas voramalgamierten Drähten zu schätzen. Induktorien wurden frühzeitig mit Quecksilberkontakten betrieben (FOUCAULT). Die Näpfe waren offen, und man schützte die Quecksilberoberfläche durch eine Schicht verdünnten Alkohols oder Kreosots, um das Schlacken des Quecksilbers infolge Oxydation zu verringern. Bei häufiger Schaltung entstand aber in der Schutzflüssigkeit eine störende Emulsion von kleinen Quecksilberkügelchen. Die Schaltleistung war klein.

In modernen Schaltern befindet sich das Quecksilber in einem luftdichten Gefäß<sup>1</sup> mit eingeschmolzenen Metallelektroden, zwischen denen das Quecksilber die stromschließende Brücke bilden kann. Sauerstoff ist ausgeschlossen. Wegen des nicht ganz kleinen Dampfdruckes des Quecksilbers haben die Schalter nicht die Eigenschaft von Vakuumschaltern, sondern der Bogen wird da immer leicht gezogen. Damit er einen großen Gradienten bekommt und infolgedessen schon bei kleiner Länge erlischt (vgl. § 44), füllt man das Gefäß mit Wasserstoff<sup>2</sup> oder jedenfalls mit einem das Quecksilber nicht angreifenden Gase; Gasdruck größenordnungsgemäß eine halbe bis ein paar Atmosphären. Die Fähigkeit des Wasserstoffs, den gezogenen Bogen kurzlebig zu machen, kommt besonders beim Schalten eines Gleichstromes zum Ausdruck. C. G. SURTS maß eine etwa 2 Zehnerpotenzen kürzere Bogendauer mit H<sub>2</sub>-Füllung als mit Füllung von N<sub>2</sub>, He oder Ar.

Die Betätigung der Quecksilberschalter erfolgt durch Neigen, Spritzen, magnetisch bewegte Verdrängungskörper, durch Erwärmung des eingeschlossenen Gases, welches auf das Quecksilber drückt, usw.

Nicht ganz sauberes Quecksilber erwirbt unter dem Einfluß des Bogens die Fähigkeit, die Wandung zu schmieren und so-

mit störende, leitende Brückenfäden zu bilden. Bei der Herstellung von Quecksilberschaltern kommt es deswegen darauf an, das Quecksilber gründlich von verunreinigendem Metall, Sauerstoff, Schwefel, Kohlenstoff usw. zu befreien (zum Teil elektrolytisch). Auch die Elektroden und die Gefäßwand müssen entgast sein. Um die Wandung gegen die Angriffe des Bogens zu schützen, benutzt man gelegentlich keramische Funkenschutzeinlagen, s. Abb. (57,04).

Für kleine Leistungen genügen Eintauchelektroden, z. B. aus Pt, Fe oder W. Für größere Schaltleistungen von mehreren bis zu 100 A



Abb. 57,04. Quecksilberschalter mit keramischer Funkenschutzeinlage nach Muth & Co., Nürnberg.

<sup>1</sup> Eine Ausnahme bildet der sog. Quecksilberpimpel, welcher in der Hochfrequenztechnik in Halbleiter-Reglerwiderständen verwendet wird. Ein Quecksilbertropfen, der von einem elastischen Dichtungsring zusammengehalten und mitgeführt wird, gibt den Schiebekontakt gegen den Halbleiterwiderstand und dieser Kontakt ist so innig, daß die Verschiebung des Pimpels elektrisch geräuschlos wird.

<sup>2</sup> Der große Gradient im Wasserstoff ist eine Folge der großen Diffusionsfähigkeit, womit eine hohe Wärmeleitfähigkeit zusammenhängt.

läßt man gerne das Quecksilber beide Elektroden bilden. Die Konstruktion kann so durchgeführt sein, daß die leitende Quecksilbermenge beim Ausschalten an der Schaltstelle auseinanderfließt. In einer Sonderausführung (DRP. 681 060) besteht die eine Elektrode aus festem Metall mit einer schwammigen Oberfläche (z. B. gesintertes Eisenpulver), welche soviel Quecksilber aufsaugt, daß sie als echte Quecksilberelektrode dienen kann, obwohl sie formbeständig ist.

Die Hauptvorteile der Quecksilberschalter sind:

1. Quecksilberelektroden erleiden keine dauernde Abnutzung, weil das verdampfte Quecksilber sich niederschlägt und wieder in die Elektrodenmasse zurückfließt.

2. Der Kontakt bleibt gut leitend.

3. Der Lichtbogen, der nicht mehr wegen der Abnutzung zu befürchten ist, schützt gegen schroffe Stromänderungen, so daß induzierte Überspannungen wegfallen<sup>1</sup>.

4. Zur Betätigung reichen geringe Kräfte aus.

Wegen *Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher* verweisen wir auf das einschlägige Schrifttum<sup>2</sup>.

*Kohledruckwiderstände.* Ein Kohledruckwiderstand kann aus einer Reihe aufeinandergelegter Kohleplatten bestehen. Durch den ganzen Stapel, welcher unter dem Einfluß eines Druckstempels steht, wird der zu regulierende Strom geschickt. Der Widerstand wird größer oder kleiner je nach der Druckkraft. Die Brauchbarkeit dieser Widerstände beruht auf der Eigenschaft der Kohle, *nicht zu haften* und darum eindeutige, außerdem ziemlich große Enge-Widerstände zu geben<sup>3</sup>. Die Eindeutigkeit bei gegebener Druckkraft ist zwar nicht streng, aber doch für viele praktische Zwecke ausreichend. Nähere Angaben finden sich in einer Arbeit von F. HOFFMANN.

## IV. Aus der Geschichte der Kontaktlehre.

### § 58. Aus der Geschichte der Kontaktlehre.

Die vorangehende Darstellung ist reichlich mit Hinweisen auf das Schrifttum belegt, die ebenso viele geschichtliche Mitteilungen bedeuten. Sie betreffen Forschungen, welche zu der gegenwärtigen Auffassung direkt beigetragen haben. Nun sollen auch deren Vorgänger, sogar bevorzugt, zur Sprache kommen. Dabei wird nicht alles, was

<sup>1</sup> Der Lichtbogen kann auch beim Einschalten zünden. C. G. SMITH hat die Lebensdauer solcher Bögen untersucht. Er findet, daß die Bogendauer stark anwächst, wenn eine gewisse Stromgrenze überschritten wird. Die Elektrodenmenisken werden offenbar durch den entwickelten Quecksilberdampf auseinandergehalten. Man vergleiche das in § 46 über das Schweben eines Einschaltkontaktes Gesagte.

<sup>2</sup> H. BUSCH mit weiteren Schrifttumshinweisen.

<sup>3</sup> Vgl. das Verhalten der Metalle gemäß Abb. (14,07).

zur Kontaktlehre gehört, gleichmäßig berücksichtigt, sondern das Hauptgewicht soll auf dem Begriff *Kontaktwiderstand* liegen.

Den Unterschied zwischen guten und schlechten Kontakten hat man sehr früh erkannt. FRANKLIN<sup>1</sup> berichtet in einem Brief, daß er eine geladene Leydener Flasche auf den Goldstreifen eines Buches gestellt und nun die Flasche so entladen habe, daß er das eine Ende des Entladebügels mit dem Goldstreifen in Berührung brachte, während das andere Ende in die Nähe der Kugel der Flasche gehalten wurde. Der Funke wurde um so kräftiger, „je genauer die Berührung zwischen dem Draht und dem Golde und zwischen dem Boden der Flasche und dem Golde ist“. J. PRIESTLEY [1] und [2] beobachtete an miteinander verhakten Leitern, daß „die Hitze allemahl da, wo das elektrische Feuer von einem Körper zum anderen fährt, am stärksten“ ist, also am Kontakt<sup>2</sup>. Die Leitfähigkeit der als Kontaktstoff so wichtigen Kohle scheint PRIESTLEY auch entdeckt zu haben<sup>3</sup>.

Auf die erschwerte Leitung durch den Kontakt führt MORGAN<sup>4</sup> die folgende Erfahrung zurück. Er benutzte zwei verschiedene Bügel zum Entladen einer Leydener Flasche, nämlich einen aus einheitlichem Draht und einen aus zwei Drähten, die in der Mitte des Bügels miteinander verdreht waren. Hielt er nun den geflickten Entlader in der Mitte fest, so daß seine Hand beide Leiter berührte, dann fühlte er Schläge beim Entladen, während er beim entsprechenden Fassen des einheitlichen Drahtes nichts verspürte.

Soweit haben wir uns mit Kontakterfahrungen befaßt, die aus der Zeit stammen, wo man den elektrischen Strom nur als eine Ursache der Entladung von Leydener Flaschen vermutete. Wir kommen jetzt zur Periode der mit Elementen erzeugten kontinuierlichen Ströme. TH. SEEBECK betont 1822 bei der Beschreibung der Thermostrome, daß eine möglichst reine metallische Berührungsstelle wichtig ist. OHM<sup>5</sup> weist im Jahre 1825 darauf hin, daß ein Kontakt zu Unregelmäßigkeiten Anlaß gibt, wenn er nicht innig genug ist. Bloßes Einhaken genügt nicht. Um besseren Kontakt zu erzielen, tauchte er bei seinen Widerstandsuntersuchungen die Enden der Leitungsdrähte in Quecksilber. Quecksilbernäpfe benutzte auch schon 1821 SCHWEIGGER<sup>6</sup>, als er den Versuch von OERSTED in Halle vorführte, damit die zu ver-

<sup>1</sup> B. FRANKLIN, S. 13.

<sup>2</sup> Siehe J. PRIESTLEY [2], Vermischte Experimente XIV, S. 487. Nebenbei sei erwähnt: Man hat PRIESTLEY auch die Entdeckung des Frittens zuschreiben wollen, jedoch mit Unrecht. Er hat zwar elektrische Entladungen durch Pulvermassen geschickt. Es waren gewaltige Entladungen, welche das Pulver umhertreuten bzw. zum Teil zerstäubten, und auf diese Erscheinungen richtete PRIESTLEY sein Augenmerk. Er nennt die betreffenden Versuche „Experimente mit elektrischen Explosionen“.

<sup>3</sup> J. PRIESTLEY [2], S. 398.

<sup>5</sup> G. S. OHM, S. 1 und 9.

<sup>4</sup> G. E. MORGAN, S. 38.

<sup>6</sup> J. S. C. SCHWEIGGER, S. 12.

bindenden Drähte sich „in der genauesten metallischen Verbindung befinden“. FARADAY<sup>1</sup> amalgamierte die Verbindungsenden der Leitungsdrähte, mit denen er 1831 die Induktionsversuche unternahm.

Der Konstruktion der *Klemmschraube* lag natürlich die Erkenntnis der Bedeutung der Kontaktlast zugrunde. FARADAY spricht schon 1831 von Klemmen am Galvanometer bei seinen Induktionsversuchen. In dem deutschen Schrifttum hat wohl zuerst POGGENDORFF<sup>2</sup> 1840 die später übliche Klemmschraube beschrieben.

W. THOMSON spricht 1862 in aller Klarheit über „resistances presented by the contacts between the ends of the several connected branches or arcs“, als er seine später als THOMSON-Brücke bekannte Abänderung der WHEATSTONE-Brücke beschreibt. Auf deutsch ausgedrückt, hat er also den Begriff *Kontaktwiderstand* gekannt. Die genau messenden Physiker richteten es überhaupt ähnlich wie THOMSON so ein, daß die Kontaktwiderstände ihrer Kreise nur dort mitgemessen wurden, wo der Kreis des Meßinstrumentes selbst einen dagegen großen Widerstand besaß; vgl. die obigen Abb. (7,01) und (7,03). Gute Messungen von kleinen Kontaktwiderständen führten einige Brückenkonstruktoren aus<sup>3</sup>.

Ein Allgemeingut wurde aber der Begriff Kontaktwiderstand noch lange nicht, und immer noch so spät wie 1896 behauptete der Pariser Physikprofessor E. BRANLY [3]: „Il n'a jamais été question de tenir compte d'une résistance spéciale qui aurait son siege aux points de jonction des différentes conducteurs métalliques.“ Seine Messungen sind nicht besonders hervorragend. Den Widerstand zwischen Kupfer- und Zinkplatten findet er bei einigen kg Kontaktlast unmeßbar klein. Nur die großen Widerstände zwischen zwei stark oxydierten Metallgliedern etwa aus Al, Fe, Bi mißt er wirklich.

A. RAPS baute die Schleifbürsten der Kurbelschalter aus einzeln federnden Lamellen auf. Dadurch wurde gewonnen, daß ein evtl. isolierendes Körnchen nur eine Lamelle abheben konnte, nicht aber die ganze Bürste. O. SCHÖNE verringerte etwa um 1900 den Verschleiß, indem er die Lamellen ein wenig schief gegen die Bewegungsrichtung auf den Kontakt münden ließ. J. J. MANLEY maß Kontaktwiderstände an Stöpseln und fand eine kleinere Streuung der Werte, wenn die Stöpsel geschmiert waren. Die untere Grenze war in beiden Fällen dieselbe.

W. v. SIEMENS wußte sicherlich sehr gut Bescheid über viele Eigenschaften der Kontakte. Er benutzte schon 1860 das Wort *Übergangswiderstand*<sup>4</sup> für den Widerstand zwischen nichtamalgamierten Metalldrähten und Quecksilber, in das sie getaucht wurden. Er vermutete eine verdichtete adsorbierte Luftschicht als den Sitz des Übergangs-

<sup>1</sup> M. FARADAY, S. 35.

<sup>2</sup> A. KISTNER, S. 98.

<sup>3</sup> Siehe z. B. K. STRECKER, A. RAPS, H. DIESSELHORST [2].

<sup>4</sup> W. SIEMENS, S. 11.

widerstandes. F. KOHLRAUSCH [1] hebt rühmend hervor, daß SIEMENS schon vor 1865 verstanden hat, den Rheostatenstöpseln eine Form zu geben, die man nach näheren Untersuchungen als ganz besonders geeignet für gute Kontaktgebung anerkennen muß. Konisch gedrehte Kupferstöpsel hatte allerdings C. A. STEINHEIL schon 1838 für seine Ferntelegraphie verwendet.

KOHLRAUSCH [1] erzählt auch: „Ich erinnere mich eines Scherzwortes von WERNER v. SIEMENS als Antwort auf die Frage, ob das Petroleum als Schmiermittel eines Bürstenkontaktes die Leitung nicht beeinträchtige, daß ‚Metalle ohne Petroleum überhaupt nicht leiten‘.“

Die den Kontakt verbessernde Fähigkeit des Petroleums ist also frühzeitig erkannt gewesen und wurde reichlich für die bewegten Kontakte der Meßkunde ausgenutzt, nachdem man davon abgekommen war, so wie in den achtziger Jahren allerhand Kontaktstücke zu vergolden. Namentlich wußte man, daß Kontaktflächen besser werden, wenn sie unter Benutzung von Petroleum anstatt Wasser geschmirgelt wurden. Wir kennen jetzt den physikalischen Grund: Das Petroleum verhindert die kontaktstörende Oxydation, welche sonst schon beim Schmirgeln stark einsetzt und sich nachher, obwohl langsamer, fortsetzt. Aus den Stellen höchsten Druckes wird das Petroleum weggequetscht und stört deswegen die metallische Leitung wenig<sup>1</sup>. Diesen einfachen Zusammenhang hat man lange nicht verstanden. Immer noch 1906 glaubt W. BROWNING, daß das Petroleum direkt die Stromleitung unterstützt, und in einem Aufsatz von 1904 vertritt J. BUSCH die damals noch übliche Vorstellung, daß normalerweise eine verdichtete Luft- oder Wasserhaut auf dem Metall sitzt, die aber durch das Petroleum entfernt werden kann. Die Lufthaut sollte ziemlich isolieren und sich nicht wegdrücken lassen, und die Wasserhaut sollte durch Elektrolyse die Oxydation befördern.

Die Gleitkontakte der elektrischen Maschinen wurden mit Vaseline oder Petroleum geschmiert, wie schon das obige Scherzwort von W. v. SIEMENS andeutet.

Als Stromabnehmer der elektrischen Maschinen dienten ursprünglich Schleiffedern, bald auch Rollen aus Metall. Z. T. GRAMME wandte zuerst auf seinen Maschinen Drahtbündel (Bürsten oder Besen) an, 1870. 1884 patentierte O. SCHULZE (DRP. 30262 vom 29. 4. 1884) Bürsten aus geflochtenen Metallseilen. Kurz darauf patentierte G. FORBES (Engl. Specification of patent Nr. 1288 vom 29. 1. 1885) die Verwendung von Kohlebürsten, die den Vorzug haben, guten Kontakt zu halten, und einen niedrigen Verschleiß zu veranlassen. Es kommt hinzu, daß die Kohlebürsten in senkrechter Lage gegen den Kollektor verwendet werden können, also beide Drehrichtungen vertragen. Die bis dahin gebrauchten Metallschleiffedern hatten eine fast tangentielle Neigung.

<sup>1</sup> Vgl. § 27 A.

Man mußte von ihnen einen doppelten Satz verwenden, um wie bei den Bahnmotoren beide Drehrichtungen zu beherrschen. Die Durchbildung der Kontaktbürsten aus Kohle erforderte natürlich eine gewisse Zeit, und erst gegen Ende der achtziger Jahre waren sie allgemeiner in Amerika und erst nach 1892 in Deutschland in Verwendung.

Die Bedeutung eines hohen spezifischen Druckes, mit dessen Hilfe die störende Oxydschicht beschädigt wird, wurde in der Technik erst erkannt, nachdem man kurz vor dem Weltkrieg zu verstehen anfang, daß die Kontaktleitung im allgemeinen auf kleine Teile der scheinbaren Berührungsfläche begrenzt ist. Am klarsten äußert sich hierüber L. BINDER [1] 1912 in einem bemerkenswerten Aufsatz, auf den wir bald zurückkommen werden. Ohne so eingehende physikalische Vorstellungen vom Kontakt wie BINDER zu haben, kommt F. W. HARRIS 1913 zu dem Resultat, daß der Kontaktwiderstand weitgehend unabhängig von der scheinbaren Berührungsfläche ist und bei gegebenem Stoff und sauberer Oberfläche etwa umgekehrt proportional zur Kontaktlast wird. Ausgehend von dieser Erkenntnis fängt man an, die scheinbare Berührungsfläche von Schaltern zu verkleinern. In Deutschland trat dafür W. HÖPP [1], [2] und [3] ein, und zwar auf Grund von Messungen, die er selbst lange ohne Kenntnis der Veröffentlichungen von BINDER und HARRIS ausgeführt hatte. Er war auch zu der Auffassung gekommen, daß der Kontaktwiderstand weitgehend von der scheinbaren Berührungsfläche unabhängig ist.

Die Schilderung der Entwicklung der allgemeinen Kontaktbegriffe unterbrechen wir jetzt, um uns eine Weile eingehender mit Sonderuntersuchungen zu beschäftigen, die auf das Kontaktmikrofon und den Kohärer gerichtet waren.

Als *Kontaktmikrofon* bezeichnet man Apparate, die einen elektrischen Strom einer Schallwelle entsprechend modulieren, indem die vom Schalldruck beeinflusste Kontaktlast den Kontaktwiderstand ändert. PH. REIS führte 1861<sup>1</sup> einen Apparat vor, der wahrscheinlich durch Stromunterbrechungen zwischen einem Platinstift und einem auf einer elastischen Haut befestigten Platinblättchen arbeitete, wie es auch REIS selber meinte, und deswegen nicht recht modulierfähig war. In dieser Hinsicht war T. A. EDISONS Transmitter<sup>2</sup> geeigneter, aber immerhin noch viel zu unempfindlich infolge zu großer Kontaktlast. EDISON glaubte, daß der spezifische Widerstand der Kohle sich mit dem Druck änderte<sup>3</sup>. Das richtige Prinzip eines empfindlichen Mikro-

<sup>1</sup> Siehe z. B. A. ROTTH, S. 23.

<sup>2</sup> Engl Patent 2909 vom 30. 7. 1877 mit Zusätzen vom Jahre 1878, vgl. DRP. 14308 vom 24. 1. 1878. Die sehr umfassenden Ansprüche enthalten u. a. auch die Verwendung des später sog. JOHNSEN-RAHBEK-Effektes und die Idee des Phonographen.

<sup>3</sup> Qualitativ ist EDISONS Idee richtig. Die Leitfähigkeit der Kohle nimmt tatsächlich mit dem Druck zu, freilich viel zu wenig, um im Mikrofon eine merk-

phons fand erst D. E. HUGHES [1], [2] und [3] auf Grund von Untersuchungen, wozu u. a. die Konstruktion von REIS und das von A. GRAHAM-BELL erfundene elektromagnetische Telephone ihn angeregt hatten. Eine typische Form zeigt die Abb. (58,01). Der obere Kontakt zwischen dem durchlochtem Kohlebalken und dem dagegen gelehnten Kohlestab ist natürlich der empfindlichste; und gerade die auffallende Empfindlichkeit gegen Erschütterungen (z. B. infolge der Schritte einer Fliege auf dem tragenden Gestell) veranlaßte HUGHES, die Benennung *Mikrophon* zu wählen. Er versuchte außer Kohle auch verschiedene Kontaktstoffe wie Platin, Eisen (gekreuzte Nadeln) und Metallpulver, fand aber die Kohle am geeignetsten. Er sprach die richtige Vorstellung aus, daß die Widerstandsänderung bei variierender Kontaktlast auf einer Änderung der Berührungsfläche beruht. Diese Vorstellung wurde keinesfalls überall angenommen, sondern über einige Jahrzehnte erstreckte sich ein Kampf der Meinungen über den eigentlichen Grund der Mikrophonwirkung. SILV. P. THOMPSON steht zu HUGHES' Auffassung, während verschiedene andere, wie W. E. AYRTON und V. WIETLISBACH den tätigen elektrischen Widerstand in einer adhärierenden Luftschicht vermuteten. Über die verschiedenen damaligen Theorien berichtet 1884 BORNS.

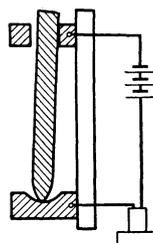


Abb. 58,01.  
Prinzip des  
HUGHESschen  
Telephons.

Zwischen 1878 und 1880 schlägt H. HUNNINGS<sup>1</sup> das *Kohlekörner-Mikrophon* vor; aber erst etwas mehr als 10 Jahre später ist man mit der Fabrikation der Kohlekörner und der Membranen so weit, daß diese Bauart Überhand gewinnt. Wegen der vielen in Reihe stehenden Kontakte kann das Körnermikrophon verhältnismäßig große Spannungen vertragen und deshalb eine für lange Leitungen passende Energie abgeben. Die Kontaktlast regelt sich automatisch durch das Gewicht der Körnermasse. Hierin liegen die früh erkannten Vorzüge des Körnermikrophons.

Unter den Arbeiten, die durch das Mikrophon angeregt auf die Druckabhängigkeit von Kontakten gerichtet sind, bleibt lange diejenige von SH. BIDWELL führend. Ohne Erklärungen zu versuchen, stellt er Tabellen über Messungen auf, welche einige der oben im Kapitel I beschriebenen Eigenschaften der Kontakte andeuten, z. B. erstens die manchmal reversible Abnahme des Kontaktwiderstandes  $R$  mit steigender Kontaktlast  $P$ , zweitens am Kohlekontakt die Abnahme des Widerstandes  $R$  mit steigendem Strom, bis beim Überschreiten einer gewissen Stromgrenze die Kontaktstelle stark glüht und der Kontaktwiderstand

liche Rolle zu spielen. P. W. BRIDGMAN mißt an amorpher Kohle  $\Delta\kappa/\kappa = 10^{-5}$  und an Graphit  $4,7 \cdot 10^{-6}$ , während R. HOLM [3], § 13 an einer Mikrophonkohlesorte  $1,66 \cdot 10^{-5}$  findet, alles je  $\text{kg}/\text{cm}^2$  Druckänderung.

<sup>1</sup> Vgl. F. S. GOUCHER.

sehr groß wird, als ob der Kontakt sich abhebt. Die maßgebende Bedeutung der Kontaktspannung kennt er aber nicht.

Über die Leitung von Pulvern machten T. CALZECCHI-ONESTI sowie F. AUERBACH [1] in den achtziger und neunziger Jahren einige orientierende Messungen. Im Anschluß an AUERBACHS Untersuchungen maß A. MEYER ziemlich sauber den Kontaktwiderstand zwischen Stahlkugeln in Abhängigkeit von der Kontaktlast. Weitere Versuche dieser Art führte T. E. AURÉN aus. Seine Versuche mit Kontakten, die in verschiedene Flüssigkeiten tauchten, wurden schon in § 26 erwähnt. Die ersten Messungen über das Haften in durch den elektrischen Strom erwärmten Kontakten mit kleiner Kontaktlast hat A. STROH [1] veröffentlicht.

Die *Fritter-Untersuchungen* gehen mit *Untersuchungen über Gleichrichter-Effekte* zum Teil parallel. Da die letzten in diesem Buch nicht behandelt werden, sollen die zugehörigen Arbeiten hier nur soweit in Erwähnung kommen, wie sie mit den Fritter-Untersuchungen direkt zusammenhängen. Die ersten Beobachtungen über *Fritten* liegen weit zurück. P. S. MUNCK AF ROSENSCHÖLD [1] und [2] beobachtete in den Jahren 1835 bis 1838 Frittungen. Er fand, daß die Leitfähigkeit von Pulvern aus gewissen leitenden Stoffen (Metalle, Braunstein, Holzkohle usw.) von durchgehenden elektrischen Entladungen stark erhöht werden kann. Eine nachherige Erschütterung bringt den ursprünglichen Zustand zurück. D. E. HUGHES [4] hat 1879 die entsprechende Empfindlichkeit seines Mikrophons zum Empfang von elektrischen Wellensignalen aus 400 m Entfernung benutzt. Nur hatte er mit seinem Versuch die Tragik, die Zuhörer nicht zu überzeugen, und seine Entdeckung wurde lange nicht veröffentlicht. Ein Jahrzehnt später waren die *HERTZschen Wellen* entdeckt, und man suchte nach empfindlichen Empfängern dafür. E. BRANLY [1], [2] und [4] entdeckte 1890 von neuem

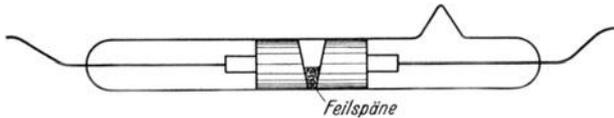


Abb. 58,02. Prinzipzeichnung eines Fritters.

den Effekt von MUNCK AF ROSENSCHÖLD und konstruierte den empfindlichen Empfänger, den O. LODGE *Kohärer* und A. SLABY *Fritter* genannt haben. Eine passende Bauart dieses Empfängers zeigt die Abb. (58,02). Zwischen den geneigten Metallelektroden liegt in verdünnter Luft ein Haufen Feilspäne, z. B. aus Nickel, die vorher in der Atmosphärenluft die normale dünne Oxydhaut erhalten haben, vgl. § 18. BRANLY benutzte Fritter mit ursprünglichen Widerständen von  $10^4$  bis  $10^6 \Omega$ , welche auf 10 bis 1000  $\Omega$  zurückfritteten. In der späteren praktischen Funkentelegraphie ging die entsprechende Änderung empfindlicher

Apparate von etwa  $10^7$  auf einige  $1000 \Omega$  zurück. BRANLY vermutete eine innere Leitfähigkeitsänderung in einer Dielektrikumsschicht zwischen den Körnern, ohne daß er die Erscheinung physikalisch näher untersuchte. O. LODGE<sup>1</sup> dachte sich in bemerkenswerter Übereinstimmung mit den späteren Erkenntnissen des obigen § 23 eine Verschweißung der Körner in einzelnen Punkten. Seine Meinung wurde unterstützt durch VAN GULIKS Befund<sup>2</sup>, daß sich berührende, etwas verunreinigte Quecksilbertropfen nach dem Fritten zusammenfließen. Dazu kommt TH. SUNDORPHS [1] Beobachtung, daß in dem gefrittetem Pulver gewisse Körnerreihen mechanisch deutlich zusammenhaften. Wenn die Kontakte von vornherein reine metallische Oberflächen haben, so tritt nach E. DORN keine Frittung auf. Später untersucht R. H. GODDARD gründlicher, wie reine Kupferfeilspäne durch den Einfluß von Sauerstoff schlecht leitend und frittfähig werden.

Von etwa 1898 ab, nachdem MARCONI seine Radiotelegraphenversuche schon eine Zeit fortgeführt hatte, fing eine Flut von Kõhärer-Untersuchungen an. Einige in Kontakthinsicht wichtige Erkenntnisse, die darin geschildert wurden, sind oben schon angedeutet. K. E. GUTHE sowie A. TROWBRIDGE<sup>3</sup> entdeckten schon, daß es bestimmte Frittschlußspannungen gibt. I. C. BOSE [1] und [2] beschäftigt sich viel mit solcher Beeinflussung unreiner Kontakte seitens starker elektrischer Wellen, daß eine *Widerstandsvermehrung* auftritt. Seine weitläufigen Theorien können sicherlich durch einfache Vorstellungen über Zerstörung von Kontaktbrücken durch Stromstöße ersetzt werden. Wegen weiterer Einzelheiten verweisen wir auf Übersichten über das betreffende Schrifttum, wie sie z. B. von RIGHI-DESSAU sowie G. SCHLABACH gegeben werden.

Nach der Jahrhundertwende entstanden einige auf die Fritt-Erscheinung hinzielende Untersuchungen, welche, um reine Bedingungen zu erhalten, mit Einzelkontakten operierten. Erwähnt seien die Arbeiten von PH. E. ROBINSON, A. FISCH, A. BLANC [1] und [2] und SCHNEIDER<sup>4</sup>. Sie haben Messungen gemacht, auf Grund deren Kennlinien von der Art unserer obigen Kurven (23,01) und (23,03) hätten gezeichnet werden können. Ihre Darstellung war jedoch nicht so anschaulich. Es kommt hinzu, daß die Kontaktlast groß und die Fremdschichten dünn waren, so daß die ursprünglichen Widerstände sich recht wenig von den Frittschlußwiderständen abhoben. Verletzte Schichten kamen auch oft vor. Weil damals über die Art der Elektrizitätsleitung in Halbleitern noch nichts bekannt war, konnten natürlich keine Ansätze zu der jetzigen Theorie gemacht werden. Gewisse Beobachtungen betrafen diejenige Erscheinung, die wir Entfestigungsabfall des Widerstandes genannt haben. FISCH machte die interessante Beobachtung, daß dieser Entfestigungs-

<sup>1</sup> O. LODGE [1], S. 23 und [2].

<sup>2</sup> D. VAN GULIK, vgl. RIGHI-DESSAU, S. 213.

<sup>3</sup> Siehe K. E. GUTHE.

<sup>4</sup> Siehe P. WEISS.

abfall an Eisen in verschiedenen Flüssigkeitsbädern an dieselbe Spannung gebunden bleibt. Hierin steckt natürlich eine Bestätigung der Theorie unseres § 7, wonach die Entfestigungsspannung ausschließlich von den Eigenschaften des betreffenden Metalls bestimmt ist. Allgemein wurde die angenäherte Konstanz der Frittschlußspannung erkannt. Theoretisch blieben aber alle diese Erfahrungen unausgenutzt.

F. STREINTZ und A. WESELY, D. OWEN [1] und [2], F. W. KALLMEYER und andere, die sich wesentlich mit den gleichrichtenden Detektoren befaßten, haben gelegentlich auch über Erfahrungen mit nichtpolaren Kontakten berichtet, jedoch für diese keine bedeutenden Beiträge gebracht.

Wir gehen jetzt über zu der Entwicklung des *Strom-Enge-Begriffes* und der damit zusammenhängenden Kontakttheorie. Der erste, der mit dem Strom-Enge-Begriff operiert hat, ist L. BINDER [1]. Er faßt sein Resultat selbst so zusammen: „Es wird festgestellt, daß der Übergangswiderstand an Kontakten ein rein ohmscher Widerstand ist. Hervorgerufen wird er dadurch, daß nur in einem außerordentlich kleinen Teil der Kontaktflächen wirkliche Berührung eintritt, so daß in diesen Stellen starke Einschnürung der Stromlinien und hoher Widerstand im Kontaktklotz selbst vorhanden ist. Die Größe der wahren Berührungsfläche und der Ausbreitungswiderstand der Stromverengung hängen in erster Linie vom Druck und der Härte des Kontaktmaterials ab.“ An einer anderen Stelle schreibt er über die Strom-Spannungskennlinien, daß sie wesentlich von den Temperaturen der Übergangsstelle abhängen müssen. „Bei ganz kleinen Stromstärken ist keine nennenswerte Erwärmung vorhanden; es geht daher die Übergangsspannung genau proportional dem Strom. Sobald die Erwärmungen merklich werden, hängt es vom Temperaturkoeffizienten des Kontaktmaterials ab, wie die Kurve sich krümmt. Bei einem Kupfer-Kohlekontakt überwiegt der Widerstand der Kohle weitaus; da die Kohle negativen Temperaturkoeffizienten hat, muß sich die Spannungskurve nach abwärts biegen. Alle bisher angeführten Aufnahmen bestätigen dieses auch.“ BINDER übersah hier allerdings, daß die Abbiegung nach unten, die er gemessen hatte, hauptsächlich vom Nachgeben der Fremdschichten herrührte, vgl. die obige Abb. (24,05). Ihm fehlten eben Messungen von reversiblen Kennlinien. Das ist auch der Grund, warum er den erwarteten Widerstandsanstieg mit wachsendem Strom in Metallkontakten kleiner als erwartet fand. BINDER rechnete als erster mit der obigen Formel (3,33):  $R = \rho/2a$ . Sein Beobachtungsmaterial reichte aber nicht zu einer eingehenden Kontrolle der Theorie. Er begnügte sich auch weitgehend mit Andeutungen. Zu einer Untersuchung des Kontaktwiderstandes in Abhängigkeit von der Kontaktlast regte er später E. CONTIUS an<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM [7], § 12.

1914 veröffentlichte P. O. PEDERSEN [1] auf dänisch eine Arbeit über gewisse Eigenschaften der Mikrophone, welche auch Untersuchungen an Einzelkontakten enthält. Wesentlich dasselbe erscheint 1916 in englischer und französischer Sprache<sup>1</sup>. PEDERSEN findet, daß er den Kontaktwiderstand nicht einfach auf Strom-Engen von der Weite der nach HERTZ berechneten elastischen Berührungsfläche zurückführen kann. Der Kontaktwiderstand ist größer. Darum führt PEDERSEN einen besonderen Übergangswiderstand ein, über den er jedoch keine physikalische Hypothese macht. PEDERSENS Resultat beruht darauf, daß er in einem Kontaktlastgebiet gemessen hat, wo die elastisch beanspruchte Fläche der Kontaktglieder nur in Teilflächen wirklich Kontakt besitzt<sup>2</sup>.

PEDERSENS Arbeit wurde für den Verfasser dieses Buches bedeutungsvoll. Verf. befaßte sich kurz nach dem Wekltriege mit der Theorie des Mikrophones und brauchte Angaben über dessen Kontaktwiderstände. Nur in PEDERSENS Arbeit fand er Auskunft darüber. Nachprüfungen führten aber zu gewissen Unstimmigkeiten. Unter anderem fand er im Gegensatz zu PEDERSEN, daß Kohlekontaktwiderstände bei kleiner Kontaktlast wesentlich unabhängig von der ursprünglichen Krümmung der Kontaktstücke sind. Damit waren seine eigenen Untersuchungen auf diesem Gebiet angefangen. Ihre Weiterführung ergab sich konsequenterweise nach Maß der Gelegenheit.

Die Gl. (1,06) hat man in USA. gelegentlich unter Hinweis auf J. SLEPIAN [1] verwendet. Seine Veröffentlichung erfolgte aber erst 4 Jahre, nachdem HOLM [2] und [3] die Formel angegeben und bewiesen hatte.

Unter den Forschern auf dem Kontaktgebiet seien die folgenden, in den §§ 1 bis 57 schon erwähnten nochmals hervorgehoben. Hinter jedem Namen ist derjenige Paragraph angegeben, wo eine Erwähnung des betreffenden stattfindet. R. M. BAKER (§ 38, 39 und 51), W. BETTERIDGE und J. A. LAIRD (§ 55), F. P. BOWDEN und Mitarbeiter (§ 34, 35, 36), W. BURSTYN (§ 44, 45, 47, 48 und 52), H. BUSCH (§ 11 und 58), A. M. CURTIS (§ 44 und 47), F. S. GOUCHER (§ 15 und 29), V. P. HESSLER (§ 39), R. JOSCHECK (§ 29), W. KRÜGER (§ 44), H. E. LINCKH (§ 54), W. MEISSNER (§ 20), D. MÜLLER-HILLEBRAND (§ 3, 14 und 27), K. RECHE (§ 42 und 52), R. RICHTER (§ 27), H. ROHMANN (§ 26), W. SCHOTTKY (§ 18 und 22), F. SCHRÖTER (§ 35 und 39), J. SLEPIAN (§ 42, 43 und 45), G. A. TOMLINSON (§ 37), H. VIEHMANN (§ 27), E. WAETZMANN und Mitarbeiter (§ 29), sowie in Zusammenarbeit mit R. HOLM: H. P. FINK, F. GÜLDENPFENNIG, ELSE HOLM, B. KIRSCHSTEIN, H. KÖRNER und R. STÖRMER. Die Bearbeiter der Schmierreibung sind aus dieser Liste

<sup>1</sup> P. O. PEDERSEN [2] und [3].

<sup>2</sup> Vgl. § 14 kurz vor der Besprechung der Abb. (14,04) sowie die Besprechung von dessen Kohlekurven.

fortgelassen, weil die Schmierreibung im vorliegenden Buch überhaupt nur unvollständig behandelt worden ist.

Bisher sind die folgenden Kontaktforschungen überhaupt unerwähnt geblieben. Vom Standpunkt des praktischen Ingenieurs behandeln: E. E. HALS einige neue Kontaktstoffe; A. H. JACQUEST und L. H. HARRIS Funkenlöschmethoden; B. W. JONES Widerstandsveränderungen infolge von CuO- und Cu<sub>2</sub>O-Bildungen in Kupferkontakten bei Erhitzung durch den Strom; R. KELCH Sonderheiten gewisser Mikrophone, die er kaum mit Recht auf Frittwirkung zurückführt; F. KRAUS [1] und [2] den Einfluß verschiedener Verunreinigungen in Kontakten und den Widerstand einer Lötung (entsprechend 0,93 mm Kupferhöhe); S. W. MELSOM und H. C. BOOTH die Leitung durch gewisse verschraubte Kontakte; sie kennen die Methode des Reinigens und Zusammenschraubens in geöltem Zustand; J. NEUKIRCHEN Kohlebürsten; G. W. NICHOLSON die Oxydation wichtiger Kontaktstoffe; W. SCHÄLCHLIN unter anderem die Oxydation infolge des Bogens; F. UNGER die Belastbarkeit von Bürsten, ausgehend von VDE-Vorschriften; F. WENNER, G. W. NUSBAUM und B. C. CRUICKSHANKS den Kontaktwiderstand zwischen Schraube und Mutter; H. WILLIAMS Kontaktkonstruktionen und Kontaktstoffe für Relais.

Die Untersuchungen über die Stoffwanderung in Kontakten wurden durch Arbeiten von E. F. KINGSBURY sowie von C. BENEDICKS und J. HÄRDÉN eingeleitet<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Vgl. R. HOLM u. Mitarb. [19], Fußnote 5 auf Seite 51.

**Beiwertetafel der Kontaktstoffe.**

## Beiwertetafel.

Einige für Berechnungen wichtige Beiwerte der Kontaktstoffe. Weil die Berechnungen nur mäßige Genauigkeit ergeben können, sind nur wenige Stellen angegeben.

Material	Beschaffenheit	Dichte	Spez. elektr. Wdst. $\frac{\rho}{\text{cm}}$ bei 18° C $10^{-6} \Omega \text{ cm}$	Temp.-Koeff. von $\rho$ bis 100° C $10^{-3} \times$	Wärmeleitf. $\lambda$ bei 18° C $\frac{\text{W}}{\text{cm grd}}$	Temp.-Koeff. von $\lambda$ $10^{-4} \times$	$(\frac{2}{\lambda})_{18}$ $10^{-6} \Omega \text{ W/grd}$	Elastizitätsmodul $E$ $10^9 \text{ g/cm}^2$	Härte $H$ $\text{t/cm}^2$	Entfestigungs-Temperatur		Schmelz-Temperatur		Wärme-kapazität $c$ $\text{J/cm}^3$
										Spannung ° C	Spannung V	Spannung ° C	Spannung V	
Al. . . . .	rein	2,7	2,7	4,3	2,1	—	5,7	7	1,5 . . . 8	150	0,1	658	0,3	2,4
	prakt.	2,7	2,82 3,3	3,7	(0,45)	—	7,0	—	13	—	—	1800	—	3,0
Cr. . . . .	rein	7,9	5	6,5	0,73	—	3,7	20	6	500	0,21	1530	0,60	3,6
	prakt.	7,7	9	7	0,59	—	5,3	—	—	—	—	—	—	—
Ni. . . . .	rein	8,8	7	6,2	0,91	—	6,4	20	7 . . . 22	520	0,22	1455	0,65	3,9
	prakt.	8,8	9	4	0,58	—	5,2	—	—	—	—	—	—	—
Cu . . . . .	rein	8,9	1,73	4,25	3,9	—	6,7	11	3,5 . . . 5	190	0,12	1083	0,43	3,4
	prakt.	8,9	1,78	4	3,8	—	6,9	—	—	—	—	—	—	—
Zn . . . . .	rein	7,1	6,0	4	1,1	—	6,6	9	3 . . . 6	170	0,1	419	0,17	2,7
	prakt.	7,1	6,3	3,5	—	—	6,9	—	—	—	—	—	—	—
Mo . . . . .	rein	10	4,2	4,3	1,38	—	5,8	30	12 . . . 17	900	(0,3)	2600	0,9	2,6
	prakt.	10	5,8	4,4	0,99	—	5,7	—	—	—	—	—	—	—
Ag . . . . .	rein	10,5	1,65	4	4,18	—	6,9	7	2,6 . . . 6	150 . . . 200	0,09	960	0,35	2,4
	prakt.	10,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Cd . . . . .	rein	8,6	7,3	4,2	0,92	—	6,7	6	2	—	—	321	0,15	2
	prakt.	8,6	7,7	4,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Sn . . . . .	rein	7,3	11	4,5	0,64	—	7,0	5	0,45 . . . 0,6	100	0,07	232	0,13	1,6
	prakt.	7,3	12	—	—	—	7,7	—	—	—	—	—	—	—
Sb . . . . .	rein	6,6	39	4,7	0,17	—	6,6	—	1 . . . 3	—	0,2	630	0,3	1,4
	prakt.	6,6	42	—	—	—	7,1	—	—	—	—	—	—	—
Ta . . . . .	rein	16,6	12	3,3	0,54	—	6,5	19	5 . . . 35	700 . . . 1000	0,3	2900	1,0	2,5
	prakt.	16,6	16	3,0	—	—	8,7	—	—	—	—	—	—	—

W. . . . .	{ rein prakt.	19,1	5,6 7	4,9	1,64 1,4	-9,15	9,2 10	38	12,5 . . . 37	1000	0,4	3380	1,0	2,6
Pt. . . . .	{ rein prakt.	21,4	10,6 13,5	3,9 3,0	0,70	+ 1,95 + 5	7,4 9,5	13	5 . . . 8	540	0,25	1773	0,70	2,8
Au . . . . .	{ rein gegüht	19,3	2,3	4	3,1	0,0	7,1	8	5,3 . . . 7,5 1,3	100	0,08	1063	0,45	2,5
Pb . . . . .		11,3	21	4,1	0,35	- 5	7,4	1,5	0,9	200	0,12	327	0,19	1,5
Bi. . . . .		9,8	120	4,54	0,08	-14	9,6	3,2	0,4 . . . 1,0	—	—	271	0,18	4,2
C-Stahl . . . .	hart	7,8	22	3	0,43	—	9,5	21	9 . . . 50	—	—	—	—	3,7
V2A-Stahl . . .		7,9	70	—	0,17	—	12	20	16	—	0,27	1400	0,55	3,9
Messing, 40% Zn		8,4	8,5	1,5	0,9	—	8	10	10	—	(0,2)	900	—	3,2
Bronze, 10% Sn		8,7	18	0,5	0,5	—	9	11	7	—	0,15	(950)	—	3
Be-Bronze 2,4% Be	{ abgeschr. vergüht	8,2	10 6	—	1,1 1,7	—	11 10	12 13	11 35	—	0,2	—	—	(3,4)
Konstantan . .		8,8	50	0,05	0,22	—	11	17	—	—	—	—	—	3,6
Ag + 30% Pd		10,9	16	0,35	—	—	—	—	8	—	—	1220	—	—
Ag + 10% Au		11,3	3,5	2	(2,6)	—	(9)	—	—	—	—	—	—	2,5
Pt + 8% Ni . .		19	27	1,6	0,36	—	10	—	16	—	—	1700	0,7	—
Pt + 20% Ir . .		21,5	32	0,7	0,4	—	13	—	20	—	—	1850	—	2,8
Widia . . . . .	{ WC; Co WC; TiC; Co	14,7 11,1	20 43	—	0,8 0,38	—	16 16	62 54	180 200	>1000 >1000	0,6 0,6	>2000 >2000	—	3 3
Bogenlampen- kohle . . . . .		1,6	8000	-0,3	0,02	+ 5	160	0,6	3,5	—	(2)	4700	(5)	1 bei 20° C
Elektrographit		1,6	750	-1,3	1,3	-10	1000	—	(1,2)	—	—	—	—	2,4 bei 400°
Harte Elektro- graphitbürste		1,6	4000	-1	0,4	- 5	1600	0,9	2	—	—	4700	(5)	3,0 bei 900°

## Namen- und Literaturverzeichnis.

Die schrägen Zahlen ganz rechts verweisen auf Seiten, wo der betreffende Verfasser bzw. die betr. Arbeit erwähnt worden ist.

- ABLESOWA, K., u. T. ZELINSKAJA: The promotion of nickel layers by oxygen. Acta phys. chim. URSS Bd. 7 (1937) S. 121. . . . . 90
- ADAM, N. K.: The physics and chemistry of surfaces, 2. Aufl. Oxford: Clarendon Press 1938 . . . . . 178, 184
- ALEXANDER, J. M.: Colloid chemistry I. New York: Chemical Catalog Co. 1926 . . . . . 187
- ANDERSON, S. H., u. G. G. KRETCHMAR: Short-length W-arc characteristics. Phys. Rev. Bd. 26 (1925) S. 33 . . . . . 222
- AUERBACH, F.: (1) Über die Elektrizitätsleitung von Metallpulvern. Wiedemanns Ann. Bd. 28 (1886) S. 604 . . . . . 304
- (2) Über Widerstandsverminderung durch elektrische und durch akustische Schwingungen. Wiedemanns Ann. Bd. 64 (1898) S. 611 . . . . . 304
- AURÉN, T. E.: Bidrag till kännedom om elektriska ledningsmotståndet vid kontakter mellan fasta, ledande kroppar. Ark. mat., astr., fysik Bd. 1 (1903) S. 25 . . . . . 139, 304
- AVRAMESCU, A.: Beiträge zur Berechnung der Kurzschlußerwärmung. Diss. Dresden 1937 . . . . . 51
- AYRTON, W. E. erwähnt . . . . . 303
- BACH, C.: Elastizität und Festigkeit. Berlin: Julius Springer 1917 . . . . . 65
- BÄR, W.: s. A. GÜNTHERSCHULZE (6), (8), (9).
- BAKER, R. M.: (1) The effect of mercury vapour on sliding contacts. Electr. J. Bd. 29 (1932) S. 64 . . . . . 198
- (2) Electrical sliding contacts. Electr. J. Bd. 31 (1934) S. 359 . . . . . 191
- (3) Sliding contacts. El. characteristics. Electr. Engng. Bd. 55 (1936) S. 94 . . . . . 193, 195, 269
- u. G. W. HEWITT: (4) Brush wear in hydrogen and in air. Electr. J. Bd. 33 (1936) S. 287 . . . . . 206
- — (5) Contact drop and wear of sliding contacts. Electr. Engng. Bd. 56 (1937) S. 123 . . . . . 192
- erwähnt . . . . . 198
- BAUER, O., O. KRÖHNKE u. G. MASING: Die Korrosion metallischer Werkstoffe Bd. 2. Leipzig: S. Hirzel 1938 . . . . . 85, 90
- BAUM, TH.: Beiträge zur Erklärung der Erscheinungen bei der Kathodenzerstäubung. Z. Phys. Bd. 40 (1927) S. 686 . . . . . 258
- BECKER, K.: Hochschmelzende Hartstoffe. Berlin: Verlag Chemie 1935 . . . . . 134
- BECKER, R.: Theorie der Elektrizität Bd. 2, Elektronentheorie. Leipzig u. Berlin: Teubner 1933 . . . . . 29
- BEDWORTH, R. E.: s. N. B. PILLING . . . . . 88... 91, 269
- BELBY, G.: Aggregation and flow of solids. London: Macmillan 1921 . . . . . 184
- BENEDICKS, C., u. J. HÄRDÉN: Untersuchungen über die Metallüberführung bei Kontakten bzw. dafür geeignete Goldlegierungen. Z. techn. Phys. Bd. 13 (1932) S. 71, 111 u. 166 . . . . . 308

BETHE, H.: s. A. SOMMERFELD . . . . . 29, 30, 103, 111

BETTERIDGE, W., u. J. A. LAIRD: The wear of electrical contact points. J. Instn. electr. Engrs. Bd. 82 (1938) S. 625 . . . . . 221, 286

BETZ, H.: s. A. GÜNTHERSCHULZE (5), (7), (10), (11).

BIDWELL, SH.: On microphonic contacts. J. Soc. teleg. Engrs. Bd. 12 (1883) S. 173 . . . . . 303

BIKERMANN, J. J., u. E. K. RIDEAL: A note on the nature of sliding friction. Phil. Mag. Bd. 27 (1939) S. 687 . . . . . 181

BINDER, L.: (1) Der Widerstand von Kontakten. Elektrotechn. u. Masch.-Bau Bd. 30 (1912) S. 781 . . . . . 302, 306

— (2) Über die Vorgänge an den Bürsten von Schleifringen und Stromwendern. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 2 (1922) S. 158 . . . . . 306

— (3) Abhängigkeit des Berührungswiderstandes von der Zahl der Berührungspunkte. Z. techn. Phys. Bd. 13 (1932) S. 442 . . . . . 75

BIRCUMSHAW, L. L.: s. G. D. PRESTON (1) . . . . . 89, 90

BLANC, A.: (1) Sur les résistances de contact. J. Phys. Bd. 4 (1905) S. 743 . . . . . 305

— (2) Résistance au contact. Ann. chim. phys. Bd. 5 (1905) S. 433; Bd. 6 (1905) S. 5 . . . . . 305

BLECHSCHMIDT, B. E., u. A. v. HIPPEL: Kathodenzerstäubungsprobleme. Der Einfluß von Material und Zustand der Kathode auf den Zerstäubungsprozeß. Ann. Phys. Bd. 86 (1928) S. 1006. . . . . 263... 265

BOCHOW, H.: s. G. TAMMANN (3) . . . . . 85

BÖNING, P.: Theoretisches und Experimentelles zum Johnsen-Rahbek-Effekt. Z. Fernmeldetechn. Bd. 10 (1929) S. 49 . . . . . 63

DE BOER, J. H.: Electron emission and adsorption phenomena. Cambr. Univ. press. 1935; sowie: Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen. Leipzig: Barth 1937 . . . . . 84, 107, 219

BOMKE, H.: s. F. ROTHER . . . . . 109

BONDI, W.: Beiträge zum Abnutzungsproblem. Berlin: VDI-Verlag 1927 . . . . . 201, 203

BOOTH, H. C.: s. S. W. MELSOM . . . . . 308

BORELIIUS, G.: Handbuch der Metallphysik, herausgeg. von G. MASING Bd. 1 S. 385 . . . 418. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1935 . . . . . Vorwort

BORNS: Zur Mikrophon-Theorie. ETZ Bd. 5 (1884) S. 122 . . . . . 303

BORRIES, B. v., u. E. RUSKA: Vorläufige Mitteilung über Fortschritte im Bau und in der Leistung des Übermikroskops. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 17 (1938) S. 99 . . . . . 111

BOSE, J. C.: (1) On a self-recovering coherer and the study of the cohering action of different metals. Electrician Bd. 43 (1899) S. 441 . . . . . 305

— (2) On the change of conductivity of metallic particles under cyclic electromotive variation. Electrician Bd. 47 (1901) S. 830 u. 877 . . . . . 305

BOWDEN, F. P., u. K. E. W. RIDLER: (1) Phys. properties of surfaces III. The surface temperature of sliding metals. The temperature of lubricated surfaces. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 154 (1936) S. 640 . . . . . 176

— u. T. P. HUGHES: (2) Phys. properties of surfaces IV. Polishing, surface flow and the formation of the Beilby layer. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 160 (1937) S. 575. . . . . 176, 184, 203

— (3) Friction of clean metals and the influence of surface films. Nature Bd. 142 (1938) S. 1039 . . . . . 132, 171, 172

— — (4) The friction of clean metals and the influence of adsorbed gases. The temperature coefficient of friction. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 172 (1939) S. 263 . . . . . 132, 171, 172, 180

- BOWDEN, F. P., u. T. P. HUGHES: (5) The mechanism of sliding on ice and snow. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 172 (1939) S. 280 . . . . . 177
- u. L. LEBEN: (6) The nature of sliding and the analysis of friction. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 169 (1939) S. 371 . . . . . 175
- u. D. TABOR: (7) The area of contact between stationary and between moving surfaces. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 169 (1939) S. 391 . . . . . 69, 77, 175
- L. LEBEN u. D. TABOR: (8) The influence of temperature on the stability of a mineral oil. Trans. Faraday Soc. Bd. 35 (1939) S. 900 . . . . . 182
- BRANLY, E.: (1) Electricité. Variations de conductibilité sous diverses influences électriques. C. R. Bd. 111 (1890) S. 785 . . . . . 304
- (2) Electricité. Variations de conductibilité des substances isolantes. C. R. Bd. 112 (1891) S. 90 . . . . . 304
- (3) Résistance électrique au contact de deux métaux. Bull. Soc. internat. Electriciens, Paris Bd. 13 (1896) S. 124 . . . . . 300
- (4) Les radioconducteurs. Rapports au congrès international de physique Paris 1900 . . . . . 304
- BRAUN, K.: Theoretische und experimentelle Untersuchung der nicht-linearen Verzerrung von Kohlemikrofonen. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. Bd. 27 (1938) S. 395 . . . . . 158
- BREISIG, F.: Theoretische Telegraphie, 2. Aufl. Braunschweig: Vieweg 1924 . . . . . 254
- BRIDGMAN, P. W.: Further measurements on the effect of pressure on resistance. Proc. nat. Acad. Sci. Bd. 6 (1920) S. 505 . . . . . 303
- BRODHUN, D.: Versuche zur Frage der Rohmann-Haut bei Kontaktmikrofonen. Akust. Z. Bd. 2 (1937) S. 254 . . . . . 151, 154
- BROWNING, W.: Notes on electrical conductivity. J. Instn. electr. Engrs. Bd. 37 (1906) S. 372 . . . . . 301
- BRUNNER, J., u. H. HAMMERSCHMID: Über die elektrische Leitfähigkeit gepreßter Graphitpulver. Z. Elektrochem. Bd. 40 (1934) S. 60 . . . . . 161
- BUDILOFF, N.: s. W. MAUSCH . . . . . 203
- BURSTYN, W.: (1) Ein neues Verfahren zur Löschung des elektrischen Lichtbogens und seine Anwendung auf Schalter und Unterbrecher. ETZ Bd. 34 (1913) S. 1225 . . . . . 234
- (2) Neue Schaltungen zur Unterbrechung starker Ströme. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 9 (1915) S. 286 . . . . . 234
- (3) Über lichtbogenfreie Unterbrechung elektrischer Ströme. ETZ Bd. 41 (1920) S. 503 . . . . . 234, 236
- (4) Elektrische Kontakte. Berlin: Julius Springer 1937 . . . . . 232, 234, 246, 252, 274
- (5) Neue Beobachtungen an Silberkontakten. ETZ Bd. 62 (1941) S. 149 . . . . . 224
- BUSCH, H.: Artikel „Transformatoren“ im Handwörterbuch der Naturwiss. IX. Jena: Fischer 1934 . . . . . 298
- erwähnt . . . . . 58
- BUSCH, J.: Über Kontaktwiderstände. ETZ Bd. 25 (1904) S. 160 . . . . . 301
- BUSH, V.: Operational circuit analysis. New York: Wiley 1929 . . . . . 248
- CALZECCHI-ONESTI, T.: Sulla conduttività elettrica delle limature metalliche. Nuovo Cim. Bd. 16 (1884) S. 58; Bd. 17 (1885) S. 38 . . . . . 304
- CAMPBELL, W. E., u. U. B. THOMAS: (1) Films on freshly abraded copper surfaces. Nature Bd. 142 (1938) S. 253 . . . . . 89
- (2) The electrolytic reduction method for the analysis of films on metal surfaces. Trans. electrochem. Soc. Bd. 76 (1939) Preprint 25 . . . . . 89

- CHAVASSE, M. P.: Quelques considérations sur l'évolution et l'état actuel de la technique microphonique.  
Rev. Acoust. Bd. 1 (1932) S. 176 . . . . . 151
- CHRISTENSEN, C. J., u. G. L. PEARSON: Spontaneous resistance fluctuations in carbon microphones and other granular resistances.  
Bell. Syst. techn. J. Bd. 15 (1936) S. 197 . . . . . 80, 160
- CIGANEK, L.: Resistance of the spot weld. J. Amer. Inst. electr. Engrs. Techn. Paper 40—56, 1940 . . . . . 136
- COCHRANE, W.: s. G. P. THOMSON . . . . . 170, 179
- COLLIER, L. J., W. S. STILES u. W. G. A. TAYLOR: Electrical resistance of carbon and graphite between 0° and 900° C. Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 51 (1939) S. 147 . . . . . 44, 45
- CONTIUS, E.: Der Einfluß der Größe, des Druckes und der Fläche auf den Kontaktwiderstand. Diss. Dresden 1929 . . . . . 306
- CRUICKSHANKS, B. C.: s. F. WENNER . . . . . 308
- CURTIS, A. M.: Contact phenomena in telephone switching circuits.  
Bell. Syst. techn. J. Bd. 19 (1940) S. 40 . . . . . 221, 233, 234, 246
- CUYPERS, P.: s. P. WOOG (2) . . . . . 178
- DARROW, K. K.: Electrical phenomena in gases. Baltimore: The Williams and Wilkins Comp. 1932 . . . . . 217
- DAVYDOV, B.: On the contact resistance of semiconductors. J. of Phys. USSR Bd. 1 (1939) S. 167 . . . . . 112
- DAWIHL, W.: (1) Der Einfluß von Diffusion und Legierungsbildung auf die Verschleißfestigkeit von Hartmetalllegierungen. Z. techn. Phys. Bd. 24 (1940) S. 44 . . . . . 134
- (2) Eigenschaften von Hartmetalllegierungen und ihr Zusammenhang mit der Verschleißfestigkeit. Z. Metallkde Bd. 32 (1940) S. 320 . . . . . 202
- DECHÊNE, G.: Sur l'effet Johnsen-Rahbeck. C. R. Bd. 199 (1934) S. 266 . . . . . 63
- DEHLINGER, U.: Zur Theorie der Wechselfestigkeit.  
Z. Phys. Bd. 115 (1940) S. 625 . . . . . 64
- DENAULT, C. L.: s. J. SLEPIAN (4) . . . . . 237
- DESSAU, B.: s. A. RIGHI . . . . . 305
- DIES, K.: Über die Vorgänge beim Verschleiß bei rein gleitender und trockener Reibung, Vortragsheft. Reibung und Verschleiß. S. 63.  
Berlin: VDI-Verlag 1939. . . . . 177
- DIESELHORST, H.: (1) Über das Problem eines elektrisch erwärmten Leiters. Ann. Phys. Bd. 1 (1900) S. 312 . . . . . 23, 30 . . . 33
- (2) Thermokraftfreier Kompensationsapparat mit fünf Dekaden und konstantem kleinen Widerstand. Z. Instrumentenkde. Bd. 28 (1908) S. 1 . . . . . 300
- DOBSON, B. J. W.: The effect of humidity on brush operation.  
Electr. J. Bd. 32 (1935) S. 527 . . . . . 205
- DÖRING, E.: Platin-Nickel, ein neuer Edelmetall-Kontaktwerkstoff der Schwachstromtechnik. ETZ Bd. 62 (1941) 2. Halbjahr . . . . . 292
- DONANDT, H.: Versuche über gleitende Reibung zwischen ungeschmierten Flächen aus Stahl bei kleiner Gleitgeschwindigkeit und großem Flächendruck, Vortragsheft. Reibung und Verschleiß. S. 43. Berlin: VDI-Verlag 1939 . . . . . 173
- DORN, E.: Einige Beobachtungen an Fritterröhren. Ann. Phys. Bd. 66 (1898) S. 146 . . . . . 305
- DRAMBURG, H. G.: Dissertationsarbeit, infolge des Krieges unterbrochen . . . . . 281, 283
- DRESSNANDT, H.: Zur Elektronentheorie der kristallinen Verbindungen vom Typus des Kupferoxyds. Z. Phys. Bd. 115 (1940) S. 369 . . . . . 107

- DUNN, J. S.: (1) The high temperature oxidation of metals. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 111 (1926) S. 203 . . . . . 89, 93  
 — (2) The low temperature oxidation of copper. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 111 (1926) S. 210. . . . . 89  
 EDISON, T. A.: erwähnt . . . . . 302  
 ENGEL, A. v.: (1) Über die Länge und Dauer des Lichtbogens in Luft beim Ausschalten von Gleichstrom. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 7 (1929) S. 50 . . . . . 244, 246  
 — u. M. STEENBECK: (2) Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik Bd. 2. Berlin: Julius Springer 1934 . . . . . 217, 222, 223  
 — (3) Der Einfluß chemischer Reaktion auf Kathode und Anode einer Bogenentladung. Naturwiss. Bd. 23 (1935) S. 305 . . . . . 220  
 EVANS, U. R.: (1) Oxide films responsible for the tints on heated copper. Nature Bd. 123 (1929) S. 16 . . . . .  
 — u. H. A. MILEY: (2) Measurements of oxide films on copper and iron. Nature Bd. 139 (1937) S. 283 . . . . . 90  
 — (3) Metallic corrosion, passivity and protection. London: Arnold and Co. 1937 . . . . . 84, 85, 92  
 — (4) Korrosion, Passivität und Oberflächenschutz von Metallen. Berlin: Julius Springer 1939 . . . . . 84, 85  
 EVERLING, E.: s. L. GÜMBEL . . . . . 166  
 FAHIE, J. J.: s. D. E. HUGHES (4) . . . . . 304  
 FALZ, E.: Über Gleitlagereignungs-Prüfungen. Aufklärungsschrift der Admos-Bleibronze-Dr. Springorum und Co. K.G., Berlin-Oberschönevide . . . . . 182  
 FARADAY, M.: Experimentaluntersuchungen über Elektrizität Bd. 1. Berlin 1889 . . . . . 300  
 — erwähnt . . . . . 296  
 FINCH, G. I., u. E. J. WHITMORE: The graphoid layer on bearing surfaces. Engineering Bd. 146 (1938) S. 91 . . . . . 170  
 FINK, H. P.: (1) Untersuchung über die Entstehung von Kontaktbögen. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 17 (1938) S. 45 . . . . . 222  
 — u. H. KÖRNER: (2) Messungen des zeitlichen Verlaufs der Erwärmung in einem Kontakt infolge eines plötzlich einsetzenden Stromes. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 19 (1940) S. 280 . . . . . 56, 191  
 — s. R. HOLM (28), (31)  
 FISCH, A.: Recherches sur les contacts imparfaits. J. Phys. Bd. 3 (1904) S. 350 . . . . . 305  
 FISCHBECK, K.: Über den Mechanismus des Anlaufens beim Kupfer. Z. Metallkde. Bd. 24 (1932) S. 313 . . . . . 86  
 FISCHER, O.: Vorgänge und Festigkeiten beim Hartlöten. Berlin: VDI-Verlag 1939 . . . . . 131  
 FORBES, G.: erwähnt . . . . . 301  
 FOUCAULT, J. B. L.: erwähnt . . . . . 296  
 FOWLER, R. H., u. L. NORDHEIM: Electron emission in intense electric fields. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 119 (1928) S. 173 . . . . . 111  
 — s. T. E. STERN . . . . . 111  
 FRANKLIN, B.: Briefe von der Elektrizität. Übersetzt von WILCKE. Stockholm, Leipzig: Kiese Wetter 1758. . . . . 299  
 FREDERICK, H. A.: The development of the microphone. Bell. Syst. techn. Publ. 585 (1931) . . . . . 151  
 FRENKEL, J.: (1) On the electrical resistance of contacts between solid conductors. Phys. Rev. Bd. 36 (1931) S. 1604 . . . . . 102

FRENKEL, J., u. A. JOFFÉ: (2) On the electric and photoelectric properties of contacts between a metal and a semi-conductor. Phys. Z. Sowjet. Bd. 1 (1932) S. 60 . . . . . 102

— (3) On pre-break-down phenomena in insulators and electronic semi-conductors. Phys. Rev. Bd. 54 (1938) S. 647 . . . . . 114

FRIMAN, E., u. R. HOLM: Beitrag zur Kenntnis der Kontaktwiderstände. Z. techn. Phys. Bd. 7 (1926) S. 198 . . . . . 130

FRÖHLICH, H.: Elektronentheorie der Metalle. Berlin: Julius Springer 1936. . . . . 107

GAULRAPP, K.: Untersuchung der elektrischen Eigenschaften des Abreibbogens. Ann. Phys. Bd. 25 (1936) S. 705 . . . . . 222, 223, 229

GEBAUER, W.: Versuche zur Entwicklung einer neuen Aluminiumkabelabzweigklemme für Hausanschlüsse. Elektrizitätswirtsch. Bd. 35 (1936) S. 694 . . . . . 145

GEHLHOFF, G., u. F. NEUMEIER: Wärmeleitvermögen, elektrisches Leitvermögen, Thermokraft und Wiedemann-Franzsche Zahl des Quecksilbers zwischen  $-190^{\circ}$  und  $+150^{\circ}$  C und ihre Änderung beim Übergang aus dem festen in den flüssigen Aggregatzustand. Verh. dtsh. phys. Ges. Bd. 21 (1919) S. 201 . . . . . 285

GIGLING, O.: s. E. WAETZMANN (2) . . . . . 158, 159

GLOCKLER, G., u. S. C. LIND: The electrochemistry of gases and other dielectrics. New York: Wiley and Sons 1939 . . . . . 266

GODDARD, R. H.: On the conduction of electricity at contacts of dissimilar solids. Phys. Rev. Bd. 34 (1912) S. 423 . . . . . 305

GOSSLING, B. S.: s. T. E. STERN . . . . . 111

GOUCHER, F. S.: The carbon microphone: An account of some researches bearing on its action. J. Franklin Inst. Bd. 217 (1934) S. 407 — Bell Syst. techn. J. Bd. 13 (1934) S. 163. . . . . 80, 153, 158

GRAHAM-BELL, A.: erwähnt . . . . . 160, 303

GRAMME, Z. T.: erwähnt . . . . . 301

GRISDALE, R. O.: Silicon carbide varistors. Bell Labor. Rec. Bd. 19 (1940) S. 46 . . . . . 164

GRÜNEWALD, K.: s. C. WAGNER (4) . . . . . 86, 91

GUDDEN, B., u. W. SCHOTTKY: (1) Probleme der Ionen- und Elektronenleitung in nichtmetallischen festen Körpern. Phys. Z. Bd. 36 (1935) S. 717 . . . . . 107, 109

— (2) Probleme der Ionen- und Elektronenleitung in nichtmetallischen festen Körpern. Z. techn. Phys. Bd. 16 (1935) S. 323 . 107, 109

GÜLDENPFENNIG, F.: s. R. HOLM (13), (19), (24), (25), (28), (31)

— erwähnt . . . . . 273

GÜMBEL, L., u. E. EVERLING: Reibung und Schmierung im Maschinenbau. Berlin: Krayn 1925 . . . . . 166

GÜNTHERSCHULZE, A.: (1) Die Größe des Kathodenfleckes des Kohlelichtbogens in Luft. Z. Phys. Bd. 11 (1922) S. 71 . . . . . 218

— (2) Kathodenzerstäubung I. Die elektrochemische Zerstäubung. Z. Phys. Bd. 36 (1926) S. 563 . . . . . 258, 266

— (3) Kathodenzerstäubung II. Die Ableitung der Gesetze der Stoßzerstäubung mit Hilfe von Silber in Wasserstoff. Z. Phys. Bd. 38 (1926) S. 575 . . . . . 258, 263, 264

— (4) Kathodenzerstäubung. Z. techn. Phys. Bd. 8 (1927) S. 169 . . . . . 258

— u. H. BETZ: (5) Vergleich der Kathodenzerstäubung reiner und oxydbedeckter Magnesiumoberflächen. Z. Phys. Bd. 106 (1937) S. 365 . . . . . 265

- GÜNTHERSCHULZE, A., u. W. BÄR: (6) Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf eine MgO-Kathode einer anomalen Glimmentladung. Z. Phys. Bd. 107 (1937) S. 730 . . . . . 222
- u. H. BETZ: (7) Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf die Kathode einer Glimmentladung II. Der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Kathode. Z. Phys. Bd. 108 (1938) S. 780 . . . . . 222
- u. W. BÄR: (8) Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf die Kathode einer Glimmentladung III. Krümmungen und Knicke in den  $\gamma$ -Kurven und ihre Bedeutung. Z. Phys. Bd. 109 (1938) S. 121 . . . . . 222
- — u. A. WINTER: (9) Die Elektronenablösung durch den Aufprall der positiven Ionen auf die Kathode einer Glimmentladung IV. Zusammenhang der  $\gamma$ -Werte mit der Ablösearbeit der Elektronen und die Folgen dieses Zusammenhanges auf den Mechanismus der normalen Glimmentladung. Z. Phys. Bd. 111 (1938) S. 208 . . . . . 222
- u. H. BETZ: (10) Die Erzeugung von Reaktionsschichten auf Metallen mit Hilfe der Koronaentladung. Z. Elektrochem. Bd. 44 (1938) S. 248 . . . . . 268
- (11) Die Oxydation des Platins in der Luft und in der Glimmentladung. Z. Elektrochem. Bd. 44 (1938) S. 253 . . . . . 100
- s. K. MEYER . . . . . 258, 264
- GULIK, D. VAN: Über die Ursachen der von Branly entdeckten Widerstandsänderungen. Wiedemanns Ann. Bd. 66 (1898) S. 136 . . . . . 305
- GUTHE, K. E.: Beiträge zur Kenntnis der Kohärerwirkung. Ann. Phys. Bd. 4 (1901) S. 762 . . . . . 305
- HAEFER, R.: (1) Die Feldelektronenemission von Spitzen in ihrer Abhängigkeit von der wirksamen Feldstärke. Naturwiss. Bd. 26 (1938) S. 497 . . . . . 111
- (2) Die Feldelektronenemission in ihrer Abhängigkeit von der Austrittsarbeit. Naturwiss. Bd. 27 (1939) S. 32 . . . . . 111
- (3) Experimentelle Untersuchungen zur Prüfung der wellenmechanischen Theorie der Feldelektronenemission. Z. Phys. Bd. 116 (1940) S. 604 . . . . . 111
- HÄRDÉN, J.: s. C. BENEDICKS . . . . . 308
- HALLS, E. E.: Contact materials.  
Electrician Bd. 123 (1939) S. 454 und 455 . . . . . 308
- HAMMERSCHMID, H.: s. J. BRUNNER . . . . . 161
- HARDY, W. B.: Some problems of lubrication.  
Nature Bd. 106 (1920) S. 569 . . . . . 181
- erwähnt . . . . . 178, 187
- HARRIS, F. W.: Electrical contact resistance.  
Electr. J. Bd. 40 (1913) S. 637 . . . . . 302
- HARRIS, L. H.: s. A. H. JACQUEST . . . . . 308
- HARTMANN, C. A.: (1) Neuere Untersuchungen an Kohlemikrophonen.  
Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 344 . . . . . 158
- (2) Verzerrungen bei Mikrophonen und Lautsprechern. Z. techn. Phys. Bd. 13 (1932) S. 9 . . . . . 158
- HASS, G.: Struktur und Optik aufgedampfter Metallschichten. Ann. Phys. Bd. 31 (1938) S. 245 . . . . . 92
- HAYNES, J. R.: Measuring displacement of microphone contacts.  
Bell. Labor. Rec. Bd. 13 (1935) S. 337 . . . . . 160

HEHLGANS, F., u. O. MATTIAT: Über die Empfindlichkeit von Kohle-  
mikrofonen bei sehr tiefen Frequenzen. Hochfrequenztechn.  
Bd. 45 (1935) S. 37 . . . . . 156

HEIDENREICH, F.: s. W. MEISSNER (3) . . . . . 99

HENNINGER, F. P.: Widerstandsmessungen am Bor und am Silizium-  
karbid. Ann. Phys. Bd. 28 (1937) S. 245 . . . . . 164

HERTZ, H.: Gesammelte Werke Bd. 1. Leipzig: Barth 1895 . . . . . 65

HESS, W. F., u. R. L. RINGER: (1) Studies of the spot welding of  
low carbon and stainless steels. Suppl. Weld. J. (Okt.) 1938 S. 39 . . . . . 136  
— u. R. A. WYANT: (2) An investigation of the spot welding of  
automobile grade mild steel.  
Suppl. Weld. J. (Okt.) 1939 S. 329 u. 348 . . . . . 136

HESSLER, V. P.: (1) The effect of various operating conditions  
upon electrical brush wear and contact drop. Jowa State college  
XXXIV (1935) Nr. 25 . . . . . 206  
— (2) Electrical brush wear. Electr. Engng. Bd. 54 (1935) S. 1050 . . . . . 206, 208  
— (3) Abrasion, a factor in electrical brush wear. Electr. Engng.  
Bd. 56 (1937) S. 8 . . . . . 206  
— (4) Probe studies of collector-ring films. Gen. Electr. Rev. Bd. 40  
(1937) S. 358 . . . . . 197  
— erwähnt . . . . . 198

HEWITT, G. W.: s. R. M. BAKER (4), (5)

HIPPEL, A. v.: s. B. E. BLECHSCHMIDT . . . . . 263... 265

HOAR, T. P., u. L. E. PRICE: The electrochemical interpretation of  
Wagner's theory of tarnishing reactions. Trans. Faraday Soc.  
Bd. 34 (1938) S. 867 . . . . . 86

HÖPP, W.: (1) Die Berechnung von Kontakten. ETZ Bd. 41 (1920)  
S. 205 u. 334 . . . . . 302  
— (2) Neuartige Bauweise von Schaltgeräten. ETZ Bd. 54 (1933) S. 203 . . . . . 302  
— (3) Feinsilberdruckkontakte für große Ströme. Feinmech. u. Präz.  
Bd. 47 (1939) S. 299 . . . . . 302

HOFFMANN, F.: Kohleldruckwiderstände.  
ETZ Bd. 58 (1937) S. 1111 u. 1138 . . . . . 298

HOFFMANN, G.: Elektrostatik. Handbuch der Experimentalphysik  
Bd. 10. Leipzig: Akadem. Verlagsges. 1930 . . . . . 63, 137

HOLM, ELSE: s. R. HOLM (8), (13)

HOLM, R.: (1) Zur Theorie des Glimmstromes.  
Phys. Z. Bd. 16 (1915) S. 20 . . . . . 233  
— (2) Bidrag till kännedom om kontaktmotstånd spec. hos  
mikrofonartade kontakter. Techn. meddelanden från Kungl.  
Telegrafstyrelsen 1922 S. 17 . . . . . 3, 139, 307  
— (3) Über Kontaktwiderstände, besonders bei Kohlekontakten.  
Z. techn. Phys. Bd. 3 (1922) S. 290, 320 u. 349. 3, 73, 74, 138, 153, 303, 307  
— (4) Beitrag zur Kenntnis der Kontaktwiderstände. Z. techn. Phys.  
Bd. 6 (1925) S. 166 . . . . . 49  
— (5) Über Kontaktwiderstände. Z. techn. Phys. Bd. 8 (1927) S. 141  
— (6) Über Kontaktwiderstände. Z. techn. Phys. Bd. 9 (1928) S. 455  
— (7) Über metallische Kontaktwiderstände. Wiss. Veröff. Siemens-  
Werk Bd. 7/2 (1929) S. 217 . . . . . 35, 67... 77, 138, 153, 173, 306  
— u. E. HOLM: (8) Charakteristiken von Kontaktwiderständen.  
Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 7/2 (1929) S. 272 . . . . . 41, 45, 128  
— (9) Eine Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von  
Metallen, besonders bei hohen Temperaturen. Wiss. Veröff.  
Siemens-Werk Bd. 9/2 (1930) S. 300 . . . . . 49

- HOLM, R., u. R. STÖRMER: (10) Messung der Wärmeleitfähigkeit einer Platinprobe im Temperaturgebiet 19—1020° C. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 9/2 (1930) S. 312
- — (11) Eine Kontrolle des metallischen Charakters von gereinigten Platinkontakten. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 9/2 (1930) S. 323 . . . . . 21, 39, 43, 71, 81
- (12) Zur Theorie der ruhenden, metallischen Kontakte mit und ohne Fremdschicht. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 10/4 (1931) 1 . . . 43, 102, 117 . . . 124, 138
- F. GÜLDENPFENNIG, ELSE HOLM u. R. STÖRMER: (13) Untersuchungen über ruhende, gestört metallische Kontakte und über Kontakte mit Fremdschichten. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 10/4 (1931) S. 20 . . . 89 . . . 91, 100, 117 . . . 126, 131, 135, 144, 161, 163
- (14) Vorläufige Mitteilung über Metallkontakte mit sehr dünner Fremdschicht. Z. techn. Phys. Bd. 12 (1931) S. 663 . . . . . 102
- u. W. MEISSNER: (15) Kontaktwiderstand zwischen Supraleitern und Nichtsupraleitern. Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. Z. Phys. Bd. 74 (1932) S. 715 . . . . . 94, 97, 99
- — (16) Einige Messungen über den Fließdruck von Metallen in tiefen Temperaturen. Z. Phys. Bd. 74 (1932) S. 736 . . . . . 94
- u. R. STÖRMER: (17) Über Kontakte zweier verschiedener Leiter. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 12/1 (1933) S. 61 . . . . . 35, 44, 47, 48
- u. W. MEISSNER: (18) Einige Kontaktwiderstandsmessungen bei tiefen Temperaturen. Z. Phys. Bd. 86 (1933) S. 787 . . . . . 94
- F. GÜLDENPFENNIG u. R. STÖRMER: (19) Die Materialwanderung in elektrischen Abhebekontakten. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 14/1 (1935) S. 30 . . . . . 259, 264 . . . 267, 278 . . . 283, 290, 291, 308
- (20) Der zeitliche Verlauf der Erwärmung eines metallischen Kontaktes. Arch. Elektrotechn. Bd. 29 (1935) S. 207 . . . . . 49
- u. F. GÜLDENPFENNIG: (21) Die Materialwanderung in elektrischen Ausschaltkontakten besonders mit Löschkreis. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 14/3 (1935) S. 53 . . . . . 252 . . . 254, 265, 283
- u. B. KIRSCHSTEIN: (22) Über den Widerstand dünnster Fremdschichten in Metallkontakten. Z. techn. Phys. Bd. 16 (1935) S. 488 . . . . . 102
- — (23) Über den Widerstand dünnster Fremdschichten in Metallkontakten. Phys. Z. Bd. 36 (1935) S. 882 . . . . . 102
- — (24) Über das Haften zweier Metallflächen aneinander im Vakuum und die Herabsetzung des Haftens durch gewisse Gase. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 15/1 (1936) S. 122 . . . . . 132, 171
- u. F. GÜLDENPFENNIG: (25) Über die Stoffwanderung in elektrischen Ausschaltkontakten. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 16/1 (1937) S. 81 . . . 223, 224, 230, 242, 253, 254, 263, 276, 280, 290, 295
- (26) Über die auf die wirkliche Berührungsfläche bezogene Reibungskraft. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 17/4 (1938) S. 38 . . . 171, 180
- (27) Eine Bestimmung der wirklichen Berührungsfläche eines Bürstenkontaktes. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 17/4 (1938) S. 43 . . . 20, 81, 188
- H. P. FINK, F. GÜLDENPFENNIG u. H. KÖRNER: (28) Über Verschleiß und Reibung in Schleifkontakten, besonders zwischen Kohlebürsten und Kupferringen. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 18/1 (1939) S. 73 . . . . . 171, 198, 203 . . . 213
- u. B. KIRSCHSTEIN: (29) Die Reibung von Ni auf Ni im Vakuum. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 18/2 (1939) S. 73 . . . . . 132, 171, 184
- (30) Grundsätzliches zum metallischen Kontakt. Z. techn. Phys. Bd. 20 (1939) S. 332 . . . . . 195

HOLM, R., H. P. FINK u. F. GÜLDENPFENNIG: (31) Beiträge zur Lehre der Stoffwanderung in Abhebekontakten. Wiss. Veröff. Siemens. Werkstoff-Sonderh. 1940 S. 103 . 222, 223, 232, 242, 244, 253, 254, 264, 280, 290, 291  
 — (32) Beitrag zur Kenntnis der Reibung. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 20/1 (1940) S. 68 . . . . . 71, 82, 171, 172, 179 . . . 184, 188, 203  
 — s. E. FRIMAN . . . . . 130  
 HORNICKE, R.: erwähnt . . . . . 142  
 HOTOP, W.: s. R. KIEFFER . . . . . 134  
 HUGHES, D. E.: (1) On the action of sonorous vibrations in varying the force of an electric current. Chem. News Bd. 37 (1878) S. 197 . . . . 303  
 — (2) Bemerkungen. Chem. News Bd. 37 (1878) S. 246 . . . . . 303  
 — (3) On the action of sonorous vibrations in varying the force of an electric current. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 27 (1878) S. 362 . . . . 303  
 — (4) Brief an J. J. FAHIE 1879, publiziert in FAHIES history of wireless telegraphy . . . . . 304  
 HUGHES, T. P.: s. F. P. BOWDEN (2), (3), (4), (5)  
 HUMMEL, CH.: Kritische Drehzahl als Folge der Nachgiebigkeit des Schmiermittels im Lager. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., Heft 287. Berlin: VDI-Verlag 1926 . . . . . 168  
 HUNNINGS, H.: erwähnt . . . . . 303  
 IVES, H. E.: Minimal length arc characteristics. J. Franklin Inst. Bd. 198 (1924) S. 437 . . . . . 222  
 JACOB, CH.: Über gleitende Reibung. Ann. Phys. Bd. 38 (1912) S. 126 . . 178, 187  
 JACQUEST, A. H., u. L. H. HARRIS: Sparking and arcing at relay contacts and the use of spark quench circuits. London: Inst. Post Off. El. Eng. 1927 . . . . . 308  
 JAHNKE-EMDE: Funktionentafeln. Leipzig: Teubner 1938 . . . . . 15  
 JAKOBY, J., u. H. PANZERBIETER: Über moderne Mikrophone und Telephone. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 13 (1936) S. 75 . . . . . 156  
 JOFFÉ, A.: s. J. FRENKEL (2) . . . . . 102  
 JONES, B. W.: Contact resistance. Gen. Electr. Rev. Bd. 30 (1927) S. 85 — vgl. auch ETZ Bd. 48 (1927) S. 1081 . . . . . 308  
 JONES, W. D.: Principles of powder metalurgy. London: Arnold 1937 . . . . 134  
 JOSCHECK, R.: Elektrische und mechanische Eigenschaften des Kohlengrießes von Mikrophenen. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 16/1 (1937) S. 105 . . . . . 153 . . . 159  
 JOST, W.: Diffusion und chemische Reaktion in festen Stoffen. Dresden: Steinkopff 1927 . . . . . 85, 86  
 JUST, G.: Die Durchschlagfestigkeit äußerst dünner Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Z. Phys. Bd. 82 (1933) S. 119 . . . . . 125  
 KALLMEYER, F. W.: Untersuchungen an Detektorkontakten. Ann. Phys. Bd. 86 (1928) S. 547 . . . . . 306  
 KAMERLINGH-ONNES, H.: Further experiments with liquid helium. The persistence of currents without electromotive force in supraconducting circuits. Commun. Leiden Bd. 141 b (1914) S. 15 . . . . . 99  
 KANTOROWICZ, O.: Zur Leitfähigkeit gepreßter Metallpulver. Ann. Phys. Bd. 12 (1932) S. 1 . . . . . 161  
 — s. F. SKAUPY . . . . . 161  
 KELCH, R.: Untersuchungen über das Unbrauchbarwerden von Mikrophenen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1927) S. 335 . . . . . 308  
 KIEFFER, R., u. W. HOTOP: Der derzeitige Stand der Metallkeramik. Stahl u. Eisen Bd. 60 (1940) S. 517 . . . . . 134

- KINGSBURY, E. F.: Use of the noble metals for electrical contacts.  
Bell Teleph. Labor. Reprint B 298, 1928 . . . . . 283, 308
- KIRSCHSTEIN, B.: Über Abbrandversuche an Lichtbögen in einem  
Gemisch von Luft und Stickstoff. Wiss. Veröff. Siemens-Werk  
Bd. 16/1 (1937) S. 72 . . . . . 266  
— s. R. HOLM (22), (23), (24), (29)
- KISTNER, A.: Geschichte der Physik. Sammlung Göschen Nr. 294.  
Leipzig 1906 . . . . . 300
- KÖRNER, H.: s. H. P. FINK (2) . . . . . 56, 191  
— s. R. HOLM (28) . . . . . 171, 198, 203 . . . . . 213
- KÖSTER, W.: s. G. TAMMANN (2) . . . . . 85
- KOHLRAUSCH, F.: (1) Über Rheostatenstöpsel. Wiedemanns Ann.  
Bd. 60 (1897) S. 333 . . . . . 301  
— (2) Über den stationären Temperaturzustand eines elektrisch ge-  
heizten Leiters. Ann. Phys. Bd. 1 (1900) S. 132 . . . . . 23, 32
- KOPPELMANN, F.: (1) Der elektrische Durchschlag in isolierenden  
Flüssigkeiten. Z. techn. Phys. Bd. 16 (1935) S. 125 . . . . . 126  
— (2) Der Kontaktumformer. ETZ Bd. 62 (1941) S. 3 . . . . . 235
- KOSSEL, W.: erwähnt . . . . . 268
- KOTTLER, F.: Elektrostatik der Leiter. Handbuch der Physik von  
GEIGER und SCHEEL Bd. 12. Berlin: Julius Springer 1927 . . . . . 14, 15
- KRAMER, J.: (1) Der amorphe Zustand der Metalle. Z. Phys.  
Bd. 106 (1937) S. 675. . . . . 131, 184  
— (2) Der Übergang des amorphen Metalls in den kristallinen Zu-  
stand. Z. Phys. Bd. 111 (1938) S. 409 . . . . . 131, 184  
— (3) Die Supraleitfähigkeit und die amorphe Metallmodifikation.  
Z. Phys. Bd. 111 (1939) S. 423 . . . . . 131, 184
- KRAUS, F.: (1) Über den Kontaktwiderstand. Elektrotechn. u.  
Masch.-Bau Bd. 38 (1920) S. 1 . . . . . 308  
— (2) Über den Kontaktwiderstand. ETZ Bd. 41 (1920) S. 161 . . . . . 308
- KRETCHMAR, G. G.: s. S. H. ANDERSON . . . . . 222
- KRETSCHMER, G., u. A. ÜBERSCHUSS: Temperaturmessungen an  
Kohlemikrofonen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 13 (1936) S. 162 . . . . . 159  
— s. E. WAETZMANN (1) . . . . . 159
- KRÖHNKE, O.: s. O. BAUER . . . . . 85, 90
- KRONIG, R. DE L.: Beziehungen zwischen Molekülbau und Kristall-  
bau. Handbuch der Physik von GEIGER und SCHEEL Bd. 24/2.  
Berlin: Julius Springer 1933 . . . . . 131
- KRÜGER, W.: Formveränderungen hochbelasteter Silberkontakte von  
Fernmeldeapparaten beim Schalten von Gleichströmen. Die Be-  
messung von Funkenlöschkreisen für Kontakte von fernmelde-  
technischen Geräten und die Bewertung von Kontaktmetallen.  
Z. Fernmeldetechn. Bd. 17 (1936) S. 1, 24, 41 u. 56 . . . . . 222, 223
- KÜPFMÜLLER, K.: Einführung in die theoretische Elektrotechnik.  
Berlin: Julius Springer 1939 . . . . . 22
- LAIRD, J. A.: s. W. BETTERIDGE . . . . . 221, 286
- LANDSBERG, K. E.: Über die physikalischen Vorgänge bei der  
gleitenden Reibung fester Körper.  
Poggendorffs Ann. Bd. 1 (1864) S. 283 . . . . . 138, 165
- LEBEN, L.: s. F. P. BOWDEN (6), (8)
- LEHMANN, Th.: (1) Méthode graphique pour déterminer le trajet  
des lignes de force dans l'air. La lumière électrique Bd. 8 (1909)  
S. 103, 137 u. 163 . . . . . 22

LEHMANN, Th.: (2) Graphische Methode zur Bestimmung des Kraftlinienverlaufes in der Luft. ETZ Bd. 30 (1909) S. 995 u. 1019 . . . . .	22
LIEMPT, J. A. M. VAN: (1) Zur Theorie der Rekrystallisation. Z. anorg. allg. Chem. Bd. 195 (1931) S. 366 . . . . .	64
— (2) Der Einfluß der Erhitzungszeit auf die Rekrystallisation und Erholung bei kaltbearbeiteten Metallen. Rec. Trav. chim. Pays-Bas Bd. 53 (1934) S. 941 . . . . .	64
LINCKH, H. E., z. T. mit W. RUMP: Bisher unveröffentlichte Messungen in der Phys.-Techn. Reichsanstalt <sup>1</sup> . . . . .	282
LIND, S. C.: s. G. GLOCKLER . . . . .	266
LODGE, O.: (1) The work of Hertz and some of his successors. Electrician, Bd. 33 (1894) S. 153, 187, 204, 271 u. 362 . . . . .	305
— (2) The history of the coherer principle. Electrician Bd. 40 (1897) S. 87 . . . . .	304, 305
LOEB, L. B.: Fundamental processes of electrical discharge in gases. New York: Wiley and Sons 1939 . . . . .	217, 231
LÜBCKE, E.: Mikrophone. Handbuch der Experimentalphysik von WIEN und HARMS Bd. 17/2. Leipzig: Akadem. Verlagsges. 1934 . . . . .	151, 158
LÜDER, H.: Zerstäubung von Metallen durch Aufprall langsamer Ionen und Messung des Schwellenwertes der Zerstäubung. Z. Phys. Bd. 97 (1935) S. 158 . . . . .	259
MANGOLD-KNOPP: Einführung in die höhere Mathematik Bd. 3 6. Aufl. Leipzig: Hirzel 1933 . . . . .	55
MANLEY, J. J.: On the lubrication of resistance plugs. Phil. Mag. Bd. 33 (1917) S. 211 . . . . .	300
MARCONI, G.: erwähnt . . . . .	305
MARSHALL, M. J.: s. R. H. WRIGHT . . . . .	100
MASING, G.: Persönliche Mitteilung . . . . .	92
— s. O. BAUER . . . . .	85, 90
MATTIAT, O.: s. F. HEHLGANS . . . . .	156
MAUKSCH, W., u. N. BUDILOFF: Verschleißprüfung von Eloxal-schichten. Aluminium Bd. 19 (1937) S. 298 . . . . .	203
MEISSNER, W.: (1) Thermische u. elektrische Leitfähigkeit einiger Metalle zwischen 20 und 373° abs. Ann. Phys. Bd. 47 (1915) S. 1001 . . . . .	35
— (2) Handbuch der Experimentalphysik von WIEN und HARMS Bd. 11/2. Leipzig: Akadem. Verlagsges. 1935 . . . . .	31, 96
u. F. HEIDENREICH: (3) Über die Änderung der Stromverteilung und der magnetischen Induktion bei Eintritt der Supraleitung. Phys. Z. Bd. 37 (1936) S. 449, bes. S. 451 . . . . .	99
— s. R. HOLM (15), (16) u. (18)	
MELSOM, S. W., u. H. C. BOOTH: Efficiency of overlapping joints in copper and aluminium busbar conductors. J. Instn. electr. Engrs. Bd. 60 (1922) S. 889 . . . . .	308
MENDENHALL, H. E.: s. R. W. SORENSEN . . . . .	230
MENON, A. S.: s. H. E. WATSON . . . . .	180
MEYER, A.: Der elektrische Widerstand beim Übergang des Stromes zwischen Stahlkugeln. Öfversikt Vet. Ak:s förhandl., Stockholm 1898 S. 199 . . . . .	69, 304
MEYER, EDGAR: (1) Über die Beeinflussung des Funkenpotentials durch ein transversales Magnetfeld. Ann. Phys. Bd. 58 (1919) S. 297 . . . . .	233
— (2) Über die Beeinflussung des Funkenpotentials in Luft durch geringe Verunreinigungen. Ann. Phys. Bd. 65 (1921) S. 335 . . . . .	233

<sup>1</sup> Verfasser dankt für die Möglichkeit, einige dieser Messungen zu verwerten.

- MEYER, ERWIN u. H. THIEDE: Untersuchung von Hochohmwiderständen aus Kohleschichten ( $0,2-0,02\mu$ ) auf keramischen Trägern. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 237 . . . . . 160
- MEYER, K., u. A. GÜNTHERSCHULZE: Kathodenzerstäubung in Quecksilberdampf bei sehr geringen Drucken. Z. Phys. Bd. 71 (1931) S. 279 . . . 258, 264
- MIERDEL, G.: Über die Löschung des Lichtbogenbrennflecks an einer Quecksilberkathode. Z. techn. Phys. Bd. 17 (1936) S. 452 . . . . . 215
- MILEY, H. A.: s. U. R. EVANS (2) . . . . . 90
- McMILLAN, D.: The telephone transmitter: A suggested theory of operation. Post Off. electr. Engrs. J. Bd. 31 (1938) S. 167 . . . . . 156
- MÖNCH, K. O. W.: Mikrophon und Telephon. Berlin: Meusser 1925 . . . . . 151
- MOORE, K. H.: Über die Struktur elektrisch polierter Kupferoberflächen. Ann. Phys. Bd. 33 (1938) S. 133 . . . . . 184
- MORGAN, F.: s. H. MUSKAT . . . . . 166
- MORGAN, G. E.: Vorlesungen über die Elektrizität. Deutsche Übersetzung. Leipzig: Weidmannsche Buchhandl. 1798 . . . . . 299
- MOTT, N. F.: (1) A theory of the formation of protective oxide films on metals. Trans. Faraday Soc. Bd. 35 (1939) S. 1175 . . . . . 86
- (2) The theory of crystal rectifiers. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 171 (1939) S. 27 . . . . . 112
- (3) The theory of the formation of protective oxide films on metals, II. Trans. Faraday Soc. Bd. 36 (1940) S. 472 . . . . . 86
- MÜLLER-HILLEBRAND, D.: (1) Funkenentladungen zwischen Widerstandsplatten. Arch. Elektrotechn. Bd. 29 (1935) S. 513 . . . . . 20
- (2) Zink in der Elektrotechnik. Werkstoffeigenschaften im Vergleich zu Kupfer, Aluminium und ihren Legierungen. ETZ Bd. 61 (1940) S. 1089 . . . . . 146
- (3) Zur Messung von Kontaktwiderständen bei großem Kontaktdruck. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 19 (1940) S. 291 . . . . . 76
- (4) Flächenkontakte unter hoher Druckkraft. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 20/1 (1941) S. 85 . . . . . 20, 75, 140
- MUNCK AF ROSENSCHÖLD, P. S.: (1) Versuche über die Fähigkeit starrer Körper zur Leitung der Elektrizität. Poggendorffs Ann. Bd. 34 (1835) S. 437 . . . . . 304
- (2) Versuche über die Fähigkeit starrer Körper zur Leitung der Elektrizität. Poggendorffs Ann. Bd. 43 (1838) S. 193 . . . . . 304
- MUSKAT, H., u. F. MORGAN: The theory of the thick film lubrication of a complete journal bearing of finite length. J. appl. Phys. Bd. 9 (1938) S. 393 . . . . . 166
- NEUKIRCHEN, J.: Kohlebürsten. München u. Berlin: Oldenbourg 1934 . . . . . 308
- NEUMEIER, F.: s. G. GEHLHOFF . . . . . 285
- NEUROTH, K.: Untersuchungen über den Abbrand von metallischen Lichtbogenelektroden unter besonderer Berücksichtigung der Lichtbogenstromrichter nach Marx. Diss. Braunschweig 1935 . . . . . 271
- NEWMAN, F. H.: Note on the oxidation of the cathode. Phil. Mag. Bd. 26 (1938) S. 187. . . . . 220
- NICHOLSON, G. W.: Oxidation of contacts. Effect on silver and its alloys. Electr. Rev. Bd. 123 (1938) S. 544. . . . . 308
- NISHIYAMA, Z.: Über den elektrischen Widerstand des Kohlenstoffs. Z. Phys. Bd. 71 (1931) S. 600 . . . . . 45
- NORDHEIM, L.: (1) The effect of image force on the emission and reflexion of electrons by metals. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 121 (1928) S. 626. . . . . 111

NÖRDHEIM, L.: (2) Über die Natur der Elektronenbewegung in Kristallen und ihre Bedeutung für das elektrische Verhalten der festen Körper. Metallwirtsch. Bd. 11 (1932) S. 121 u. 135 . . . . .	107
— s. R. H. FOWLER . . . . .	111
NUSBAUM, G. W.: s. F. WENNER . . . . .	308
OHM, G. S.: Gesammelte Abhandlungen. Leipzig: Barth 1892 . . . . .	299
OROWAN, E.: Die Zugfestigkeit von Glimmer und das Problem der technischen Festigkeit. Z. Phys. Bd. 82 (1933) S. 235 . . . . .	80
OTTO, R.: Das Rauschen von Mikrofonen. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 187 . . . . .	160
OWEN, D.: (1) The laws of variation of resistance with voltage at a rectifying contact of two solid conductors, with application to the electric wave detector. Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 28 (1916) S. 173 . . . . .	306
— (2) The influence of the time element on the resistance of a solid rectifying contact. Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 29 (1916) S. 33 . . . . .	306
PANZERBIETER, H.: (1) Nichtsignierte Einleitung zum Dokument Nr. 15. CCIF 1937/38. Transmission . . . . .	158
— (2) Stand der Entwicklung von Mikrofonen und Telefonen für Teilnehmerapparate. Europ. Fernsprechdienst 1938 Heft 48 S. 105 . . . . .	157...159
— s. J. JAKOBY . . . . .	156
PEARSON, G. L.: (1) The formation of metallic bridges between separated contacts. Phys. Rev. Bd. 51 (1937) S. 1015 . . . . .	118
— (2) The formation of metallic bridges between separated contacts. Phys. Rev. Bd. 56 (1939) S. 471 . . . . .	118
— s. C. J. CHRISTENSEN . . . . .	80, 160
PÆDENSEN, P. O.: (1) Undersøgelser vedrørende Mikrofoner og mikrofoniske Kontakter. Elektroteknikeren Sept./Okt. 1914 . . . . .	307
— (2) Des microphones et des contacts microphoniques. La lumière électrique Bd. 32 (1916) S. 281; Bd. 33 (1916) S. 17 . . . . .	307
— (3) On microphones and microphonic contacts. Electrician Bd. 76 (1916) S. 589 u. 625 . . . . .	307
PIERLS, R.: Elektronentheorie der Metalle. Ergebn. exakt. Naturwiss. Bd. 11 S. 264. Berlin: Julius Springer 1932 . . . . .	109
PILLING, N. B., u. R. E. BEDWORTH: The oxidation of metals at high temperatures. J. Inst. Met. Bd. 29 (1923) S. 529 . . . . .	88...91, 269
PLESSE, H.: Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen. Ann. Phys. Bd. 22 (1935) S. 473 . . . . .	219
POGGENDORFF, J. C.: erwähnt . . . . .	300
POWELL, R. W., u. F. H. SCHOFIELD: The thermal and electric conductivities of carbon and graphite to high temperatures. Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 51 (1939) S. 153 . . . . .	44
PRANDTL, L.: Ein Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper. Z. angew. Math. Mech. Bd. 8 (1928) S. 85 . . . . .	189
PRESTON, G. D., u. L. L. BIRCUMSHAW: (1) Studies on the oxidation of metals. Part. II. Copper, brass, aluminium-brass, aluminium-bronze, magnesium and some magnesium alloys. Phil. Mag. Bd. 20 (1935) S. 706 . . . . .	89, 90
— (2) Studies on the oxidation of metals. Part. IV. The oxide film on aluminium. Phil. Mag Bd. 22 (1936) S. 654 . . . . .	92
PRICE, L. E.: s. T. P. HOAR . . . . .	86
PRIESTLY, J.: (1) The history and present state of electricity. London 1767; 2. verm. Aufl. London 1769 . . . . .	299

- PRIESTLY, J.: (2) Geschichte und gegenwärtiger Zustand der Elektrizität nebst eigentümlichen Versuchen. Übersetzt von J. G. KRÜNITZ. Berlin: Lange 1772. . . . . 299
- PYE, D. R.: Metallurgy and the aero-engine. Gesammelte Vorträge der Hauptversammlung der Lilienthal-Gesellschaft für Luftfahrtforschung, S. 87. Berlin 1938 . . . . . 184
- RAPS, A.: Eine neue Konstruktion von Rheostaten der Firma Siemens & Halske. ETZ Bd. 17 (1896) S. 100 . . . . . 300
- RECHE, K.: (1) Fortschritte der Relaisentwicklung. ETZ Bd. 60 (1939) S. 753 . . . . . 273
- (2) Die Kontaktstoffe der Fernmeldetechnik. VDE-Fachberichte Bd. 11 (1939) S. 11 . . . . . 217
- REDDEMANN, H.: Wärmeleitvermögen; Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl und Thermokraft von Quecksilbereinkristallen. Ann. Phys. Bd. 14 (1932) S. 139 . . . . . 285
- REINKOBER, O.: Die Zerreißfestigkeit dünner Quarzfäden. Phys. Z. Bd. 22 (1931) S. 243 . . . . . 80, 118
- REIS, Ph.: erwähnt . . . . . 302
- REYNOLDS, O.: Papers on mechan. and phys. subjects Bd. 2. Cambr. univ. press 1901 . . . . . 177
- erwähnt . . . . . 166
- RICHTER, R.: (1) Untersuchungen über die Größe und Beständigkeit von Kontaktverbindungen unter besonderer Berücksichtigung des Aluminiums. ETZ Bd. 41 (1920) S. 345, 368, 386, 409, 433 u. 448 . . . . 145
- u. G. SCHADE: (2) Untersuchungen über die Beständigkeit von Kontaktverbindungen unter besonderer Berücksichtigung von Aluminium. ETZ Bd. 59 (1938) S. 1321 . . . . . 145
- RIDEAL, E. K.: s. J. J. BIKERMANN . . . . . 181
- RIDLER, K. E. W.: s. F. P. BOWDEN (1) . . . . . 176
- RIEMANN-WEBER-FRANK-v. MISES: Differentialgleichungen der Physik Bd. 2. Braunschweig: Vieweg u. Sohn 1927 . . . . . 49, 52
- RIESENFELD, E. H.: Lehrbuch der anorganischen Chemie. Wien: Deuticke 1939 . . . . . 269
- RIGHI, A., u. B. DESSAU: Die Telegraphie ohne Draht. Braunschweig: Vieweg u. Sohn 1903 . . . . . 305
- RINGER, R. L.: s. W. F. HESS (1) . . . . . 136
- ROBINSON, P. E.: Der elektrische Widerstand loser Kontakte und Resonanzversuche mit dem Kohärer. Ann. Phys. Bd. 11 (1903) S. 755 . . . . . 305
- ROHMANN, H.: (1) Elektrische Kontakte. Phys. Z. Bd. 21 (1920) S. 417 u. 699 . . . . . 138
- (2) Über den elektrischen Kontakt zwischen glühender und kalter Elektrode im Vakuum. Phys. Z. Bd. 34 (1925) S. 94 . . . . . 138
- ROMPE, R.: s. W. WEIZEL . . . . . 220, 222
- ROSSBACH, P., u. R. SEELIGER: Bemerkung über die sogenannte minimale Brennspannung. Z. Phys. Bd. 116 (1940) S. 68 . . . . . 224
- ROTHER, F., u. H. BOMKE: Über den Nachweis einer Grenzschicht in Kupferoxydul-Sperrschichtzellen. Z. Phys. Bd. 81 (1933) S. 771 . . . . 109
- ROTTGARDT, K.: Johnsen-Rahbek-Effekt. Z. techn. Phys. Bd. 2 (1924) S. 315 . . . . . 63
- ROTH, A.: Das Telephon und sein Werden. Berlin: Julius Springer 1927 . . . . . 302
- RÜDENBERG, R.: Elektrische Schaltvorgänge. Berlin: Julius Springer 1926 . . . . . 245

RUMP, W.: s. H. E. LINCKH . . . . .	282
RUSKA, E.: s. B. v. BORRIES . . . . .	111
SALINGER, H.: Beobachtungen am Kohlemikrophon. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 395 . . . . .	160
SAWILLE, W.: Atmite. Strowger J. Bd. 5 (1939) S. 17 . . . . .	236
SCHADE, G.: s. R. RICHTER (2) . . . . .	145
SCHAEFER, CL.: Einführung in die theoretische Physik. 3. Aufl., Bd. 2. Berlin: Gruyter 1929 . . . . .	64
SCHÄLCHLIN, W.: Der elektrische Übergangswiderstand von Kon- takten. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 15 (1924) S. 106 . . . . .	308
SCHLABACH, G.: Der heutige Standpunkt der Kohärerfrage. Phys. Z. Bd. 2 (1901) S. 383. . . . .	305
SCHMALTZ, G.: Technische Oberflächenkunde. Berlin: Julius Springer 1936 . . . . .	66, 71, 178, 187, 268
SCHMIDT, TH.: s. E. WAETZMANN (3) . . . . .	154
SCHÖN, M.: s. WEIZEL . . . . .	220, 222
SCHÖNE, O.: erwähnt . . . . .	300
SCHOFIELD, F. H.: s. R. W. POWELL . . . . .	44
SCHOON, TH.: Elektronenbeugung als Hilfsmittel zur Untersuchung metallischer Oberflächen. Metallwirtsch. Bd. 17 (1938) S. 203 . . . . .	184
SCHOTTKY, W.: (1) Über kalte und warme Elektronenentladungen. Z. Phys. Bd. 14 (1923) S. 63 . . . . .	111, 219
— u. F. WAIBEL: (2) Die Elektronenleitung des Kupferoxyduls. Phys. Z. Bd. 34 (1933) S. 858 . . . . .	101, 107
— (3) Statistik und Thermodynamik der Unordnungszustände in Kristallen, insbesondere bei geringer Fehlordnung. Z. Elektro- chem. Bd. 45 (1939) S. 33 . . . . .	109, 112
— (4) Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleich- richter. Z. Phys. Bd. 113 (1939) S. 367 . . . . .	112
— u. E. SPENKE: (5) Zur quantitativen Durchführung der Raum- ladungs- und Randschichttheorie der Kristallgleichrichter. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 18/3 (1939) S. 225 . . . . .	112
— (6) Artikel „Elektronenbefreiung“ in: Das freie Elektron in Physik und Technik. Herausgegeben von C. RAMSAUER. Berlin: Julius Springer 1940 . . . . .	110, 112
— (7) Abweichungen vom Ohmschen Gesetz in Halbleitern. Z. techn. Phys. Bd. 21 (1940) S. 322 . . . . .	112
— erwähnt . . . . .	86, 87
— s. B. GUDDEN (1), (2)	
SCHRÖTER, F.: Zur Physik des Schleifkontaktes. II. Arch. Elektro- techn. Bd. 25 (1931) S. 489 . . . . .	171, 173
— erwähnt . . . . .	206
SCHUBERT, G.: Grundlegendes zu Untersuchungen an Mikrophononen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1927) S. 139 . . . . .	159
SCHÜTZA, H.: Oberflächenoxyde auf Edelmetallen. Umschau Bd. 43 (1939) S. 1061 . . . . .	85
SCHULZE, O.: erwähnt . . . . .	301
SCHUMANN, W. O.: Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen. Berlin: Julius Springer 1923 . . . . .	232
SCHWEIGGER, J. S. C.: Zusätze zu Oersteds elektromagnetischen Versuchen. Neues J. Chem. Phys. Bd. 1 (1821) S. 1 . . . . .	299
SEEBECK, TH.: Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperaturdifferenz. Abh. Berl. Akad. Wiss. 1822/23 . . . . .	299

- SEELIGER, R.: (1) Die Bogenentladung. Handbuch der Experimentalphysik Bd. 13/3. 4. Teil. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1929 . . . 217, 223  
 — (2) Physik der Gasentladungen. Leipzig: Barth 1934 . . . . . 217, 219  
 — (3) Kapitel über Elektrizitätsleitung in festen Körpern. Angewandte Atomphysik. Berlin: Julius Springer 1938 . . . . . 107  
 — s. P. ROSSBACH . . . . . 224  
 SIEMENS, W.: Vorschlag eines reproducirbaren Widerstandsmaasses. Poggendorffs Ann. Bd. 110 (1860) S. 1 . . . . . 300, 301  
 SKAUPY, F., u. O. KANTOROWICZ: Die elektrische Leitfähigkeit pulverförmiger Metalle unter Druck. Metallwirtsch. Bd. 10 (1931) S. 45 . . . . . 161  
 SLABY, A.: erwähnt . . . . . 304  
 SLEPIAN, J.: (1) Temperature of a contact and related current interruption problems. J. Amer. Inst. electr. Engrs. Bd. 45 (1926) S. 930 . . . . . 307  
 — (2) Theory of current transference at the cathode of an arc. Phys. Rev. Bd. 27 (1926) S. 407 . . . . . 220  
 — (3) Theory of the Deion circuit breaker. J. Amer. Inst. electr. Engrs. Bd. 48 (1929) S. 93 . . . . . 216  
 — u. C. L. DENAULT (4): The expulsion fuse. Trans. Amer. Inst. electr. Engrs. Bd. 51 (1932) S. 157 . . . . . 237  
 SMEKAL, A.: Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit. Naturwiss. Bd. 10 (1922) S. 799 . . . . . 80  
 SOMMERFELD, A., u. H. BETHE: Elektronentheorie der Metalle. Handbuch der Physik von GEIGER und SCHEEL, 2. Aufl. Bd. 24/2. Berlin: Julius Springer 1933 . . . . . 29, 30, 103, 111  
 — erwähnt . . . . . 166  
 SORENSEN, R. W., u. H. E. MENDENHALL: Vacuum switching experiments at california institute of technology. J. Amer. Inst. electr. Engrs. Bd. 45 (1926) S. 1203 . . . . . 230  
 SPENKE, E.: s. W. SCHOTTKY (5) . . . . . 112  
 STAHL, W.: erwähnt . . . . . 269  
 STEENBECK, M.: Über den zeitlichen Verlauf der Zündung einer Glimmentladung. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 9/1 (1930) S. 42 . . . . . 231  
 — erwähnt . . . . . 259, 274  
 — s. A. v. ENGEL (2) . . . . . 217, 222, 223  
 STEINHEIL, A.: Struktur und Wachstum dünner Oberflächenschichten auf Metallen bei Oxydation an Luft. Ann. Phys. Bd. 19 (1934) S. 465 . . . . . 92  
 STEINHEIL, C. A.: erwähnt . . . . . 301  
 STERN, T. E., B. S. GOSSLING u. R. H. FOWLER: Further studies in the emission of electrons from cold metals. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 124 (1929) S. 699 . . . . . 111  
 STILES, W. S.: s. L. J. COLLIER . . . . . 44, 45  
 STÖRMER, R.: (1) Eine Methode zur Messung der Wärmeleitfähigkeit und des Temperaturkoeffizienten der Wärmeleitfähigkeit elektrisch leitender Körper. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 13/1 (1934) S. 30 . . . . . 43  
 — (2) Die Induktivität eines Siebkontaktes. Wiss. Veröff. Siemens-Werk Bd. 18/2 (1939) S. 165 . . . . . 57  
 — erwähnt . . . . . 122, 193, 198  
 — s. R. HOLM (10), (11), (13), (17), (19)  
 STOLT, H.: (1) Über die Existenz des Lichtbogens bei nichtglühender Kathode. Z. Phys. Bd. 26 (1924) S. 95 . . . . . 221  
 — (2) Über die Temperaturverhältnisse der kathodischen Ansatzfläche eines Lichtbogens. Z. Phys. Bd. 31 (1925) S. 240 . . . . . 221

- STOLT, H.: (3) Über den im radialen Magnetfeld rotierenden Lichtbogen und über die Temperaturverhältnisse auf der Kathode eines Lichtbogens. Diss. Uppsala 1925 . . . . . 221
- STONE, W.: Some phenomena of the contact of solids. Phil. Mag. Bd. 9 (1930) S. 610 . . . . . 132
- STRECKER, K.: Kurbelrheostat für Meßzwecke. ETZ Bd. 17 (1896) S. 98 . . . . . 300
- STREINTZ, F., u. A. WESELY: Über den Widerstand zwischen zwei ebenen, sich berührenden Metallplatten. Phys. Z. Bd. 14 (1913) S. 489 . . . . . 306
- STRIGEL, R.: (1) Zur Frage der Materialabhängigkeit des Entladeverzuges im homogenen elektrischen Felde in Luft von Atmosphärendruck. Arch. Elektrotechn. Bd. 27 (1933) S. 137  
— (2) Elektrische Stoßfestigkeit. Berlin: Julius Springer 1939 . . . . . 231
- STRÖMBERG, R.: Adsorptionsmessungen mit einer verbesserten Mikrowaage. Kgl. Svenska vet. Akad. Handlingar Stockholm Bd. 6 Nr. 2 (1928) — siehe auch: Phys. Ber. Bd. 11 (1930) S. 602 . . . . . 138
- STROH, A.: (1) On the adhesion of metals produced by currents of electricity. J. Soc. teleg. Engrs. Bd. 9 (1880) S. 182 . . . . . 304  
— (2) Diskussionsbemerkung. J. Soc. teleg. Engrs. Bd. 12 (1883) S. 209 . . . . . 151
- STUDER, F. J.: Contact resistance in spot welding. Suppl. Welding J. (Okt.) 1939 S. 374 . . . . . 136
- SUITS, C. G.: Arcing phenomena in mercury switches. Gen. Electr. Rev. Bd. 43 (1940) S. 120 . . . . . 297, 298
- SUNDORPH, TH.: (1) Über die Ursache zu den Veränderungen der Leitungsfähigkeit eines Metallpulvers. Wiedemanns Ann. Bd. 68 (1899) S. 594 . . . . . 118, 305  
— (2) Über die Bildung leitender Brücken an der Stelle, wo ein Strom von geringer Spannung unterbrochen wird. Ann. Phys. Bd. 10 (1903) S. 198 . . . . . 119
- SZÉKELY, ANGELIKA: Über die Art des Elektrizitätsüberganges zwischen Metallen, die sich lose berühren. Z. Phys. Bd. 22 (1924) S. 54 . . . . . 119
- TABOR, D.: s. F. P. BOWDEN (7) u. (8)
- TAMMANN, G.: (1) Über Anlauffarben von Metallen. Z. anorg. Chem. Bd. 111 (1920) S. 78 . . . . . 85  
— u. W. KÖSTER: (2) Die Geschwindigkeit der Einwirkung von O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S u. Halogenen auf Metalle. Z. anorg. allg. Chem. Bd. 123 (1922) S. 196 . . . . . 85  
— u. H. BOCHOW: (3) Vergleich der Oxydschichtdicke, bestimmt durch Anlauffarben und durch Wägung. Z. anorg. allg. Chem. Bd. 169 (1928) S. 42 . . . . . 85
- TAYLOR, W. G. A.: s. L. J. COLLIER . . . . . 44, 45
- THIEDE, H.: s. ERWIN MEYER . . . . . 160
- THOMAS, U. B.: s. W. E. CAMPBELL (1) u. (2)
- THOMPSON, SILV. P.: Diskussionsbemerkung. J. Soc. teleg. Engrs. Bd. 12 (1883) S. 216 . . . . . 151, 303
- THOMSON, G. P., u. W. COCHRANE: Theory and practice of electron diffraction. London: Macmillan & Co. 1939 . . . . . 170, 179
- THOMSON, W.: On the measurement of electric resistance. Phil. Mag. Bd. 24 (1862) S. 149. . . . . 300
- TOBY, H.: (1) Über die Vorgänge am System Halbleiter-Leiter (unter besonderer Berücksichtigung der Feuchtigkeitsverhältnisse). Diss. Berlin 1928 . . . . . 63  
— (2) Über die Vorgänge am System Halbleiter-Leiter (unter besonderer Berücksichtigung der Feuchtigkeitsverhältnisse). Ann. Phys. Bd. 86 (1928) S. 353. . . . . 63

- TOMLINSON, G. A.: A molecular theory of friction. *Phil. Mag.*  
Bd. 7 (1929) S. 905 . . . . . 189
- TRILLAT, J. J.: Moderne Anschauungen über die Reibung. *Metall-*  
*wirtsch.* Bd. 7 (1928) S. 101 . . . . . 178
- TROWBRIDGE, A.: erwähnt . . . . . 305
- TUBANDT, C.: Über einseitige Ionen- und gemischte Stromleitung  
in Kristallen. *Z. Elektrochem.* Bd. 26 (1920) S. 358 . . . . . 119
- ÜBERSCHUSS, A.: s. G. KRETSCHMER (1) . . . . . 159
- UNGER, F.: Die Belastbarkeit von Stromwendern. *ETZ* Bd. 58  
(1937) S. 153 . . . . . 308
- VERWEY, E. I. W.: Electrolytic conduction of a solid insulator at  
high fields. *Physica* Bd. 2 (1935) S. 1059 . . . . . 87
- VIHMANN, H.: (1) Klemmverbindungen von elektrischen Leitungen  
aus Leichtmetallitze. *Jb. dtsh. Luftf.-Forschg. Teil III* (1938) S. 24 . . . . 145  
— (2) Leitungen-, Klemmen- und Funkenstörung im Flugzeug.  
*VDE-Fach.-Ber.* Bd. 11 (1939) S. 70 . . . . . 145
- VIEWEG, V.: Stand der Forschung über Schmierfähigkeit. *Öl u.*  
*Kohle* Bd. 2 (1934) S. 494 . . . . . 166, 183  
— erwähnt . . . . . 178
- VOGELPOHL, G.: (1) Die physikalische Natur der Bewegungswider-  
stände von Eisenbahnfahrzeugen. *Z. VDI* Bd. 79 (1935) S. 851  
— (2) Zur Klärung des Gleitreibungsvorganges. *Öl u. Kohle* Bd. 37  
(1939) S. 720 . . . . . 169  
— (3) Die geschichtliche Entwicklung unseres Wissens über Rei-  
bung und Schmierung. *Öl u. Kohle* Bd. 40 (1940) S. 89 u. 129 . . . . 165
- VOIGT, W.: Über ein von Herrn Fr. Kohlrausch aufgestelltes  
Problem der Wärmelehre. *Göttinger Nachr.* 1899 S. 228 . . . . . 30
- WAETZMANN, E., u. G. KRETSCHMER: (1) Untersuchungen an  
Kohlemikrofonen. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 13 (1936) S. 149 . . . . 159  
— u. O. GIGLING: (2) Widerstands- und Aussteuerungsmessungen an  
Kohlemikrofonen. *Akust. Z.* Bd. 3 (1938) S. 169 . . . . . 158, 159  
— u. TH. SCHMIDT: (3) Oberflächenschichten an Kohle- und  
Graphitrieß. *Akust. Z.* Bd. 3 (1938) S. 176 . . . . . 154
- WAGNER, C.: (1) Beitrag zur Theorie des Anlaufvorganges. *Z. phys.*  
*Chem.* Bd. 21 (1933) S. 25 . . . . . 86  
— (2) Beitrag zur Theorie des Anlaufvorganges. II. *Z. phys. Chem.*  
Bd. 32 (1936) S. 447 . . . . . 86  
— (3) Elementarvorgänge bei der Bildung von Metalloxyd aus  
Metall und Sauerstoff sowie bei verwandten Reaktionen. *Z. angew.*  
*Chem.* Bd. 49 (1936) S. 735 . . . . . 88  
— u. K. GRÜNEWALD: (4) Beitrag zur Theorie des Anlaufvor-  
ganges. III. *Z. phys. Chem.* Bd. 40 (1938) S. 455 . . . . . 86, 91
- WAGNER, K. W.: (1) Durchschlagsfestigkeit von festen Isolierstoffen  
bei Gleich- und Wechselstrom. *Naturwiss.* Bd. 21 (1933) S. 194 . . . . 124  
— (2) Operatorenrechnung, nebst Anwendungen in Physik und  
Technik. Leipzig: Barth 1940 . . . . . 248
- WAIBEL, F.: Die elektrische Leitfähigkeit des Kupferoxyduls in Ab-  
hängigkeit von der Wärmebehandlung. *Wiss. Veröff. Siemens-*  
*Werk* Bd. 10/4 (1931) S. 65 . . . . . 101  
— s. W. SCHOTTKY (2) . . . . . 101, 107
- WALLOT, J.: Einführung in die Theorie der Schwachstromtechnik.  
Berlin: Julius Springer 1940 . . . . . 157
- WANGER, W.: Die Erwärmung von Kontakten in Hochleistungsschal-  
tern durch Kurzschlußströme. *Schweiz. Bull.* Bd. 25 (1934) S. 432 . . . . 50

- WATSON, H. E., u. A. S. MENON: The electrical conductivity of thin oil films. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 123 (1929) S. 185 . . . . . 180
- WEHRLI, M.: Die Vorgänge an der Kathode einer Gasentladung. Die Vorgänge an der Kathode beim Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung. Helv. phys. Acta Bd. 1 (1928) S. 247 u. 323 . . . . . 219
- WEISS, P.: Note sur les propriétés des contacts imparfaits. J. Phys. Bd. 5 (1906) S. 462 . . . . . 305
- WEIZEL, W., R. ROMPE u. M. SCHÖN: Zur Theorie der kathodischen Entladungsteile eines Lichtbogens. Z. Phys. Bd. 115 (1940) S. 179 . . . 220, 222
- WENNER, F., G. W. NUSBAUM u. B. C. CRUICKSHANKS: Note on the electric resistance of contacts between nuts and bolts. Bur. Stand. J. Res. Bd. 5 (1930) S. 757 . . . . . 308
- WENT, J. J.: (1) Adsorptionerscheinungen bei Metallkontakten. Philips techn. Rdsch. Bd. 5 (1940) S. 245 . . . . . 84, 97, 98, 106  
— (2) Adsorption phenomena on massive metal surfaces measured by means of electrical contact resistances. Physica Bd. 8 (1941) S. 233 84, 97, 98, 106
- WESELY, A.: s. F. STREINTZ . . . . . 306
- WHITMORE, E. J.: s. G. I. FINCH . . . . . 170
- WIETLISBACH-ZACHARIAS: Handbuch der Telephonie. Wien u. Leipzig: Hartleben 1910 . . . . . 303
- WILLIAMS, H.: Contacts suitable for instruments. J. sci. Instrum. Bd. 11 (1934) S. 273 . . . . . 217, 308
- WILSON, A. H.: (1) The theory of electronic semi-conductors. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 133 (1931) S. 458 . . . . . 107  
— (2) The theory of electronic semi-conductors II. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 134 (1931) S. 277 . . . . . 107  
— (3) The internal photoelectric effect in crystals. Nature Bd. 130 (1932) S. 913 . . . . . 107
- WINTER, A.: s. A. GÜNTHERSCHULZE (9) . . . . . 222
- WINTERBOTTOM, A. B.: Polarimetric studies of oxide film formation on metals. Nature Bd. 140 (1937) S. 364 . . . . . 90
- WIRTZ, K.: Querschnittsabhängigkeit der Zerreifestigkeit homogener Glasstäbe. Z. Phys. Bd. 93 (1935) S. 292 . . . . . 80
- WÖHLER, L.: erwähnt . . . . . 269
- WOLF, K. L.: Molekularphysikalische Probleme der Schmierung. Z. VDI Bd. 83 (1939) S. 781 . . . . . 178
- WOOG, P.: (1) Contribution a l'étude du graissage. Onctuosité. Influences moléculaires. Paris: Librairie Delagrave 1926 . . . . . 178, 187  
— (Übersicht auf Deutsch von P. CUYPERS): (2) Die Bedeutung der molekularen Oberflächenerscheinungen für die Reibungsverminderung in den Fällen der unvollkommenen Schmierung. Der Ölmarkt Bd. 9 (1927) S. 153 u. 166 . . . . . 178
- WRANA, J.: s. O. ZDRALEK . . . . . 240
- WRIGHT, R. H., u. M. J. MARSHALL: The effect of adsorbed gas on the contact resistance of carbon. Trans. Amer. Electrochem. Soc. Bd. 54 (1928) S. 149 . . . . . 100
- WUNDERLICH, F.: Die Reiboxydation. Vortragsheft Reibung und Verschleiß, S. 87ff. Berlin: VDI-Verlag 1939 . . . . . 268
- WYANT, R. A.: s. W. F. HESS (2) . . . . . 136
- ZDRALEK, O., u. J. WRANA: Schweißung von Drähten mittels Kondensatorentladung. ETZ Bd. 56 (1935) S. 579 . . . . . 240
- ZELINSKAJA, T.: s. K. ABLESOWA . . . . . 90
- ZENER, C.: A theory of the electric breakdown of solid dielectrics. Proc. roy. Soc., Lond. A Bd. 145 (1934) S. 523 . . . . . 114

## Sachverzeichnis.

- Abhebekontakt 214.  
—, Oxydation 268, 270 (Tafel).  
Abreibbogen, Oszillogramm 224.  
Abstoßung, elektrodynamische 60, 129.  
Adsorption, aktivierte 84.  
Äquipotentialflächen 3.  
—, Abb. 3, 10, 16.  
 $\alpha$ -Fläche 8, 19, 61, 74.  
—, Ausbildung 77f., 79.  
—, elastische Verformung 65.  
—, Größe und Anzahl 83.  
—, Messung 71.  
—, plastische Verformung 66.  
Aluminium, Anlaufschrift 92.  
—, *RP*-Linien 72.  
—, Schraubkontakt 145.  
—, Schweißen 137.  
—, Stoffwanderung 267.  
— -Kontakt 141.  
Anlaufschrift 8, 84f., 122f., 143.  
—,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  87f., 92.  
—,  $\text{Cu}_2\text{O}$  87f.  
—,  $\text{NiO}$  87f., 89f.  
—, *RU*-Linie 116.  
—, Stromdichte 110f., 113f.  
Anziehung, elektrostatische 61f.  
Atmen des Kontaktes 141, 145f., 150.  
Atomhaut 85.  
Ausgangsfläche *S* 23f., 27.  
—, unsymmetrischer Kontakt 36.  
Ausschaltbogen, Bestimmung der  
Brenndauer mittels Widerstandsge-  
raden 222, 225.  
—, Brenndauer im induktiven Kreis  
244f.  
—, Brenndauer im Ohmschen Kreis  
242f.  
—, Brenndauer 244 (Tafel).  
Ausschalten 214.  
— bei Löschkreis mit Abreibbogen  
251f.  
— — —, funkenlos 248f.  
Ausschaltkontakt, Stoffwanderungs-  
messungen 276.  
Ausschaltstrom, Verlauf 246.  
Ausschaltvorgang und Leitungskapazi-  
tät 246f.
- Austrittsarbeit 102f., 183, 219.  
—, Metall-Halbleiter 109f.
- Beilby-Schicht 131, 177.  
Beiwerte-Tafel der Kontaktstoffe 310f.  
Berührung, siehe Kontakt.  
Berührungsfläche, siehe auch Kontakt-  
fläche.  
—, scheinbare 2, 8f., 19.  
—, wirkliche, tragende 2f.  
Bildkraft 110f., 219.  
Blei, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
—, Stoffwanderung 267.  
Bogen siehe Lichtbogen.  
Bogendauer, siehe Ausschalt- bzw. Ein-  
schaltbogen 225.  
— bei Löschkreis 253f.  
Bogenentladung 218.  
Bogenlöschung 234f.  
Bogenschwächung 234f.  
Bronze 93, 310.  
—, Anlaufschrift 143.  
—, Feinwanderung 282.  
Brücke, metallisch 117f.  
Brünierungsschicht 6, 141, 195f.  
Bürstenfunken, Oszillogramme 211.
- Charakteristik, siehe *UI*-Kennlinie.  
Coulombs Reibungsregel 83, 188.
- Defektelektronen 109.  
Defektleitung 111.  
—,  $\text{Cu}_2\text{O}$  109.  
De-Ion-Schalter 216.  
Dichte 310.  
Diffusion im Schalterfunken 258.  
Druck 2, 66.  
Druckhärte 66.  
Druckkraft 153f., siehe Bezeichnungs-  
liste.  
Durchbruch 231, 234, 249, 292.  
Durchbruchsspannung 232, 233 (Gl.).  
Durchschlag 6, 115.  
Durchtrittswahrscheinlichkeit 104.  
Dynamische *RU*-Linie 193, 197.
- Eindrucksfläche 68, 180.  
Einschaltbogen, Brenndauer 237f.

- Einschalten 214.  
 Einschaltkontakt, Strofwwanderungs-  
   messungen 275.  
 Einschaltstrom, Verlauf 239.  
 Eisen, Anlaufschicht 143.  
 —, Schweißen 137.  
 —, Stromabnehmer 214.  
 —, Verschleiß 203f.  
 Elastizität 65, 96, 310.  
 Elektronenleitung 107f.  
 Endfläche 4, 28f., 150.  
 Endflächentemperatur 28, 33.  
 Engespannung 10f.  
 Engewiderstand 2f., 7f.  
 —, doppelseitiger 21.  
 —, elliptische Kontaktfläche 14.  
 —, gestörter 20.  
 — und Kapazitätsproblem 13.  
 —, kreisförmige Kontaktfläche 15f.  
 — parallel geschalteter  $\alpha$ -Flächen 19f.  
 — in Reihe mit Hautwiderstand 17f.  
 —, tiefe Temperatur 96.  
 —, unvollständig 76.  
 —, vereinfachtes Strom-Enge-Modell 4,  
   14.  
 —, vollständig 75f.  
 Engewiderstände, Berechnung 11f.  
 Entfestigung 40f., 64.  
 Entfestigungsabfall 40.  
 Entfestigungsspannung 43 (Tafel), 310.  
 Entfestigungstemperatur 43 (Tafel), 134,  
   310.  
 Entfrittung 126.  
 Epilamen 7.  
 —, Ausbildung 180.  
 —, Definition 178.  
 —, Dicke XI, 183.  
 —, Festigkeit 178, 181.  
 —, Leitfähigkeit 179, 182.  
 Epilamenreibung 178f.  
 —, Theorie XI, 179, 183.  
 —, typische 180.  
 Erholung 64.  
 Erwärmung im Strom-Engegebiet, Ver-  
   lauf 49f.  
 Erweichung 40.  
 Expansionschalter 215.  
  
 Feinwanderung 216, 255f., 278f.  
 —, Erklärung 286f.  
 —, Formeln 280.  
 —, Physik der 284f.  
 —, Stiftbildung 291.  
 —, Volumenmessung 279f.  
  
 Feinwanderungsbrücke 284f.  
 Feinwanderungsmessungen 281f. (Tafeln)  
 Fermi-Pegel 110, 219.  
 — -Verteilung, Grenzenergie 111.  
 Fließen siehe Verformung, plastische.  
 Flüssigkeitsschalter 215.  
 Flußrichtung 113.  
 Formänderung 69.  
 Formfaktor 17, 20.  
 Formierung 67f., 193f.  
 Formierungstemperatur 67f.  
 Fowler-Nordheim-Effekt 110f., 114, 119.  
 Fremdhaut 6, 10, 78.  
 Fremdschicht siehe auch Fremdhaut.  
 — 71, 133, 139, 143.  
 — auf Kohle 100.  
 Fremdschichten, dicke 106.  
 —, dünnste 94.  
 Frittbrücke 6, 121f., 142, 195.  
 —, metallisch 117f.  
 Fritter 304.  
 Frittfeldstärke 6, 125.  
 Frittschlußspannung 117f., 195, 306.  
 —, Tafel 119.  
 Frittspannung 6, 115f.  
 Frittung 6f., 115f., 142.  
 —, Aufhebung der, siehe Entfrittung.  
 —, Brückentheorie der 118.  
 — im Bürstenkontakt 126.  
 —, Diagramm 120.  
 —, Tafel 123.  
 Funkende Bürste, Verschleißtafel 212f.  
  
 Geschichte der Kontaktlehre 298f.  
 Glas 184f.  
 Gleichrichtung 112f., 116.  
 Gleichstromschalter, große Leistung  
   216f.  
 Gleitkontakt, siehe Schleifkontakt.  
 Glimmentladung 218.  
 —, Brennspannung 232.  
 —, Ziehen 232.  
 —, Zündspannung 232.  
 —, Zündung 231.  
 Gold, Feinwanderung 281f.  
 —, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
 — -Kontakt,  $RU$ -Linie 41.  
 —, Lichtbogen 226, 244, 275.  
 —, Stoffwanderung 267, 275.  
 —, Wasserhaut 138.  
 Graphit, siehe auch Kohle.  
 — -Gleitkontakt 169.  
 — -Kupfer-Kontakt 49.  
 —, Schmierfähigkeit 169f.

- Grenzbedingungen 24.  
 Grenzreibung 182.  
 Grobwanderung 255f., 276f.  
 —, Beiwertetafel 277.
- Härte 2, 66f., 96, 310.  
 —, abhängig von Kontaktdauer 67f.  
 Härtemessung 96.  
 Haften 118.  
 — im Kontakt 41.  
 — der Kontakte 130f.  
 —, Zweimetallkontakt 134.  
 Haftfähigkeit 94.  
 Haftkraft 131f., 141.  
 Haftspannung und Entfestigungsspannung 133.  
 Haftspannungen 133 (Tafel).  
 Haftstellen 77.  
 Halbleiter 106.  
 —, Leitfähigkeit 107f.  
 Hautspannung 10.  
 Hautwiderstand 2f., 7, 9f., 73.  
 —  $\sigma$  94.  
 —  $\sigma$ , Formel XI, 102.  
 —  $\sigma$  und Hautdicke 103.  
 —  $\sigma$  und Temperaturunabhängigkeit 105.  
 —  $\sigma$ , tiefe Temperatur 97.  
 Hertz-Fläche 67, 71.  
 Hertz-Formeln 65.
- Induktivität einer Strommenge 57.  
 Ionenplatzwechsel 117.
- Johnsen-Rahbek-Effekt 63.
- Kaltverfestigung 40, 63.  
 Kathodenfall 218f.  
 Kathodenerstäubung 263f.  
 Klemmen 140.  
 Klemmschraube 143f., 145, 300 (Tafel).  
 Klirrfaktor 158.  
 Kohärer 304.  
 Kohle,  $a$ -Fläche 79, 83.  
 —, Fremdschicht auf 100.  
 —, Lichtbogen 227.  
 —, Mikrophon 154.  
 —,  $R$  ( $\theta$ ) 35.  
 —, reversible  $RP$ -Linien, Abb. 79, 154f.  
 —,  $RP$ -Linien 72, 79.  
 —,  $RU$ -Linie 44f., 127f.  
 —, Schleifkontakt 190f., 191f.  
 —, Schmierfähigkeit 169.  
 —, Stromabnehmer 214.  
 —, Temperaturverteilung 49.
- Kohle, Verschleiß 203f.  
 Kohledruckwiderstände 298.  
 Kohlekörnermikrophon 150.  
 Kohlekontakt,  $RP$ -Linien 79f., 154f.  
 —,  $RU$ -Linie 44f., 127f.  
 Kohlekurven 73.  
 Kontakt, metallisch, quasimetallisch, über Fremdschicht 2, 8.  
 —, abhebender 6.  
 —, Bezeichnungen 38.  
 —, Dimensionierung 146f.  
 —, gekreuzte Drähte 61.  
 —, gekreuzte Stäbe 37f., 65, 70.  
 —, gleitender 6f.  
 —, Kugel-Platte 66.  
 —, metallisch 22.  
 —, Metallplatten- 75.  
 —, Metallstäbe 37f., 61, 65, 70, 74, 123.  
 —, Platten- 62, 67.  
 —, Stab- 62.  
 —, umgeben von Flüssigkeit 39.  
 —, umgeben von Gas 139.  
 —, vorbelasteter 77.  
 Kontakte, Güte 143 (Tafel).  
 —, Klemm- 140, 143f., 145 (Tafel).  
 —, Konstruktion praktischer 217.  
 —, mit Öl geschmiert 142, 301.  
 —, praktische, ruhende 139f.  
 —, Reinigen 146, 75, 97f., 142.  
 —, Schienen- 40, 146.  
 —, Temperaturgrenze 145.  
 Kontaktdruck 2, 66, 178.  
 — und Härte 67.  
 Kontaktfläche, siehe auch Berührungsfläche.  
 — über Fremdschicht 8f.  
 —, Größe 81.  
 —, metallisch 8f.  
 —, plastisch beansprucht 38.  
 —, quasimetallisch 8.  
 Kontaktglied 7f.  
 Kontaktlast 2, 8, 72f.; siehe auch Widerstand-Kontaktlast-Diagramm.  
 Kontaktlehre, Geschichte der 298f.  
 — und Mikrophontheorie 152.  
 Kontaktmikrophon 302.  
 Kontaktspannung 9f., 29.  
 Kontaktstoffe, Beiwertetafel 310f.  
 — und Stiftbildung 292 (Tafel).  
 Kontaktstoffwahl, hinsichtlich Grobwanderung 278.  
 Kontakttemperatur  $\vartheta_0$  4f., 29, 38f., 46f., 176; siehe auch Übertemperatur, maximale.

- Kontaktwiderstand 1, 3, 7f., 299f.  
 —, ausgeglühter Kontakt 97.  
 —, Begriff 299f.  
 —, gekreuzte Stäbe 43, 70.  
 — und Kontaklast 70, 73f.  
 —, kleine Kontaklast 78f.  
 — und Kontaklast, Diagramm 72.  
 —, Meßanordnung 37f.  
 — und Stromwärme 33f.  
 — — —, Gleichung 35.  
 — — —, Halbleiter 37.  
 — — —, unsymmetrischer Kontakt 36.  
 — und Kontaktdauer 68.  
 Korrektionsgröße  $R_{ab}^0$  11, 38.  
 Kreuzdrahtkontakt 37f.  
 Kreuzdrahtversuche 180.  
 Kupfer,  $a$ -Fläche 83.  
 —, Anlaufschrift 90f., 113f., 123f., 143.  
 —, Frittung  $\text{Cu}_2\text{O}$  115f.  
 —, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
 —, Kontaktgüte 143.  
 —,  $R(t)$  68.  
 —,  $RP$ -Linien 72.  
 —,  $RU$ -Linie 39f., 45f.  
 —, Schraubkontakt 145.  
 —, Verschleiß 203f., 212f.  
 —, Temperaturverteilung 48f.  
 — Graphit-Kontakt, Temperaturverteilung 49.  
 Kupferkontakt 141.  
 —,  $RU$ -Linie berechnet 39f.  
 —, Temperaturverteilung 48.  
  
 Länglichkeit 17; siehe auch Formfaktor.  
 Lichtbogen 7.  
 —, kürzeste 222.  
 —, Mindestspannung 222.  
 —, Mindeststrom 220f.; siehe auch Mindeststrom.  
 —, Oxydation durch 269.  
 — als Schwingungserzeuger 221.  
 — in stark bewegter Luft 230.  
 —, Ziehen 231.  
 Lichtbogenschwingungen im Löschkreis 252f.  
 Löschkreis 235f., 248f., 280f., 292f.  
 Luftstauung unter Schleifbürste 205.  
  
 Magnesium 93, 310.  
 Messing 93 (Tafel), 143, 310.  
 Mikroieistungskontakt 217.  
 Mikroophon 150f., 303.  
 —, Messungen 160f.  
 —, Rauschen 159.  
  
 Mikroophon, „spontane“ Widerstandsschwankung 158.  
 —, Übertragungsmaß 157.  
 —, Vakuum- 154.  
 Mikroophonverstärkung, Resonanz 156f.  
 Mikroophonkreis-Typen 151f.  
 Mikroophontheorie 152.  
 Mindestspannung im Lichtbogen 222.  
 Mindeststrom und Feuchtigkeit 224.  
 — und Formierung 225.  
 — im Lichtbogen 220f.  
 Mischreibung 182.  
 Molekelhaut 7f., 85, 94.  
 Molybdän, Anlaufschrift 143.  
 —, Hautwiderstand  $\sigma$  97f.  
  
 Nachfließen 146.  
 Nickel, Anlaufschrift 89f., 123f., 143.  
 —, Feinwanderung 282.  
 —, Frittung  $\text{NiO}$  119f.  
 —, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
 —,  $RP$ -Linie 72, 77.  
 —,  $RU$ -Linie 41f., 127.  
 —, Schraubkontakt 145.  
 —, Stoffwanderung 262f.  
 Niederschlag 259.  
 Niveaubänder 107.  
 Normalelektroden 259f.  
 Normieren 69, 126.  
  
 Oberflächenerhöhungen 111.  
 Ölschalter 215.  
 Oxydation in Abhebekontakten 268f., 216f.  
 — durch Lichtbogen 269.  
 Oxydationsneigung von Werkstoffen XI, 100, 145, 270 (Tafel).  
  
 Parallelität der Potential- und Isothermflächen 24f.  
 Pauli-Regel 107.  
 Platin, Feinwanderung 281f.  
 —, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
 —, Lichtbogen 275f.  
 —,  $RP$ -Linie 72.  
 —,  $RU$ -Linie gemessen und berechnet 43.  
 —, Stoffwanderung 262, 275f.  
 —, Verschleiß 203.  
 —, Wasserhaut 138.  
 Platinkontakt im Vakuum 97.  
 Platzwechsel 64f.  
 Polieren, Tafel 176.  
 Potential-Temperaturbeziehung 4f.

- Potential-Temperaturbeziehung, Gleichung 27, 29.  
 — —, mathematische Behandlung 22f.  
 — —, unsymmetrischer Kontakt 25, 28, 31.  
 Potentialverlauf am Metallrande 110.  
 Prellen 271f., 294.  
 Prellvermeidung 272f.  
 Preßgasschalter 215.  
 Pulver, elektrische Leitung 162f.  
 Punktschweißen 135.
- Quecksilberschalter 296f.  
 Quermikrophon 158.
- Raumladung 112.  
 Reibung gegen Eis und Schnee 177.  
 —, Epilamen- 178f.  
 — bei Fremdschichten 177f.  
 —, Theorie der trockenen 188f.  
 —, trockene 171f., 184.  
 —, Wirkung zugelassener Gase 173.  
 Reibungsarbeit 181.  
 Reibungskraft XI, 165.  
 —, spezifische XI, 166, 181.  
 Reibungsmessungen XI, 185 (Tafel).  
 Reibungszillogramme 174f.  
 Reibungszahl 165.  
 Reinigen von Kontakten 75, 97f., 142, 146.  
 Rekristallisation 64.  
 Rekristallisationstemperatur 65.  
 Relais 142.  
 Rißbildung 140f.  
 Rohmann-Haut, Benennung hier nicht verwendet, weil die Haut vor Rohmann bekannt war; siehe Wasserhaut.  
 Rollreibung 189f.  
*RU*-Linie bei Anlaufschicht 126f.  
 —, Berechnung 39.  
 —, dynamische 197f.  
 —, reversibel 41f.  
 —, typische 39.  
 —, Theorie 33f.  
 —, unsymmetrischer Kontakt 45f.
- Sauerstoffhaut 106.  
 Silber, Anlaufschicht 123f., 143.  
 —, Feinwanderung 281f.  
 —, Lichtbogen 226, 244, 275.  
 —, *RP*-Linien 78.  
 —,  $R(t)$  und  $H(t)$  68.  
 —, Stoffwanderung 261f., 275f.
- Siliziumcarbid 163.  
 Sintermetall 134.  
 Schalterfunken, Diffusion im 258.  
 Schienen 140f.  
 Schienenkontakte 146f.; siehe auch Kontakte, Schienen.  
 Schleifkontakt 164.  
 Schleifkontakt, elektrische Leitung 190f.  
 —, Graphit-Graphit 190f.  
 —, Graphit-Metall 192.  
 —, *RP*-Linien 194f.  
 —, *RU*-Linien 193.  
 —, *RU*-Linie, dynamisch 193.  
 —, *RU*-Linie, statisch 193.  
 —, *RU*-Linien, Theorie 195f.  
 —, Spannungszillogramme 196.  
 —, Temperatur 176.  
 —, unstete Bewegung 173f.  
 Schmelzabfall 41.  
 Schmelzspannung 43 (Tafel), 310.  
 Schmelztemperatur 310.  
 Schmelzung 40.  
 Schmierreibung, hydrodynamische 166f.  
 Schottky-Effekt 110f., 114, 119.  
 Schrauben 140f.  
 Schraubkontakte 145 (Tafel).  
 Schrot-Effekt 160.  
 Schwachstromschalter 216.  
 Schweben des Kontaktes 240.  
 Schweißen 135.  
 Sperrichtung 113.  
 Sperrschicht 113.  
 Sprödigkeit 67.  
 Sprungwahrscheinlichkeit 64.  
 Stahl, nicht rostend 93.  
 Statische *RU*-Linie 193.  
 Stiftbildung durch Feinwanderung 291.  
 Stoltbogen 221.  
 Störniveau 108.  
 Störstellen 112.  
 Stoffwanderung 216, 254, 261f., 275f.  
 —, elektrochemische 266.  
 —, Feuchtigkeitseinfluß 296.  
 —, Grundgesetz 260, 274.  
 —, Prüfung des Grundgesetzes 261f.  
 Stoffwanderungsberechnung, numerische Beispiele 292f.  
 Stoffwanderungskonstante  $\gamma$  274.  
 Stoffwanderungsmessungen, Ausschaltkontakt 276.  
 —, Einschaltkontakt 275.  
 Stromabnehmer 213f.  
 Stromdichte durch Kontaktfläche 5, 16.  
 Stromdichte, Anlaufschicht 110f., 113f.

- Strom-Enge 3f., 11, 306.  
 — —, verzerrte 22.  
 Strom-Engegebiet 5, 47f.  
 — -Enge-Modell, vereinfachtes 3.  
 Stromlinien 2.  
 Supraleitung 99.  
 Symmetrie in Umgebung von *a*-Flächen 27f.  
  
 Teilschmierung 182.  
 Teilwiderstand 34.  
 Temperaturverlauf 56f.  
 — im Kontakt 52f.  
 — im Schleifkontakt 191.  
 Temperaturverteilung 47f.  
 Thermokraft 2, 9.  
 Thomson-Effekt 30f., 286f.  
 Townsend-Entladung 217.  
 Trockengleichrichter 112.  
 Tunneleffekt 2, 7f., 98, 114.  
 Tunnelstrom 139.  
  
 Überschußelektronen 109.  
 Überschußleitungsband 110.  
 Überstromselbstschalter 236.  
 Übertemperatur 23f., 27f., 34f., 38.  
 —, maximale 4f., 24, 29, 38f., 46f.  
*UI*-Kennlinie, kürzester Bogen, Methodisches 230.  
*UI*-Kennlinien des Lichtbogens 223, 225f.  
  
 V2A-Stahl 143, 310.  
 Vakuumbogen 225.  
 Vakuumschalter 228.  
 van der Waals-Kräfte 84.  
 Verbundmetall 135.  
 Verdampfung 255.  
 — aus Anode 267.  
 — — Kathode 267.  
 — — —, Art der Verdampfung 265f.  
 — — —, Beeinflussung durch O<sub>2</sub> 266.  
 — — —, Entladungsarten verglichen 264.  
 — und Kathodenfall 259.  
 Verdampfungsgesetz 259f.  
 Verfestigung 64.  
 Verformung 74.  
 —, elastische 63, 65.  
  
 Verformung, plastische 63, 66.  
 Verformungsarbeit 180.  
 Verschleiß 7, 183.  
 — im Bürstenkontakt 206f. (Tafel).  
 — mit Epilamen 186.  
 — bei funkender Bürste 209.  
 — durch Funken 199.  
 —, Maße 200.  
 —, mechanischer 198f.  
 —, 203 (Tafel).  
 Verschleißarbeit 181.  
 Verschleißformeln 200f.  
 Verschleißmessungen 199f.  
 Verschweißen 133f.  
 Verspritzen 255.  
 Voltäquivalent der Temperaturbewegung 108.  
 Voltaspannung 137.  
  
 Wachstumsgesetz 86.  
 Wärmedurchschlag 115, 117.  
 Wärmeleitfähigkeit 310.  
 Wärmewiderstand 4f.  
 Wasserhaut 137f.  
 Wechselfestigkeit 64.  
 Wechselstromschalter 215.  
 Welligkeit der Oberfläche 8, 67, 71f.  
 Widerstand, spezifischer 310.  
 Widerstandsgerade 225.  
 Widerstand-Kontaktlast-Diagramm 72.  
 — — —, Verwendung 76.  
 Widerstandselement 4.  
 Widerstands-Spannungs-Kennlinie siehe *RU*-Linie.  
 Widia, Anlaufschrift 143.  
 —, Feinwanderung 282.  
 Wiedemann-Franz-Lorenz-Gesetz 29, 32, 34, 285.  
 Wolfram, Anlaufschrift 143.  
 —, Kontaktgüte 143, 234, 269.  
 —, Lichtbogen 229.  
 —, Verschleiß 261, 283.  
  
 Zerstäuben 255.  
 Zink 93.  
 —, Fließen 146.  
 —, Lichtbogen 229.  
 Zinn, Hautwiderstand  $\sigma$  97.  
 Zweimetallkontakt 28.

Druck der Spamer A.-G. in Leipzig