

# Quecksilber-Schutzvorrichtungen

**Untersuchungen über Schaltvorgänge  
in flüssigen Leitern und Beiträge zur Entwicklung  
von Ueberstrom-Schutzvorrichtungen  
mit Quecksilberleitern**

VON DER

**EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN  
HOCHSCHULE IN ZÜRICH**

ZUR ERLANGUNG

**DER WÜRDE EINES DOKTORS DER  
TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN**

GENEHMIGTE

**PROMOTIONSARBEIT**

VORGELEGT VON

**ERWIN WETTSTEIN**

von Fislisbach (AG)

Referent: Herr Prof. Dr. M. Strutt  
Korreferent: Herr Prof. E. Baumann

Leer - Vide - Empty

***MEINER FAMILIE***

**Leer - Vide - Empty**

## INHALTSVERZEICHNIS

I. Problemstellung . . . . .	7
II. Literatur und Vorschriften . . . . .	8
III. Widerstand, Grenzspannung und Grenzstrom . . . . .	13
IV. Temperaturanstieg und Ansprechcharakteristik . . . . .	25
V. Der Ansprechvorgang . . . . .	38
VI. Der Abschaltlichtbogen . . . . .	50
VII. Kurzschlußerwärmung durch den Abschaltlichtbogen . . . . .	73
Zusammenfassung . . . . .	85
Anhang . . . . .	88
Literaturverzeichnis . . . . .	89

Leer - Vide - Empty

## **I. Problemstellung**

### **A. Schaltvorgänge in flüssigen Leitern**

Die Unterbrechungsstelle eines elektrischen Stromkreises bildet sich oft innerhalb eines flüssigen Leiters aus. Bekannte Beispiele sind die elektrolytischen Unterbrecher [2], die Quecksilber-Unterbrecher [3], die Quecksilber-Schaltröhren [4] und die Quecksilberkontakt-Relais [5]. Auch die festen Schmelzleiter von Schmelzsicherungen durchlaufen vor der Abschaltung die flüssige Phase [6]. Selbst bei festen stromführenden Kontakten tritt vor ihrem Ausschalten meist an den letzten leitenden Berührungspunkten Verflüssigung auf, und die Unterbrechung des Stromkreises wird durch Zerreißen oder Verdampfen der letzten flüssigen Brücke zwischen den beiden Kontaktstücken eingeleitet [7]. Schaltvorgänge in flüssigen Leitern sind somit sehr häufig. Meist durchläuft der flüssige Leiter vor der Unterbrechung eine annähernd zylindrische Form.

Das primäre, wissenschaftliche Ziel der vorliegenden Arbeit ist nun, näheren Einblick in die Schaltvorgänge in solchen zylindrischen flüssigen Leitern zu erhalten.

Als Versuchsobjekt dient ein in einem durchsichtigen Kanal eingeschlossener Quecksilberfaden. Während der Schaltvorgänge werden auf einem mit konstanter Geschwindigkeit laufenden Filmstreifen nebeneinander sowohl die elektrischen als auch die mechanischen Größen aufgezeichnet, sodaß sie der weiteren Auswertung leicht zugänglich sind.

### **B. Ueberstrom-Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern**

Schon seit Jahrzehnten ist versucht worden, den festen Schmelzleiter der Schmelzsicherungen durch einen flüssigen Leiter, insbesondere aus Quecksilber, zu ersetzen, der sich nach einer Abschaltung einfacher regenerieren lassen sollte. Auf diesem Wege wurde der Bau von mehrmals verwendbaren Sicherungen angestrebt [8]. Trotz den Anstrengungen in verschiedenen Ländern haben sich solche Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern bis heute nicht eingeführt. Offenbar sind bisher nicht überwundene Schwierigkeiten aufgetreten; sie hängen vermutlich vor allem mit der geforderten Kurzschlußsicherheit zusammen.

Das sekundäre, technische Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Probleme aufzuzeigen und zu untersuchen, welche der Bau von Ueberstrom-Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern aufwirft, und wenn möglich gangbare Wege für die weitere Entwicklung zu weisen. Die Untersuchungen ziehen außer den regenerierbaren Sicherungen auch Ueberstrom-Selbstschalter, vor allem Leitungs-

schutzschalter, in Betracht. Das Endziel der laufenden Entwicklungen ist die Herstellung einer billigen Ueberstrom-Schutzvorrichtung mit einer Nennspannung von max. 500 V und einem Nennstrom von max. 25 A, die sich gegenüber den Schmelzsicherungen durch die mehrmalige Verwendbarkeit und gegenüber den heutigen Leitungs- und Motorschutzschaltern durch den geringeren Aufwand und den günstigeren Preis auszeichnen würde.

Auf Grund der hier beschriebenen Untersuchungen und Ueberlegungen sind im Laboratorium bereits verzögerte Stöpsel-Leitungsschutzschalter 10 A 250 V mit Quecksilberleiter gebaut worden, welche wohl erstmals die Prüfung der Kurzschlusssicherheit bestanden haben.

## II. Literatur und Vorschriften

Ein kurzer Ueberblick über die Anwendung von flüssigen Leitern in Schaltgeräten im allgemeinen und in Ueberstromschutzvorrichtungen im besondern sowie über die einschlägigen offiziellen Vorschriften gibt die Möglichkeit, die Untersuchungsobjekte und die bisherigen Ergebnisse näher kennen zu lernen und die Probleme zu präzisieren. Eine lückenlose Literaturzusammenstellung wird nicht angestrebt.

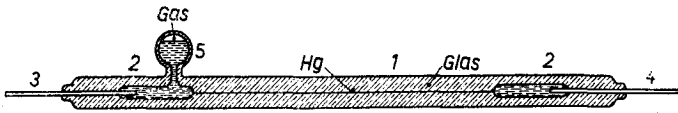
### A. Flüssige Leiter in Schaltgeräten

Schon im Jahre 1860 hat *Way* [1] einen Quecksilberfaden durch Stromwärme zum Verdampfen gebracht und den dabei entstehenden Quecksilber-Lichtbogen als Lichtquelle benützt. Das Erlöschen des Lichtbogens hätte im Sinne der vorliegenden Arbeit das Ende eines Schaltvorganges in einem flüssigen Leiter bedeutet. Der Quecksilberfaden wurde durch einen dünnen Strahl gebildet, in welchem Quecksilber aus einem höher gestellten Gefäß in ein tiefer gestelltes ausfloß. Die beiden Gefäße mit den Elektroden und der verbindende flüssige Leiter mit relativ geringem Querschnitt sind auch für die folgenden Schaltgeräte charakteristisch.

Im Jahre 1890 hat *Stephan D. Field* [3.1] vorgeschlagen, in Telegraphiestromkreisen mit Strömen von kleinen Bruchteilen eines Ampère thermische Ueberstrom-Schutzvorrichtungen nach Fig. 1 einzuschalten, bestehend aus einer mit reinem destilliertem Quecksilber gefüllten Thermometerkapillare 1 mit erweiterten Enden 2, in welche die Elektroden 3 und 4 eingeschmolzen sind. Der Quecksilberfaden kann Stromwerte unterhalb des Grenzstromes beliebig lang praktisch unbeeinflusst führen; bei größerer Stromstärke verdampft er jedoch und unterbricht nach kurzem



Funken den Stromkreis. Das durch den entstehenden Dampf aus dem Kanal verdrängte Quecksilber kann in die Expansionskammer 5 am Ende der Kapillare ausweichen. Nach erfolgter Unterbrechung



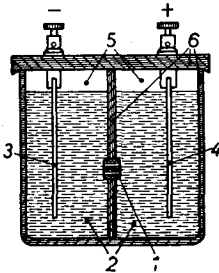
Figur 1: Ueberstrom-Schutzvorrichtung nach Field [3.1]

- |   |                       |     |                  |
|---|-----------------------|-----|------------------|
| 1 | Thermometer-Kapillare | 3/4 | Elektroden       |
| 2 | Erweiterte Enden      | 5   | Expansionskammer |

kondensiert der Dampf wiederum und der Stromkreis wird erneut geschlossen. Der so entstehende pulsierende Strom ist im Effektivwert herabgesetzt.

Die Field'sche Schutzvorrichtung ist wegen der mangelnden Dauerunterbrechung nicht zu den Sicherungen zu zählen. Sie stellt vielmehr wohl den ersten periodischen Flüssigkeits-Unterbrecher dar, fast ein Jahrzehnt vor der Erfindung der elektrolytischen Unterbrecher. Der Wegfall des Quecksilbernachschubes, der definierte Kanal ohne Luftzutritt und die elastischen Polster in den Kammern stellen Fortschritte der Anordnung von Field dar, welche für die neueren Schaltgeräte übernommen wurden.

Auch in den folgenden Jahrzehnten stand die Anwendung flüssiger Leiter in periodischen Unterbrechern im Vordergrund. Es entstanden die verschiedenen elektrolytischen Unterbrecher [2] — Fig. 2 zeigt den hier weniger bekannten von Caldwell [2.2] —



Figur 2: Elektrolytischer Unterbrecher nach Caldwell [2.2]

- |     |                                   |
|-----|-----------------------------------|
| 1   | Auswechselbare Düse mit 2 Kanälen |
| 2   | Kammern mit flüssigem Leiter      |
| 3/4 | Elektrodenplatten                 |
| 5   | Expansionsräume                   |
| 6   | Isolierendes Material             |

sowie die ruhenden und die rotierenden Quecksilber-Unterbrecher [3]. Die primäre Ursache der Unterbrechungen ist auch beim elektrolytischen Unterbrecher von Wehnelt [2.1] die Verdampfung des flüssigen Leiters infolge der hohen Stromkonzentration, wie H.Th.Simon [10] zeigte. Währenddem mit elektrolytischen Unterbrechern Spannungen von etwa 100 V unterbrochen werden können, ist nach Brian [3.5] der Arbeitsbereich von Quecksilber-

Unterbrechern auf Spannungen von max. 14 V beschränkt. Es wird durchwegs mit sehr kurzen Kanälen gearbeitet. Oft ist die eine Elektrodenkammer und zuweilen auch die Engstelle mit einem festen Leiter, z. B. Kohle, ausgefüllt. *F. Kesselring* [3.7] hat auch Anordnungen vorgeschlagen, bei denen nur in der Engstelle ein fester Leiter verwendet wird.

Die Schaltvorgänge in Quecksilber-Schaltröhren sind von *H. L. Frohme* [4.2] an Hand von Zeitlupenaufnahmen untersucht worden. Ueber das Arbeiten der Quecksilberkontakt-Relais liegen stroboskopische Aufnahmen von *Brown* und *Pollard* [5] vor. Beide Arbeiten weisen die Verdampfung der letzten flüssigen Brücke und die damit verbundene schlagartige Druckspitze nach. Eine quantitative Beschreibung der Verhältnisse wird nicht versucht: Strom- und Spannungsverlauf werden nicht aufgenommen.

### *B. Quecksilberleiter in Ueberstrom-Schutzvorrichtungen*

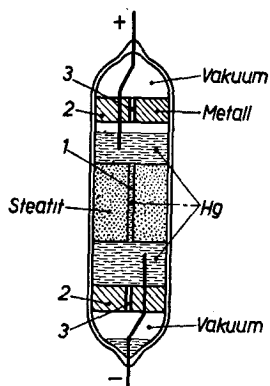
Vorschläge für die Verwendung von Quecksilberleitern in Ueberstrom-Schutzvorrichtungen sind seit etwa zwei Jahrzehnten in der Patentliteratur gemacht worden. Besondere Aufmerksamkeit wurde dabei dem für die Regenerierung des Quecksilberfadens notwendigen Mechanismus geschenkt.

*W. J. Day* [8.2] verwendete in einer der Fig. 1 grundsätzlich ähnlichen Anordnung einen in den Elektrodenraum eingepaßten Stößel, mit dem er das Quecksilber nach einer Abschaltung wieder durch den Kanal hindurchtrieb. Diese regenerierbare Sicherung war offenbar darauf angewiesen, daß an der Schaltstelle im Kanal nichtkondensierbare Gasblasen entstanden, welche nach einer Abschaltung die dauernde Trennung des Quecksilberfadens und die geforderte Durchschlagsfestigkeit garantieren sollten. Offensichtlich wurde zur Erzeugung dieser Gasblasen nach und nach Kanalmaterial abgebaut. Wie die nachfolgenden Untersuchungen zeigen, treten bei solchen Sicherungen Schwierigkeiten bezüglich der Kurzschlußsicherheit, der Konstanz der Ansprechwerte und der Durchschlagsfestigkeit auf.

Dasselbe gilt von der regenerierbaren Sicherung von *Lucas* und *Mayo* [8.3], welche in Fig. 3 dargestellt ist. Die Dauertrennstelle in der Schaltkapillare 1 besteht auch hier aus einer nichtkondensierbaren Gasblase, die offenbar aus dem Steatit der Kanalwand stammt. Zur Regenerierung wird die Sicherung axial beschleunigt, sodaß das Quecksilber durch die feinen Hilfskapillaren 3 in den massiven Elektroden 2 hindurchgetrieben wird und der Leiter im Schaltkanal 1 sich erneuern kann.

Bei den regenerierbaren Sicherungen der *Ateliers de Constructions Electriques de Delle* [8] soll ein Klappventil am Ein-

gang zur Schaltkapillare nach einer Abschaltung das Zurückströmen des Quecksilbers in die Kapillare verhindern. Die Dauertrennstelle ist hier luftleer, sodaß theoretisch keine Gasblase mehr benötigt wird. Als Kanalmaterial wird u. a. Quarz vorgeschlagen. Weiter-



Figur 3: Regenerierbare Sicherung nach Lucas und Mayo [8.3]

- 1 Schaltkapillare
- 2 Elektroden
- 3 Hilfskapillaren für die Regenerierung

gehende Mittel, die den Kanal vor dem Ausbrennen schützen könnten, werden jedoch nicht angegeben. Zur Regenerierung kann das Klappventil von außen mechanisch oder magnetisch geöffnet werden.

Der Grund dafür, daß sich die bisher vorgeschlagenen regenerierbaren Sicherungen nicht durchsetzen konnten, dürfte vor allem in der unzureichenden Kurzschlußfestigkeit und Konstanz der Ansprechwerte zu suchen sein. Die vorliegende Arbeit legt daher auf die Untersuchung dieser Eigenschaften besonderen Wert.

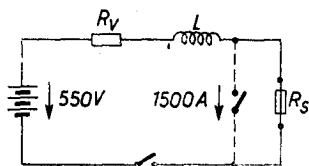
### C. Offizielle Vorschriften für Sicherungen und Leitungsschutzschalter

Alle Forderungen, denen Sicherungen oder Leitungsschutzschalter genügen müssen, sind in den offiziellen Vorschriften [9] des SEV resp. des VDE zusammengefaßt. Eine Uebersicht über die wichtigsten Sicherungsvorschriften anderer Länder ist von H. W. Baxter [9.5] gegeben worden. Im heutigen Entwicklungsstadium interessieren vor allem die Vorschriften betr. Kurzschlußsicherheit, Ansprechcharakteristik und Anzeige.

Der Kurzschlußprüfkreis für geschlossene 500 V-Schmelzeinsätze mit einem Nennstrom bis zu 25 A ist in Fig. 4 angegeben. Der Kurzschlußstrom wird bei überbrückter Sicherung auf 1500 A eingestellt. Für 250 V-Sicherungen schreibt der SEV einen Prüfstrom von 750 A vor. Die Prüfspannung wird stets 10 % höher gewählt als die Nennspannung. Für Leitungsschutzschalter beträgt

der Prüfstrom 1200 A. Bei Wechselstrom erfolgt die Prüfung mit  $6 + 3 = 9$  Kurzschlüssen, von denen die ersten sechs mit

Figur 4



Kurzschlußprüfkreis für geschlossene 500 V-Schmelzeinsätze mit einem Nennstrom bis zu 25 A (nach SEV- und VDE-Vorschriften)

$$R_V = 0,367 \, \Omega = \text{Vorwiderstand}$$

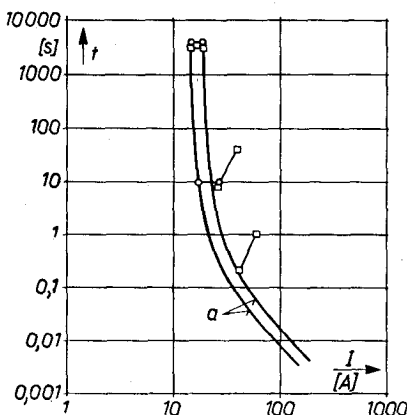
$$L = 1 \pm 0,15 \, \text{mH (VDE)}$$

$$\text{resp. } \approx 0,4 \, \text{mH (SEV)}$$

$$\text{Batteriekapazität} > 1000 \, \text{Ah}$$

einem Hilfsschalter, die letzten drei durch den Prüfling selbst eingeschaltet werden, bei Gleichstrom durch  $3 + 3$  (SEV) resp.  $6 + 3$  (VDE) Kurzschlüsse.

In Fig. 5 sind die Vorschriften des SEV für die Ansprechcharakteristiken von flinken 10 A-Schmelzeinsätzen und von verzögerten 10 A-Leitungsschutzschaltern eingetragen, sowie der Streu-



Figur 5: Ansprechcharakteristiken

- a Gemessener Streubereich der Abschmelzcharakteristik von flinken Schmelzeinsätzen 500 V, 10 A nach F. Fankhauser [11]
- o Vorschriften des SEV für flinke 10 A-Schmelzeinsätze
- Vorschriften des SEV für verzögerte 10 A-Leitungsschutzschalter

bereich der Abschmelzcharakteristik von 10 A 500 V-Schmelzeinsätzen nach F. Fankhauser [11]. Im Gegensatz zu der Kurzschlußsicherheit dürfte hier im Bedarfsfalle noch eine leichte Anpassung der Vorschriften an die Gegebenheiten einer neuen Schutzvorrichtung möglich sein.

Von den Unterbrechungsmeldern der Schmelzeinsätze verlangt der VDE die Anzeige des Abschmelzens bereits bei 40 V.

Wie schwer die Forderung der Kurzschlußsicherheit zu erfüllen ist, wird durch einen Vergleich mit den Verhältnissen bei den Schmelzsicherungen [12] deutlich. Währendem dort dank der Sandfüllung eine kühlende Oberfläche von 15...35 cm<sup>2</sup> zur Ver-

fügung steht, welche zudem noch schmelzen darf, beträgt die Kanaloberfläche bei Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern nur etwa 0,10...0,15 cm<sup>2</sup> und darf den Schmelzpunkt nicht erreichen.

### **III. Widerstand, Grenzspannung und Grenzstrom**

Zwei Kennwerte charakterisieren im wesentlichen das Verhalten einer Schaltanordnung mit flüssigem Leiter im stationären Betrieb mit Gleichstrom: der elektrische Widerstand und die Grenzspannung oder der Grenzstrom. Durch den Widerstand sind die Leistungsverluste und damit — bei sonst gleichen Verhältnissen, insbesondere bei den normierten Abmessungen der Schutzvorrichtungen — die Erwärmung der Oberfläche und der Umgebung bestimmt. Der Grenzstrom ist nach Definition der größte Strom, der von einer Anordnung beliebig lang — praktisch wird während 1...2 Stunden gemessen — geführt werden kann, ohne daß sie den Stromkreis unterbricht. Nach den offiziellen Vorschriften [9] muß er bei Schutzvorrichtungen zum Nennstrom in einem bestimmten Verhältnis stehen. Beispielsweise soll der Grenzstrom einer 10 A-Sicherung nach SEV- und VDE-Vorschriften zwischen 15 und 19 A liegen. Bei Kontakten und Unterbrechern wird besser die Grenzspannung an Stelle des Grenzstromes angegeben.

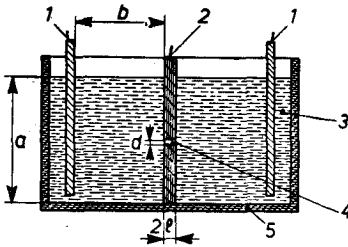
Die Berechnung dieser beiden für die Anwendung flüssiger Leiter grundlegenden Kennwerte mit einer für die Praxis ausreichenden Genauigkeit ist das Ziel dieses Kapitels. Die wichtigsten Ergebnisse wurden experimentell kontrolliert.

#### **A. Kaltwiderstand**

Der Widerstand einer Anordnung mit flüssigem Leiter ist im allgemeinen noch abhängig von der sie durchfließenden Stromstärke, welche die Anordnung erwärmt und damit den temperaturabhängigen spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho$  verändert. Ueber-temperatur und spezifischer Widerstand sind Funktionen des Ortes, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird. Hier soll zunächst das einfachere Problem des Kaltwiderstandes behandelt werden. Der Strom wird als klein gegenüber dem Grenzstrom vorausgesetzt; der spezifische elektrische Widerstand ist dann in guter Näherung ortsunabhängig.

Die einfachste Anordnung, die in vielen Abwandlungen bei Sicherungen, Leitungsschutzschaltern und Unterbrechern verwendet werden kann, ist in Fig. 6 dargestellt. Zwei beispielsweise mit Quecksilber 3 gefüllte Kammern, in welche großflächige

Elektroden 1 eintauchen, stehen durch einen Kanal 4 mit rundem Querschnitt in leitender Verbindung. Die Abmessungen der Kam-



Figur 6: Schnitt durch eine Schaltvorrichtung mit flüssigem Leiter

- 1 Elektrodenplatten aus Eisen
  - 2 Isolierende Trennwand
  - 3 Flüssiger Leiter, z. B. Quecksilber
  - 4 Schaltkanal
  - 5 Isolierendes Gefäß
- $a, b \gg d$

mern und die Abstände der Elektroden vom Kanal seien groß gegenüber dem Kanaldurchmesser  $d$ . Die Länge  $2l$  des Kanals wird bei Unterbrechern niedriger Spannung klein, bei Sicherungen und Leitungsschutzschaltern groß gewählt.

Der Grenzfall  $l = 0$  tritt auch bei der Berechnung des Widerstandes von zwei gegeneinandergepreßten festen Kontakten auf. *R. Holm* [13] gibt auf Grund rein potentialtheoretischer Berechnungen für diesen sog. doppelseitigen Engewiderstand  $R_e$  die einfache Formel an:

$$R_e = \frac{\rho}{d} \quad (1)$$

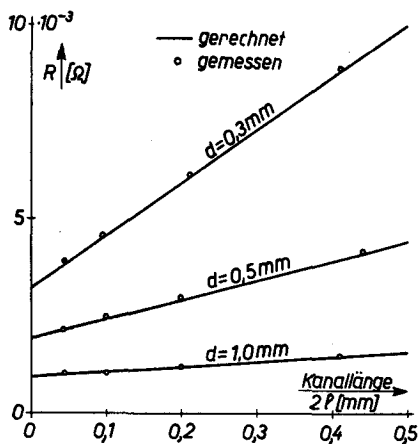
Der Widerstand einer Anordnung mit nicht verschwindender Kanallänge  $2l$  wird sich annäherungsweise zusammensetzen aus dem doppelseitigen Engewiderstand  $R_e$  und dem Kanalwiderstand  $R_k = \rho \cdot 8l / \pi d^2$ :

$$R = R_e + R_k = \frac{\rho}{d} \left( 1 + \frac{8l}{\pi d} \right) \quad (2)$$

Formel (2) gibt eine theoretische untere Grenze für den Widerstand, da sie den minimalen Widerstand  $R_k$  des Kanals — bei homogener Stromverteilung — und den minimalen Widerstand  $R_e$  der Engstellen summiert, ohne auf die damit implizit vorausgesetzten Unstetigkeiten in der Stromverteilung an den Kanallengenden zu achten. Eine obere Grenze wird erhalten durch die Annahme einer homogenen Stromverteilung im Kanal, die sich stetig an den Kanallengenden fortsetzt. An die Stelle von  $R_e$  tritt dann  $1,27 \cdot R_e$ . Man kann sich überlegen, daß der wahre Widerstandswert näher bei dem durch Formel (2) gegebenen liegt.

Die Formel (2) ist in den beiden praktisch wichtigen Grenzfällen eines sehr kurzen und eines sehr langen Kanals exakt. Um sich über ihre Genauigkeit bei mittleren Kanallängen zu orientieren, wurden die Widerstände von Anordnungen nach Fig. 6 mit verschiedenen Kanallängen und -durchmessern in kaltem Zustand

gemessen und in Fig. 7 zusammen mit den nach (2) berechneten Geraden eingetragen. Der Rechnung wurde ein spezifischer Wider-



Figur 7:

Vergleich gerechneter und gemessener Kaltwiderstände  $R$  von Anordnungen nach Fig. 6

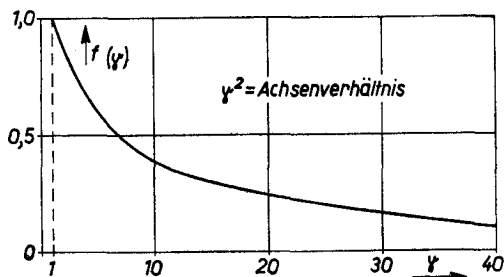
stand  $\rho = 0,96 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$  zugrundegelegt. Die Uebereinstimmung ist gut und bestätigt die praktische Verwendbarkeit der Formeln (1) und (2). Die Fehlergrenzen der Messung sind größer als die Abweichung von der Berechnung.

Die Trennwand mit dem Kanal war bei den Versuchen auswechselbar. Vom Gesamtwiderstand bei eingesetzter Trennwand wurde jeweils der Widerstand der Anordnung und der Zuführungen bei herausgenommener Trennwand abgezogen; diese Korrektur ist etwas zu groß.

Bei elliptischem Kanalquerschnitt erhält man durch eine analoge Ableitung:

$$R = \frac{\rho}{d} \left[ f(\gamma) + \frac{8l}{\pi d} \right] \quad (3)$$

Dabei ist  $\pi \cdot \frac{d^2}{4}$  die Querschnittsfläche,  $\gamma$  das Verhältnis der längeren Ellipsenachse zu  $d$  und  $f(\gamma)$  eine z. B. von *R. Holm* [13] angegebene und in Fig. 8 dargestellte Funktion.



Figur 8: Der Formfaktor  $f$  zur Berechnung von Kaltwiderständen bei elliptischem Kanalquerschnitt

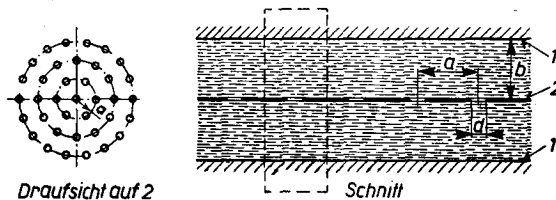
Wenn der Kanal in der Trennwand durch ein festes Leitermaterial ausgefüllt ist mit dem spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho'''$ , währenddem sich in den beiden Kammern beispielsweise flüssige Leiter mit den spezifischen Widerständen  $\rho'$  resp.  $\rho''$  befinden, kann der Kanalwiderstand der Anordnung mit praktisch genügender Genauigkeit durch folgende verallgemeinerte Näherungsformel berechnet werden:

$$R = \frac{\rho' + \rho''}{2d} \cdot f(\gamma) + \rho''' \cdot \frac{8l}{\pi d^2} \quad (4)$$

Bei rundem Kanal ist  $f(\gamma) = 1$ .

Bei Serieschaltung mehrerer Kammern genügender Größe kann der Gesamtwiderstand der Anordnung leicht durch Summation der Einzelwiderstände gefunden werden. Das gleiche gilt für den Gesamtleitwert einer Anordnung mit mehreren parallelen Kanälen, wenn ihr gegenseitiger Abstand groß ist gegenüber ihren Durchmessern.

Die Parallelschaltung mehrerer Kanäle erfolgt jedoch meist in so geringem Abstand  $a$ , daß eine einfache Summation der Leitwerte nicht zulässig ist, da die Strömungsbilder benachbarter Strompfade sich gegenseitig beeinflussen. D. Müller-Hillebrand [14] hat die in Fig. 9 gezeichnete Anordnung mit Kanallängen



Figur 9: Von D. Müller-Hillebrand berechnete Anordnung

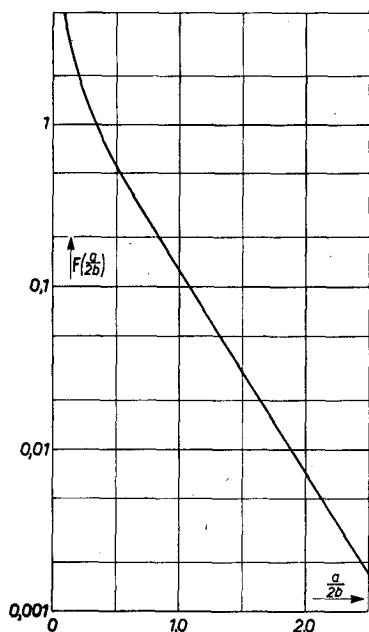
- 1 Fester Leiter
- 2 Isolierende Ebene mit runden Löchern

Die gestrichelte Linie umfaßt das Gebiet eines einzelnen Strompfades

$l = 0$  durchgerechnet und für den Widerstand jedes einzelnen Strompfades, wie einer in Fig. 9 gestrichelt eingeraht ist, gefunden:

$$R_{j0} = \frac{\rho}{\pi} \left[ \frac{\pi}{d} - \frac{\ln 2}{b} + \frac{8}{a} \cdot F\left(\frac{a}{2b}\right) \right] \quad (5)$$





Figur 10: Hilfsfunktion  $F(\frac{a}{2b})$  von  
G. Müller-Hillebrand

Die Funktion  $F(\frac{a}{2b})$  ist in Fig. 10 dargestellt. Bei endlicher Kanallänge wird der Widerstand jedes Strompfades

$$R_j = R_{j0} + e \cdot \frac{8l}{\pi d^2} \quad (6)$$

Die so ergänzte Formel von Müller-Hillebrand leistet auch gute Dienste bei der näherungsweise Berechnung von Anordnungen mit nur einem Kanal, aber kleinen Kammerabmessungen.

Die Formeln (1)...(6) gestatten wohl bei sinngemäßer Anwendung die Berechnung des Kaltwiderstandes beliebig komplizierter Anordnungen, entstanden durch Parallelschaltung mehrerer Kanäle mit rundem oder elliptischem Querschnitt und durch Serieschaltung mehrerer Kammern, wobei die einzelnen Leiterteile auch verschiedene spezifische elektrische Widerstände haben dürfen, mit einer für die Praxis genügenden Genauigkeit.

### B. Grenzspannung und Grenzstrom bei kurzem Kanal

Auf die Höhe des Grenzstromes einer Anordnung mit flüssigem Leiter hat außer den geometrischen Abmessungen, dem spezifi-

schen Widerstand und der Wärmeleitfähigkeit des Leiters auch die Wärmeleitfähigkeit des Isoliermaterials, welches die Engstelle des Leiters umschließt, einen unter Umständen bedeutenden Einfluß, vor allem bei Sicherungen und Leitungsschutzschaltern mit sehr langem Kanal. Darauf wird im Abschnitt C näher eingegangen werden. Hier soll dagegen zunächst der theoretisch streng lösbare Grenzfall verschwindender seitlicher Wärmeableitung aus dem Leiter behandelt werden. Er ist praktisch bei Kontakten und bei Unterbrechern mit sehr kleiner Kanallänge verwirklicht. Wie noch gezeigt wird, ist es in diesem Grenzfall sinnvoll, zunächst die Grenzspannung zu berechnen und daraus nachher den Grenzstrom zu bestimmen. Abschließend wird der Einfluß nichtverschwindender Wärmeableitung aus dem Kanal abgeschätzt.

### 1. Grenzspannung

*F. Kohlrausch* [15] hat im Jahre 1899 den stationären Temperaturzustand eines elektrisch geheizten Leiters untersucht. Für seine Lösung, die seither in der Kontakttheorie [13], aber auch sonst in der Literatur [18] Anwendung fand, hat *H. Dießelhorst* [16] bald darauf den offen gelassenen mathematischen Eindeutigkeitsbeweis geführt. Voraussetzungen: der Leiter kann eine beliebige Form und Größe haben und aus einem oder mehreren isotropen Leitern zusammengesetzt sein, die ungleich gut leiten dürfen, solange nur das Leitverhältnis  $\lambda/x = \lambda \cdot \rho$  ( $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit;  $x$  = elektrische Leitfähigkeit) bei derselben Temperatur denselben Wert hat oder aber die Leiter auf einer Äquipotentialfläche zusammenstoßen. Die positiven und die negativen Elektroden seien je auf gleichem Potential und je auf gleicher Temperatur. Vom Kontaktpotential und Thomseffekt wurde abgesehen; *W. Vogt* [17] und *H. Dießelhorst* [16] haben später den Thomseffekt mitberücksichtigt. In der vorliegenden Arbeit werden ebenfalls beide Effekte vernachlässigt, da bei den hier am meisten interessierenden Anwendungen in der Engstelle nur ein einziger Leiter, nämlich Quecksilber, vorhanden ist und weil der Thomseffekt auf die Ansprechwerte nur geringen Einfluß hat.

Eine große Einschränkung des Gültigkeitsbereiches der Kohlrausch'schen Beziehungen bedeutet die Voraussetzung, daß die Oberfläche des Leiters — von den Elektroden abgesehen — elektrisch und thermisch absolut isoliert sei, daß also keine seitliche Wärmeabgabe erfolgen darf. Die Anwendung auf Vorrichtungen entsprechend Fig. 6 ist nur zulässig, wenn die Kanallänge den Durchmesser nicht übersteigt, da sonst die Wärmeableitung in der Trennwand nicht zu vernachlässigen ist, wie noch gezeigt wird.

Unter den angegebenen Voraussetzungen herrscht in Punkten gleichen Potentials  $V$  auch die gleiche Temperatur  $T$ . Aequipotential- und Isothermenflächen fallen zusammen. Durch die Potentialverteilung und das Leitwertverhältnis  $\lambda\rho$  ist unabhängig von Form und Größe des Leiters die Temperaturverteilung vollkommen bestimmt. Das Potential in irgendeinem Punkte kann mit Hilfe der Formeln (1)...(6) berechnet werden. Der allgemeine Zusammenhang zwischen Temperatur  $T$  und Potential  $V$  ist gegeben durch die Gleichung:

$$\int \lambda \varrho \, dT = -\frac{1}{2} V^2 + AV + A' \quad (7)$$

Die Bestimmung der Integrationskonstanten  $A$  und  $A'$  ergibt in dem hier wichtigen Spezialfall, daß sich alle Elektroden auf gleicher Temperatur  $T_0$ , der Temperatur der Kammern, befinden:

$$\int_{T_0}^T \lambda \varrho \, dT = \frac{1}{2} \cdot U_1 \cdot U_2 \quad (8)$$

Darin bedeuten  $U_1$  und  $U_2$  die Potentialdifferenzen des Punktes mit der gesuchten Temperatur  $T$  gegenüber den beiden Elektroden;  $U_1 + U_2 = U$  ist also die am Leiter liegende Spannung.

Am meisten interessiert die höchste Temperatur, welche im Leiter auftritt. Sie entsteht am Orte des mittleren Potentials ( $U_1 = U_2 = U/2$ ) und ist gegeben durch die aus (8) folgende Gleichung:

$$\int_{T_0}^{T_m} \lambda \varrho \, dT = U^2/8 \quad (9)$$

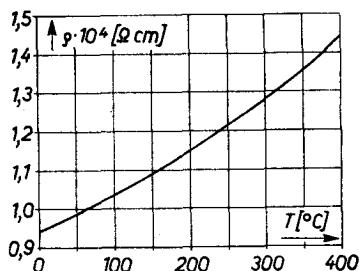
Der lineare Mittelwert von  $\lambda \cdot \rho$  ist maßgebend. In einem Temperaturbereich, in dem  $\lambda\rho = \text{const.}$  angenommen werden darf, folgt daraus die bekannte Formel für die max. Ueber-temperatur:

$$\Delta T = T_m - T_0 = U^2/8 \lambda \varrho, \quad (10)$$

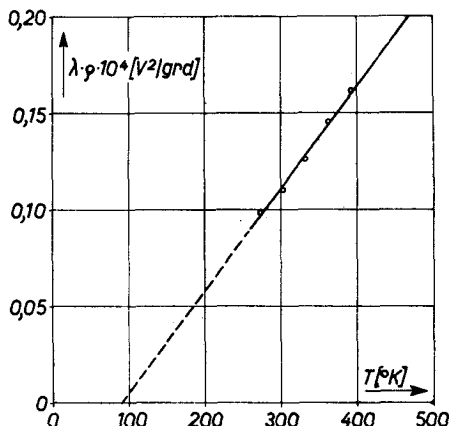
gehört dagegen das Leitverhältnis dem *Wiedemann-Franz-Lorenz'schen* Gesetz  $\lambda \cdot \rho = c_0 T$  ( $c_0 = \text{const.}$ ,  $T = \text{absolute Temperatur}$ ), so ergibt die Integration:

$$T_m^2 = T_0^2 + U^2/4c_0 \quad (11)$$

In Fig. 11 a ist der spezifische Widerstand von Quecksilber nach Messungen von *Dorn* und *Van Arkel* [19] aufgetragen. Unter Verwendung der Messungen von *Gehlhoff* und *Neumaier* [19] über die Wärmeleitfähigkeit erhält man den in Fig. 11 b gezeich-



Figur 11 a: Spezifischer Widerstand von Quecksilber nach Van Arkel und Dorn [19]



Figur 11 b: Temperaturabhängigkeit des Leitwertverhältnisses von Quecksilber

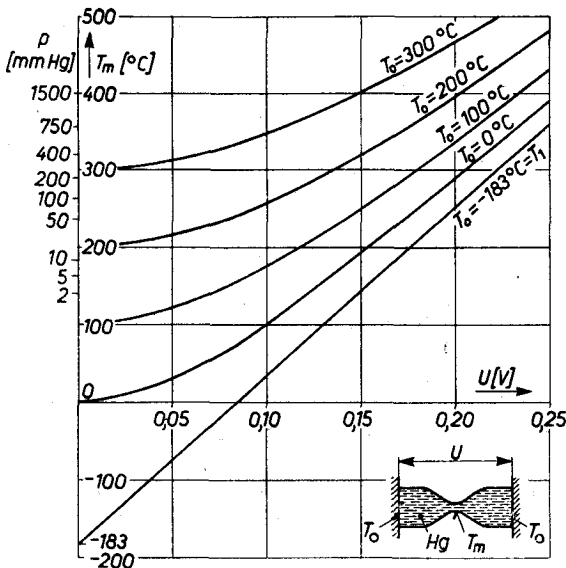
neten Verlauf des Leitverhältnisses  $\lambda \cdot \rho$  mit der Temperatur. Im interessierenden Temperaturgebiet von 0...300 °C gilt in guter Näherung folgende Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} \lambda \cdot \rho &= c_1 (T - T_1) \\ \text{mit: } T_1 &= 90 \text{ }^\circ\text{K} \\ c_1 &= 5,26 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{grad}^2 \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

Einsetzen in (9) ergibt für den Zusammenhang von Maximaltemperatur und Spannung:

$$(T_m - T_1)^2 - (T_0 - T_1)^2 = \frac{U^2}{4c_1} \quad (12b)$$

Dieser Zusammenhang ist in Fig. 12 dargestellt. Man erkennt daraus, daß die Grenzspannung bei einer Kammertemperatur



Figur 12: Skala rechts: Maximaltemperatur  $T_m$  in einem Hg-Leiter, dessen Enden auf gleicher Temperatur  $T_0$  gehalten werden und die Potentialdifferenz  $U$  aufweisen, vgl. Skizze  
Skala links: Dampfdruck  $p$  desselben Hg-Leiters an der Stelle der Maximaltemperatur

$T_0 = 0^\circ\text{C}$  bei Normaldruck, d. h. bei einem Siedepunkt des Quecksilbers von  $356^\circ\text{C}$ ,  $0,23\text{ V}$  und bei  $T_0 = 100^\circ\text{C}$  noch  $0,21\text{ V}$  beträgt. Sie ist also in diesem Bereich wenig temperaturabhängig.

Außer der Kammertemperatur  $T_0$  hat auch der Druck  $p$  in den Kammern Einfluß auf die Höhe der Grenzspannung, da die Siedetemperatur druckabhängig ist. Eine zweite Skala in Fig. 12 gestattet das Ablesen der Grenzspannung bei Unter- und Überdruck. Die Funktionsleiter ist auf Grund der von *F. Kohlrausch* [20] angegebenen Dampfdruckkurve von Quecksilber gezeichnet worden.

Die vorangehenden Formeln gestatten die Berechnung der Temperatur in irgend einem Punkte bei beliebiger Kammertemperatur und beliebigem Druck bei vernachlässigbarer seitlicher Wärmeableitung. Sie sollen hier noch auf einen bei Unterbrechern wichtigen Spezialfall angewendet werden. Der Kanal in einer der Fig. 6 entsprechenden Anordnung sei durch ein festes Leitermaterial, z. B. Kohle, ausgefüllt. Die höchste Temperatur  $T_m$  tritt dann wiederum in der Kanalmitte auf. Für die Berechnung des Grenzstromes ist aber die Temperatur  $T'_m$  der Kanalenden

maßgebend. Sie berechnet sich nach (8) unter Verwendung des *Wiedemann-Franz-Lorenz'schen* Gesetzes zu:

$$T_m'^2 = T_0^2 + (U^2 - U_k^2) / 4c_0 \quad (13)$$

Für  $c_0$  kann näherungsweise gesetzt werden:

$$c_0 = 2,75 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2 / \text{grd}^2$$

Mit  $U_k$  ist der Spannungsabfall am Kanal bezeichnet. Analog läßt sich die Grenzspannung von Anordnungen berechnen, bei denen nur die eine Kammer oder eine Kammer und der Kanal aus Kohle oder einem anderen festen Leiter bestehen.

## 2. Grenzstrom und Warmwiderstand

Wie man aus den vorangehenden Ableitungen erkennt, ist bei vollkommen wärmeisolierender Trennwand die Grenzspannung die physikalisch wichtige Größe. Der Grenzstrom bestimmt sich daraus durch Division mit dem Widerstand des aufgeheizten Leiters. Die Berechnung des Grenzstroms ist damit auf die des Warmwiderstandes zurückgeführt. Da nach der Kohlrausch'schen Theorie die Temperatur und damit auch der spezifische elektrische Widerstand nur eine Funktion des Potentials ist und der Ort nicht explizit eingeht, ist eine einfache Beziehung zwischen dem Warmwiderstand  $R(\vartheta)$  und dem Kaltwiderstand  $R(0)$  zu erwarten. *W. Meißner* [19] gibt die Näherungsformel:

$$R(\vartheta) = R(0) \cdot \left( 1 + \frac{2}{3} \alpha \vartheta \right) \quad (14)$$

$\vartheta = T_m - T_0$ ;  $\alpha$  = Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes. Für die Berechnung des Warmwiderstandes kann demnach im ganzen Leiter eine Uebertemperatur von  $2/3$  der maximalen Temperatur angenommen werden.

## 3. Einfluß der Wärmeableitung in der Trennwand

Der Einfluß einer nicht verschwindenden Wärmeableitung in der Trennwand kann in zwei erdachten Spezialfällen leicht übersehen werden.

- a) Ist die Wärmeleitfähigkeit der Trennwand unendlich groß, so befindet sich die ganze Kanaloberfläche auf Außentemperatur. Wenn andererseits die beiden parallelen Oberflächen der Trenn-

wand thermisch isolieren, so entstehen zwei Kohlrausch'sche Gebiete zwischen den Kanalenden und den benachbarten Elektroden. Die an jeder einseitigen Engstelle liegende Teilspannung, die nach (1) und (2) um den Faktor

$$2 \left( 1 + \frac{8l}{\pi d} \right)$$

kleiner ist als die Gesamtspannung am flüssigen Leiter, muß die oben berechnete Grenzspannung erreichen, bis die Anordnung anspricht. Der Grenzstrom steigt somit um den genannten Faktor an.

- b) Wird durch die Trennwand nur gerade die im Kanal entstehende Wärme abgeführt, so kann in Gedanken der Kanal weggenommen und aus den beiden einseitigen Engstellen ein einziges Kohlrausch'sches Gebiet gebildet werden. Der Grenzstrom steigt in diesem Fall um den Faktor

$$\left( 1 + \frac{8l}{\pi d} \right)$$

an.

Man erkennt, daß der Einfluß der Wärmeableitung bei Anordnungen mit langen Kanälen nicht zu vernachlässigen ist.

### C. Der Grenzstrom bei langem Kanal

Die Länge des Kanals einer Quecksilber-Schutzvorrichtung muß etwa zwei Größenordnungen größer gewählt werden als der Kanaldurchmesser, um stehende Lichtbögen beim Abschalten zu vermeiden, vgl. die Kapitel V...VII. Bei solchen Kanälen ist die axiale Kühlung sehr gering. Im Hinblick auf die Sicherungen und Leitungsschutzschalter ist daher die Untersuchung des Grenzfalls eines unendlich langen Kanals, wo die Kühlung nur radial erfolgt, von besonderem Interesse.

Stromdichte und Temperatur im Kanal werden näherungsweise als homogen angenommen. Die Temperatur  $\vartheta_a$  der Außenoberfläche des Sicherungseinsatzes wird als bekannt vorausgesetzt. Der Sicherungskörper mit dem Innenradius  $r_i = d/2$  und dem Außenradius  $r_a$  habe die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda'$ . Im stationären Zustand ist die vom Grenzstrom  $I_g$  pro Längeneinheit des Kanals erzeugte Wärmemenge gleich der radial abgeleiteten:

$$\frac{q_v}{\pi \cdot r_i^2} I_g^2 = - 2 \pi r \lambda' \frac{d\vartheta}{dr} \quad (15)$$

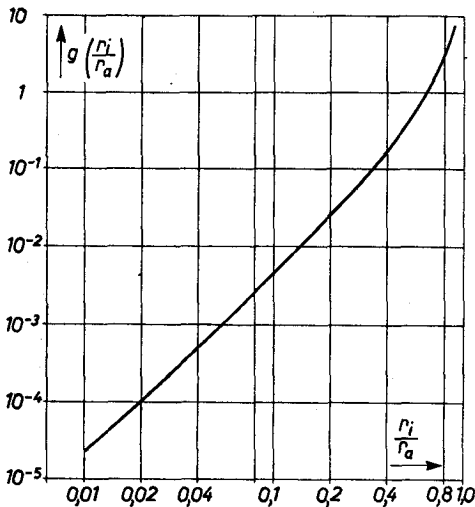
$\rho_v$  ist der spezifische elektrische Widerstand des flüssigen Leiters beim Verdampfungspunkt  $\vartheta_v$ . Separation der Variabeln, Integration und Berücksichtigung der Randbedingungen  $r = r_i$ ;  $\vartheta = \vartheta_v$  und  $r = r_a$ ;  $\vartheta = \vartheta_a$  führt zur folgenden Gleichung für den Grenzstrom:

$$I_g^2 = \frac{2\pi^2 \lambda' r_i^2 (\vartheta_v - \vartheta_a)}{\varrho_v \ln r_a / r_i} \quad (16)$$

Durch leichte Umformung erhält man eine für die Berechnung des Kanalradius geeignete Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} I_g^2 &= \frac{2\pi^2 \lambda'}{\varrho_v} r_a^2 (\vartheta_v - \vartheta_a) \cdot g\left(\frac{r_i}{r_a}\right) \\ \text{mit: } g\left(\frac{r_i}{r_a}\right) &= \frac{1}{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2 \ln \frac{r_a}{r_i}} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Die Funktion  $g(r_i/r_a)$  ist aus Tabelle I und Fig. 13 zu entnehmen.



Figur 13: Hilfsfunktion  $g(r_i/r_a)$  zur Berechnung des Kanalradius



Tabelle I. Funktion  $g(r_i/r_a)$  zur Berechnung des Kanalaradius.

$\frac{r_i}{r_a}$	$g\left(\frac{r_i}{r_a}\right)$
0,01	0,0000217
0,02	0,000102
0,04	0,000497
0,1	0,00434
0,2	0,0249
0,4	0,175
0,6	0,705
0,8	2,87
0,9	7,69

Der Grenzstrom ist bei gegebenem Verhältnis  $r_a/r_i$  proportional zum Kanalaradius  $r_i$ , wenn von der Aenderung der Außentemperatur  $\vartheta_a$  abgesehen wird. Selbst bei festem Außendurchmesser gilt dieser Zusammenhang noch näherungsweise. Der nach (16) berechnete Grenzstrom stimmt mit den Meßwerten gut überein. Eine noch genauere Uebereinstimmung kann durch Berücksichtigung der axialen Wärmeleitung erreicht werden [21], was jedoch zu unübersichtlichen Formeln oder graphischen Methoden führt.

In den beiden wichtigen Fällen eines sehr kurzen und eines sehr langen Kanals sind somit die beiden wichtigen Kennwerte Widerstand und Grenzstrom berechenbar.

## VI. Temperaturanstieg und Ansprechcharakteristik

Währenddem im vorangehenden Kapitel der stationäre Zustand der Potential- und Temperaturverteilung untersucht wurde, soll hier auf den zeitlichen Verlauf des Temperaturanstieges eingegangen werden. Von besonderem Interesse ist der Anstieg der Maximaltemperatur, und zwar vor allem bei Ueberströmen und Kurzschlußströmen; insbesondere interessiert die Zeit vom Einschalten des Stromes bis zum Moment, da die Maximaltemperatur den Siedepunkt des Quecksilbers erreicht und damit die Anordnung anspricht. Diese Zeit wird im folgenden als Ansprechzeit  $t_a$  bezeichnet in Analogie zum Begriff der Abschmelzzeit von Schmelzsicherungen. Die Berechnung der Ansprechcharakteristik  $t_a = f(I)$ , d. h. der Ansprechzeiten bei verschiedenen Effektivwerten des Stromes, ist das Ziel dieses Kapitels.

Zunächst wird die Anfangstangente des Temperaturanstieges und die Kurzschlußerwärmung berechnet unter der Voraussetzung, daß der Wärmeaustausch mit der Umgebung vernachlässigt werden kann; es muß dabei auf keine spezielle Anordnung Bezug genommen werden. Anschließend wird die Erwärmung durch Ueberstrom untersucht. Wegen des dort zu berücksichtigenden Wärmeaustausches ist sie von der gesamten Anordnung abhängig. Wie im vorangehenden Kapitel werden zunächst Unterbrecher und Kontakte mit sehr kurzer, abschließend Schutzvorrichtungen mit sehr langer Kapillare behandelt.

#### A. Anfangstangente des Temperaturanstieges und Kurzschlußerwärmung

In einem Volumenelement  $\delta V$  des flüssigen Leiters entsteht in der Zeit  $\delta t$  die Stromwärme  $\delta W = \rho \cdot j^2 \cdot \delta V \cdot \delta t$  ( $j$  = Stromdichte). Wenn der Wärmeaustausch mit der Umgebung vernachlässigt werden kann, erhöht sich die Uebertemperatur  $\vartheta$  an dieser Stelle um  $\delta\vartheta = \delta W / c \delta V$  ( $c$  = spez. Wärme bezogen auf die Volumeneinheit). Da die genannte Voraussetzung zu Beginn des Stromdurchganges in einem vorher homogen erwärmten Leiter erfüllt ist, folgt für die Anfangstangente des Temperaturanstieges an irgendeiner Stelle die einfache Beziehung:

$$\left( \frac{d\vartheta}{dt} \right)_{t=0} = \frac{\rho}{c} j^2 \quad (18)$$

Bei der außerordentlich raschen Kurzschlußerwärmung kann der Wärmeaustausch während eines großen Teiles der Ansprechzeit vernachlässigt werden, wie die folgenden Berechnungen unter Berücksichtigung des Wärmeaustausches zeigen werden. Die Integration der vorstehenden Gleichung ist daher gestattet und ergibt:

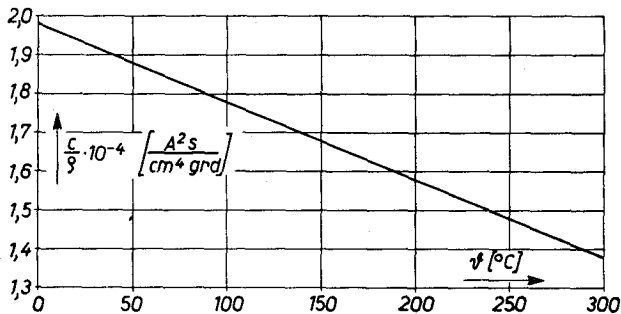
$$\int_0^{\vartheta} \frac{c}{\rho} d\vartheta = \int_0^t j^2 dt = t \frac{I^2}{A^2} \quad (19)$$

$A$  = Leitungsquerschnitt =  $\pi r_i^2$ ;  $I$  = Effektivwert des Stromes. Für die Ansprechzeit  $t_a$  folgt daraus die Gleichung:

$$\left( \frac{c}{\rho} \right) \cdot \vartheta_v = \int_0^{t_a} j_m dt = t_a \frac{I^2}{A_m^2} \quad (20)$$

$j_m$  = max. Stromdichte am Ort des min. Querschnittes  $A_m$ .

Die Ansprechzeit ist umgekehrt proportional dem Quadrat der effektiven Stromstärke. Wie man aus Fig. 5 erkennt, gilt diese Beziehung auch bei Schmelzsicherungen für Ansprechzeiten unter 10 ms. Der lineare Mittelwert von  $\left(\frac{c}{\rho}\right)$  im Temperaturbereich 30...357 °C beträgt bei Quecksilber nach [27] und nach Fig. 14:



Figur 14: Temperaturabhängigkeit der Größe  $\frac{c}{\rho}$  bei Quecksilber

$$\left(\frac{c}{\rho}\right) = 1,60 \cdot 10^4 \frac{A^2 s}{cm^4 \text{ grad}} \quad (20a)$$

Da die Kurzschluß-Ansprechzeit sehr klein ist, kann selbst in Wechselstromkreisen die treibende Spannung  $U$  während dieser Zeit näherungsweise als konstant angenommen werden, insbesondere unter dem Spannungsmaximum. Für den Stromanstieg gilt dann das Ersatzschaltbild Fig. 4 und die Differentialgleichung:

$$U = L \cdot \frac{di}{dt} + Ri ; R = R_v + R_s \quad (21)$$

$R_s$  = Widerstand der Schutzvorrichtung;  $R_v$  = Vorwiderstand

Am Anfang spielt das letzte Glied keine Rolle und der Stromanstieg wird linear:

$$i = \frac{U}{L} \cdot t ; i_m = \frac{1}{A_m} \cdot \frac{U}{L} \cdot t \quad (22)$$

Unter dieser Voraussetzung findet man für die Ansprechzeit  $t_a$  im Kurzschlußgebiet aus (20):

$$t_a = \sqrt[3]{3 \left(\frac{A_m L}{U}\right)^2 \vartheta_v \left(\frac{c}{\rho}\right)} \quad (23)$$

Die Ansprechzeit wird hier direkt aus den Kreis- und Apparate-  
daten bestimmt.

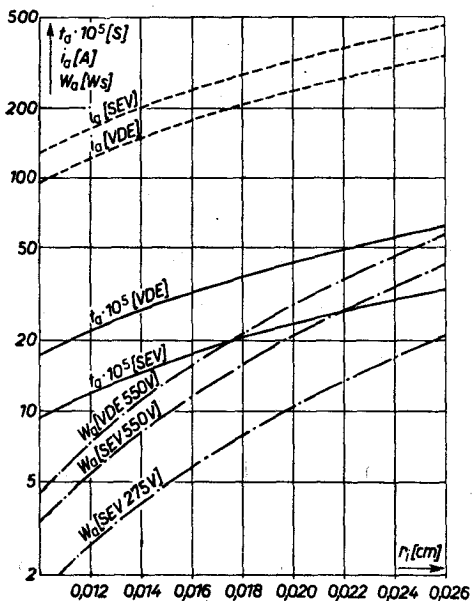
Der Strom erreicht in dieser Zeit den Ansprechwert  $i_a$  :

$$i_a = \frac{U}{L} t_a = \sqrt[3]{3 \frac{A_m^2 \cdot U}{L} \vartheta_v \left( \frac{c}{\varrho} \right)} \quad (24)$$

Im Hinblick auf den anschließenden Abschaltlichtbogen, der in  
den folgenden Kapiteln behandelt wird, sei noch die im Ansprech-  
moment in der Kreisinduktivität  $L$  aufgespeicherte Energie an-  
geben:

$$W_a = L \cdot \frac{i_a^2}{2} = \frac{3^{2/3}}{2} L^{1/3} A_m^{4/3} U^{2/3} \vartheta_v^{2/3} \left( \frac{c}{\varrho} \right)^{2/3} \quad (25)$$

Mit den in Tabelle II zusammengestellten Daten der offiziellen  
Prüfkreise sind die Ansprechwerte  $t_a$ ,  $i_a$  und  $W_a$  in Abhängigkeit  
vom Kanalradius berechnet und in Fig. 15 dargestellt worden.



Figur 15: Ansprechzeit  $t_a$ , An-  
sprechstrom  $i_a$  und  
Ansprechenergie  $W_a$   
in Abhängigkeit vom  
Kanalradius  $r_i$ , berech-  
net für die offiziellen  
Kurzschlußprüfkreise

Tabelle II. Offizielle Prüfkreise und Ansprechwerte einer Hg-Schutzvorrichtung mit einem Kanaldurchmesser  $2r_i = 0,4$  mm

Prüfstelle	Prüfkreis				Ansprechwerte		
	Spannung	Induktivität	Vorwiderstand	Prüfstrom	Zeit	Strom	Energie
	$U$ (V)	$L$ (mH)	$R_v$ ( $\Omega$ )	(A)	$t_a$ (ms)	$i_a$ (A)	$W_a$ (Ws)
SEV	275	ca. 0,2	0,367	750	0,24	325	10,5
SEV	550	ca. 0,4	0,367	1500	0,24	325	21,0
VDE	550	1	0,367	1500	0,43	240	28,4

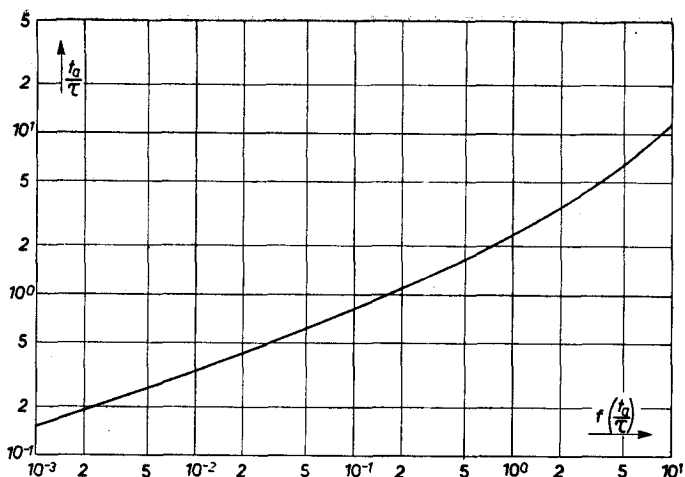
Bei den bisher behandelten relativ hohen Prüfkurzschlußströmen von 750 resp. 1500 A hat offenbar der Widerstand des Prüfkreises noch keinen großen Einfluß auf die Ansprechwerte, da der Stromanstieg bis zum Ansprechen praktisch durch Spannung und Induktivität bestimmt ist. Ohne die Anforderungen zu verschärfen, könnte der Vorwiderstand gleich Null gewählt werden. Dagegen liegen die in den Installationen auftretenden Kurzschlußströme meist tiefer, sodaß der Einfluß des Kreiswiderstandes  $R$  im allgemeinen zu berücksichtigen ist. Durch Integration von (21) folgt in diesem Fall an Stelle von (22):

$$i = \frac{U}{R} (1 - e^{-t/\tau}); \tau = \frac{L}{R} \quad (26)$$

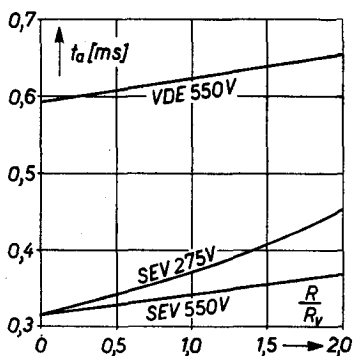
Eingesetzt in (20) mit  $j_m = i/A_m$  ergibt sich für die Ansprechzeit die Gleichung:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{c}{q}\right) \cdot \vartheta_v &= \left(\frac{U}{RA_m}\right)^2 \cdot \tau \cdot \left( \frac{t_a}{\tau} - \frac{3}{2} + 2e^{-\frac{t_a}{\tau}} - \frac{e^{-\frac{2t_a}{\tau}}}{2} \right) \\ &= \left(\frac{U}{RA_m}\right)^2 \cdot \frac{L}{R} \cdot f(t_a/\tau) \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Die Funktion  $f(t_a/\tau)$  ist in Fig. 16 a aufgetragen. Bei zunehmendem Kreiswiderstand  $R$  wächst die Ansprechzeit  $t_a$  an; diese Abhängigkeit ist aus (27) für  $2r_i = 0,5$  mm berechnet und in Fig. 16 b dargestellt worden.



Figur 16 a: Hilfsfunktion  $f(t_a/\tau)$  zur Berechnung der Ansprechzeit  $t_a$



Figur 16 b: Anstieg der Ansprechzeit mit zunehmendem Widerstand  $R$  der offiziellen Prüfkreise. (Beispiel:  $R_v = 0,367 \, \Omega$ ;  $d = 0,5 \, \text{mm}$ )

Die Entwicklung von (27) nach  $(t_a/\tau)$  führt bei Berücksichtigung von vier Gliedern auf folgende Beziehung:

$$\left(\frac{c}{q}\right) \cdot \vartheta_v = \left(\frac{U}{A_m L}\right)^2 \frac{t_a^3}{3} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{t_a}{\tau}\right) \quad (28)$$

Man erkennt daraus, daß die Formel (23) für  $t_a$  max. ca. 10 resp. 20 % zu kleine Werte gibt, solange

$$\left. \begin{aligned} t_a &< \frac{\tau}{3} \quad , \text{ d. h. } i_a < \frac{1}{3} \frac{U}{R} \\ \text{resp. } t_a &< \frac{2\tau}{3} \quad , \text{ d. h. } i_a < \frac{2}{3} \frac{U}{R} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

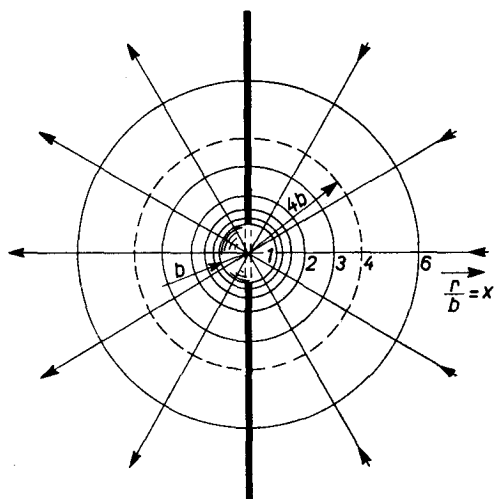
Die Anwendung von (23) für die näherungsweise Berechnung der Ansprechwerte bei den Prüfkurzschlußströmen war somit berechtigt. Das erkennt man auch aus Fig. 16 b.

In den bisherigen Ableitungen wurde der Kreiswiderstand  $R = R_v + R_s$  als zeitlich konstant angenommen. Tatsächlich steigt jedoch der Widerstand  $R_s$  der Schutzvorrichtung bei der Erwärmung an. Immerhin ist der Einfluß der Temperaturabhängigkeit bedeutend geringer als bei Schmelzsicherungen, wo er vernachlässigt wird [21.4], denn der spez. elektrische Widerstand von Quecksilber steigt nach Fig. 11 a zwischen Zimmertemperatur und Verdampfungspunkt lediglich um 45 % an, währenddem er sich z. B. bei Kupfer im maßgebenden Bereich um einen Faktor 7 verändert [22]. Da zudem der Widerstand am Anfang der Erwärmung nicht eingeht, dürfte es für die Berechnung von  $R_s$  genügen, den spezifischen Widerstand konstant gleich  $1,2 \dots 1,3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$  einzusetzen.

### *B. Ueberstromerwärmung beim Kugelschalenmodell*

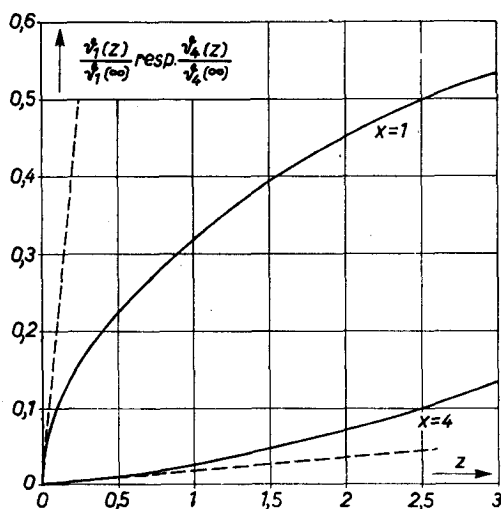
*Näherung des sukzessiven Aufbaues der stationären Temperaturverteilung von innen her*

Die Erwärmung eines Ausbreitungswiderstandes, wie er durch eine Anordnung nach Fig. 6 mit kurzem Kanal dargestellt wird, ist in der Literatur [22]...[26] z. B. an Hand des Modelles

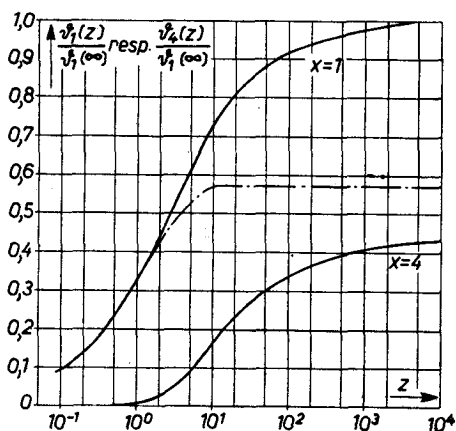


*Figur 17 a: Kugelschalen-Modell einer Stromenge*

Fig. 17 a auf verschiedene Weise und wiederholt berechnet worden. Zwei Halbkugelschalen mit dem Innenradius  $r = b$  und dem Außenradius  $r = \infty$  sind über eine Kugel mit dem Radius  $r = b$  widerstandslos verbunden. Die Aequipotential- und Isothermen-Flächen sind konzentrische Kugeln; die Stromlinien verlaufen radial. Zwischen je zwei ausgezogenen Kreisen ( $r = b$ ;  $1,2b$ ;  $1,5b$ ;  $2b$ ;  $3b$ ;  $6b$ ;  $\infty$ ) liegt je  $1/6$  des Widerstandes der Engstelle.



Figur 17 b: Anfänglicher Verlauf der Erwärmung des Kugelschalen-Modells an den Orten  $r = b$  (heißeste Stelle) und  $r = 4b$ . Die Anfangstangenten sind gestrichelt eingezeichnet.



Figur 17 c: — Weiterer Verlauf der Erwärmung des Kugelschalenmodells. Alle Temperaturen sind auf die Endtemperatur am Ort  $r = b$  bezogen  
 - - - - Temperaturunterschied zwischen den Orten  $r = b$  und  $r = 4b$ .

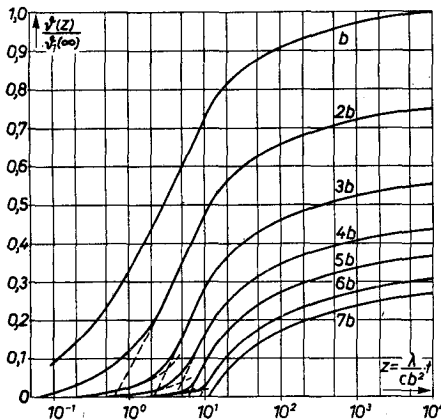


In den Fig. 17 b und 17 c ist der zeitliche Verlauf der Maximaltemperatur  $\vartheta_1$  und der Temperatur  $\vartheta_4$  am Orte  $r = 4b$  nach Holm [23] aufgetragen über der Variablen

$$z = \frac{\lambda}{cb^2} t \quad (30)$$

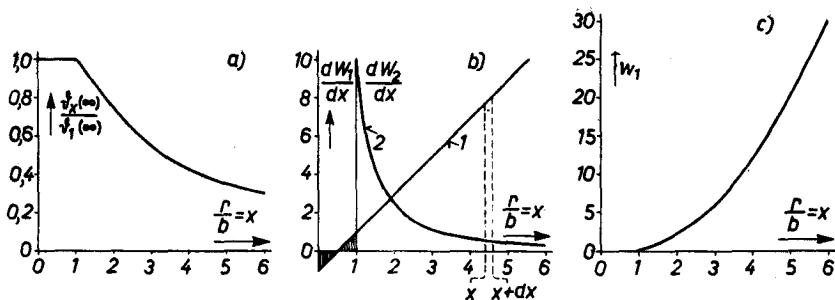
Das streng berechenbare Kugelschalenmodell ist anwendbar bei Kontakten und Unterbrechern und gibt zudem die Möglichkeit, eine anschauliche Näherung auf ihre Brauchbarkeit zu prüfen. Die geprüfte Näherung wird bei der Berechnung von Anordnungen, die nicht exakt berechnet werden können, gute Dienste leisten.

Bei näherer Betrachtung der Fig. 17 c fällt auf, daß der Temperaturunterschied (strichpunktiert) zwischen den Schalen  $r = b$  und  $r = 4b$  sehr rasch einen stationären Wert erreicht, noch bevor eine merkliche Erwärmung der Schale  $r = 4b$  erfolgt. Man kann demnach offenbar in guter Näherung sagen: Die Temperatur in einer äußeren Schale bleibt fast unverändert, bis sich im Innern dieser Schale die stationäre Verteilung ausgebildet hat, und steigt nachher mit der Maximaltemperatur parallel an. Die stationäre Verteilung wird somit von innen her, immer weitere Schalen erfassend, sukzessive verwirklicht.



Figur 17 d: Näherungskonstruktion des Temperaturanstieges im Kugelschalenmodell

Besonders anschaulich ist das folgende Bild: Die stationäre Temperaturverteilung in einer die beiden Halbkugeln schneidenden Symmetrieebene steigt als Temperaturberg nach und nach über die Ebene  $\vartheta = 0$  empor, wie ein untergetauchter Gegenstand mit geringem spez. Gewicht über die Wasseroberfläche.



Figur 18: Erwärmung des Kugelschalenmodells

- a) Stationäre Temperaturverteilung
- b) In der Kugelschale  $x \dots x + dx$  erzeugte (2) und aufgespeicherte Wärme (1)
- c) In der Kugel mit dem Radius  $x$  aufgespeicherte Wärme  $W_1$

Die Erklärung für dieses Verhalten gibt die Fig. 18. Ausgehend vom Widerstand

$$\left(\frac{\rho}{\pi}\right) \cdot \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{r}\right)$$

einer Kugelschale mit dem Innenradius  $b$  und dem Außenradius  $r$  erhält man nach (10) die in Fig. 18 a dargestellte stationäre Temperaturverteilung:

$$\vartheta_x(\infty) = \vartheta_1(\infty) \frac{2x - 1}{x^2} \quad (31)$$

mit der Abkürzung:

$$x = \frac{r}{b} \quad (32)$$

$\vartheta_1(\infty)$  = Maximaltemperatur bei  $r = b$ . Die in der Kugelschale  $r \dots r + \delta r$  stationär aufgespeicherte Energie ergibt sich daraus durch Multiplikation mit  $c \cdot 4\pi r^2 \cdot \delta r$  zu:

$$\delta W_1 = 4\pi b^3 c (2x - 1) \delta x \vartheta_1(\infty) \quad (33)$$

die erzeugte Wärme dagegen zu:

$$\delta W_2 = \frac{i^2 \rho}{\pi b} \cdot \delta t \cdot \frac{\delta x}{x^2} \quad (34)$$

Im Innern einer Kugel mit dem Radius  $r$  ist bei fertig aufgebauter Temperaturverteilung aufgespeichert:

$$W_1(x) = \int_1^x dW_1 = 4\pi b^3 c x (x - 1) \vartheta_1(\infty) \quad (35)$$

währenddem darin im Zeitelement  $\delta t$

$$W_2(x) = \int_1^x dW_2 = \frac{i^2 \varrho}{\pi b} \cdot \delta t \cdot \left(1 - \frac{1}{x}\right) \quad (36)$$

erzeugt wird.

Man erkennt aus der Darstellung dieser Verhältnisse in Fig. 18, daß die Wärme hauptsächlich in den inneren Schalen entsteht, aber in den äußeren Schalen aufgespeichert wird. Zwar dient die in den inneren Schalen anfallende Energie auch dazu, die Temperatur dieser Schalen dauernd zu steigern; dank ihrer kleinen Wärmekapazität fließt jedoch der größte Teil wie im stationären Fall nach außen ab. Der Temperaturgradient muß somit im Innern schon während des Aufbaues der Temperaturverteilung praktisch der gleiche sein wie im stationären Endzustand; die stationäre Verteilung wird sukzessive von innen her verwirklicht.

Die Näherung des sukzessiven Aufbaues der Temperaturverteilung von innen her kann beispielsweise dazu verwendet werden, aus der bekannten Anstiegskurve der Maximaltemperatur die Anstiegskurve der Temperatur irgendeiner Schale näherungsweise zu konstruieren, was in Fig. 17 d für die Schalen  $x = r/b = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  und  $7$  des Kugelschalen-Modelles geschehen ist. Aus (31) ist die stationäre Endtemperatur  $\vartheta_x(\infty)$  der Schale  $x$  bekannt. Die vorgegebene Anstiegskurve der Maximaltemperatur wird längs der  $\vartheta$ -Achse parallel nach kleineren Temperaturen verschoben bis zur vorerwähnten Endtemperatur  $\vartheta_x(\infty)$ . Außerdem wird die Anfangstangente des Temperaturanstieges nach (18) eingezeichnet und das kleine Zwischenstück passend einskizziert. Die so entstehende Temperaturanstiegskurve für  $r = 4b$  stimmt mit der exakt berechneten in Fig. 17 b und c praktisch überein.

Da sich die Temperaturverteilung sukzessive von innen her aufbaut, kann auch der Temperaturanstieg von Anordnungen, welche vom Kugelschalen-Modell im innersten Bereich abweichen, nach Fig. 17 berechnet werden. Als Beispiel sei auf Unterbrecher nach Fig. 6 mit kurzer Kapillare und auf Kontakte hingewiesen. Wirkliche Anordnung und Ersatz-Kugelschalen-Modell müssen lediglich den gleichen Widerstand und relativ großen Außendurchmesser  $r_a$  haben. Ist  $R_r$  der Widerstand der wirklichen Anordnung, so ist beim Modell zu setzen:

$$b = \frac{1}{\pi \frac{R_r}{\varrho} + \frac{1}{r_a}} \quad (37)$$

Einerseits ist dann nach (10) die stationäre Uebertemperatur der heißesten Stelle bei beiden Anordnungen gleich groß, anderseits

auch der Wärmefluß aus dem Innern in die äußeren Schalen, sowie die dort erzeugte Wärme. Der Temperaturanstieg wird somit, abgesehen von der Anfangserwärmung der inneren Gebiete, im Modell richtig wiedergegeben. Die Anfangserwärmung ist aus der wirklichen Anordnung selbst zu berechnen. Die ungleiche Wärmekapazität des Zentrums kann entweder vernachlässigt oder durch eine leichte zeitliche Parallelverschiebung der Modell-Erwärmungskurven berücksichtigt werden. Unberücksichtigt bleibt eine eventuelle Wärmeableitung in der Trennwand.

### *G. Ueberstromerwärmung beim Kanalmodell*

Im Gegensatz zur Kurzschlußerwärmung, welche in Unterabschnitt A behandelt wurde, hängt die Erwärmung eines langen Kanals bei Ueberstrom stark von der Umgebung ab, insbesondere von der Kapillarenwand, die durch die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda'$  und die spez. Wärme  $c'$ , bezogen auf die Volumeneinheit, gekennzeichnet sei. Wie bei der Berechnung der stationären Verhältnisse ersetzen wir die lange Kapillare der Anordnung durch den Grenzfall eines unendlich langen Kanals; wir vernachlässigen also den in axialer Richtung fließenden Wärmestrom. Diese Näherung ist hier umso mehr berechtigt, als der axiale Temperaturgradient offenbar kleiner ist als im stationären Fall, da die Temperaturwerte allgemein noch unter den stationären liegen.

Für die Berechnung der Uebertemperatur

$$\vartheta = \vartheta(r, t) \quad (38)$$

als Funktion des Radius  $r$  und der Zeit  $t$  benützen wir die im vorangehenden Unterabschnitt begründete Näherungsmethode des sukzessiven Aufbaues der Temperaturverteilung von innen her.

Die pro Längeneinheit des Kanals anfallende Leistung  $P$  sei zeitlich konstant. Diese Annahme ist für die Ueberstromerwärmung selbst in Wechselstromkreisen zulässig, wenn die Ansprechzeit groß ist gegen die Periodendauer. Das Gebiet mittlerer Ansprechzeiten von 0,01...0,1 s kann in der Ansprechcharakteristik interpoliert werden, vergleiche Fig. 5, sobald die kurzen und die langen Ansprechzeiten berechnet sind.

Die stationäre Temperaturverteilung in der Kapillarenwand gehorcht der Differentialgleichung

$$P = - 2 \pi r \lambda' \frac{d\vartheta}{dr} \quad (39)$$

Die Integration unter Berücksichtigung der Bedingung, daß auf der Kapillareninnenoberfläche  $r = r_i$  die Temperatur  $\vartheta = \vartheta_i$

herrscht, ergibt:

$$\vartheta_i - \vartheta = \frac{P}{2\pi\lambda'} \ln \frac{r}{r_i} \quad (40)$$

Zur Zeit  $t$  sei der sukzessive Aufbau der Temperaturverteilung bis zum Radius  $r_t$  fortgeschritten; außerhalb  $r_t$  herrsche die Temperatur  $\vartheta = 0$ . Die Kanalinnenoberfläche hat die Temperatur

$$\vartheta_i(t) = \frac{P}{2\pi\lambda'} \ln \frac{r_t}{r_i} \quad (41)$$

Ferner ist:

$$\vartheta(r, t) = \frac{P}{2\pi\lambda'} \ln \frac{r_t}{r} \quad (42)$$

Durch Gleichsetzen der in der Zeit  $t$  angefallenen Energie  $P \cdot t$  mit der im Leiter und in der Wand aufgespeicherten Energie folgt:

$$P \cdot t = \int_{r_i}^{r_t} 2\pi r \, dr \, c' \vartheta(r, t) + \pi r_i^2 c \vartheta_i(t)$$

Dabei ist die Temperatur des Leiters gleich der Temperatur  $\vartheta_i$  angenommen. Einsetzen von  $\vartheta(r, t)$  nach (42) und von  $\vartheta_i$  nach (41) und Integration unter Benützung des Integrals

$$\int x \ln x \, dx = \frac{1}{2} x^2 \ln x - \frac{1}{4} x^2$$

führt auf folgende Gleichung für die Zeit:

$$t = r_i^2 \frac{c'}{4\lambda'} \left( \frac{r_t^2}{r_i^2} - 1 - 2 \ln \frac{r_t}{r_i} \right) + \frac{r_i^2 c}{2\lambda'} \ln \frac{r_t}{r_i} \quad (43)$$

Zur Berechnung der Ansprechzeit ist  $\vartheta_i = \vartheta_v$  vorgegeben; aus (41) folgt das entsprechende Verhältnis  $(r_t/r_i)_v$  und damit aus (43) die Ansprechzeit  $t_a$ .

Bei Vernachlässigung der Wärmeträgheit des Leiters ( $c = 0$ ) kann der Temperaturanstieg allgemein gültig dimensionslos dargestellt werden, bei  $c \neq 0$  bleibt  $c/c'$  als Parameter:

$$\left. \begin{aligned} t^* &= e^{2\vartheta_i^*} - 2\vartheta_i^* - 1 + 2 \frac{c}{c'} \vartheta_i^*, \text{ wobei} \\ t^* &= t \frac{4\lambda'}{c'r_i^2}; \quad \vartheta_i^* = \vartheta_i \frac{2\pi\lambda'}{P} = \vartheta_i \frac{2\pi^2\lambda' r_i^2}{\phi I^2} \end{aligned} \right\} \quad (43a)$$

Fig. 49 gibt die Darstellung dieses Zusammenhanges. Setzt man  $\vartheta_i = \vartheta_v$  ein, so kann daraus die Ansprechzeit  $t_a$  entnommen werden.

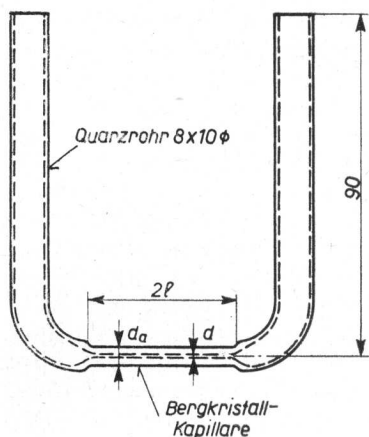
## V. Der Ansprechvorgang

Die in den vorangehenden Kapiteln berechneten Kennwerte von Anordnungen mit flüssigem Leiter, nämlich Widerstand, Grenzstrom und Ansprechcharakteristik, vermögen zwar ihr äußeres Verhalten weitgehend zu beschreiben; sie sagen jedoch nichts über ihre Realisierbarkeit aus. Die Schwierigkeiten, welche sich z. B. beim Versuch einer Realisierung von Quecksilber-Schutzvorrichtungen zeigen, hängen zum größten Teil mit dem Ansprechvorgang zusammen. Darunter verstehen wir die Gesamtheit der Vorgänge im Kanal vom Moment an, da im Quecksilberleiter der Siedepunkt erreicht wird, bis zur endgültigen Unterbrechung des gesicherten Stromkreises. Auf diese Vorgänge soll in diesem und den beiden folgenden Kapiteln näher eingegangen werden. Das vorliegende Kapitel gibt nach Beschreibung der ersten Versuchsanordnung zunächst einen qualitativen Überblick über die Vorgänge und behandelt anschließend die auftretenden Druckspitzen und die Natur der Dauertrennstelle näher. Zwei wichtige Spezialfragen, nämlich der Abschaltlichtbogen und die Kurzschlußerwärmung, werden in den folgenden Kapiteln eingehender untersucht.

### A. Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung mußte einerseits die Aufnahme von Strom und Spannung, andererseits die Beobachtung der Lichtbogenlänge im Kanal gestatten. Es wurden daher durchsichtige Kapillaren aus Glas oder Bergkristall als Versuchsobjekte gewählt. In die beiden mit Quecksilber gefüllten Quarzrohre tauchten Elektroden aus Eisen ein. Die Kapillaren-Abmessungen sind aus Fig. 19 ersichtlich.

Währenddem Schleifenoszillographen zu geringe Filmgeschwindigkeiten (1 resp. 5 m/s), zu großen Filmverbrauch und ungenügende Frequenztreue für die Aufnahme von Strom und Spannung aufwiesen, war die Schirmfläche des Kathodenstrahloszillographen zu klein und seine Zeitablenkung nicht genau synchronisierbar mit dem Ansprechvorgang. Es wurde daher ein besonderes Aufnahmegerät gebaut, bei welchem der Kathodenstrahloszillograph ohne Zeitablenkung als Schreibsystem diente und der Vorgang auf einem kontinuierlich umlaufenden Film registriert wurde. Die Anordnung ist aus der beiliegenden Photo, Fig. 20, ersichtlich.



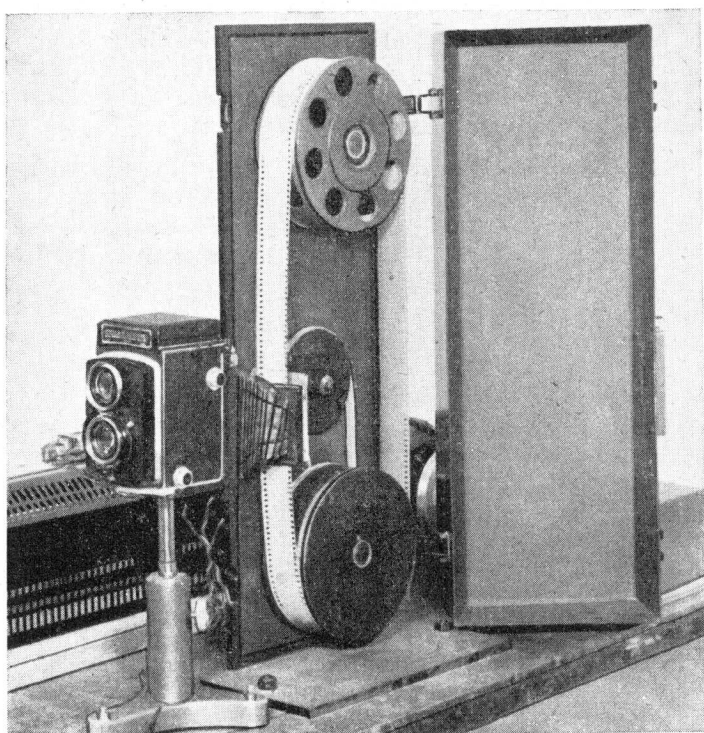
**Figur 19:** Versuchsobjekt

Die durchsichtige Kapillare gestattet die direkte optische Beobachtung des Ansprechvorganges

$$2l = 7...120 \text{ mm}$$

$$d_a = 5...7 \text{ mm}$$

$$d = 0,1...1,5 \text{ mm}$$



**Figur 20:** Aufnahmegerät mit einer Filmgeschwindigkeit von 2...40m/s (geöffnet)

Wenn in der Schaltkapillare ein Lichtbogen entsteht, treibt die Bogenspannung einen Strom durch die 3000  $\Omega$ -Wicklung des Relais I, sodaß der Arbeitskontakt 1 geschlossen und damit die 2000  $\Omega$ -Haltewicklung ebenfalls erregt wird. Bei großer Filmgeschwindigkeit (Umschalter-Stellung K) von 50...100 m/s wird gleichzeitig der Verschlussmagnet VM erregt; der Verschluss schließt. Bei kleiner Geschwindigkeit (Stellung L) ist der Ruhekontakt 2 zunächst offen und wird erst nach dem Öffnen des Ruhekontaktes 1 und verzögert durch das RC-Glied geschlossen, worauf der Magnet VM den Verschluss schließen kann.



## *B. Allgemeiner Ablauf des Ansprechvorganges*

Bevor auf die Einzelheiten des Ansprechvorganges eingegangen wird, soll hier ein qualitativer Ueberblick über die Vorgänge gegeben werden.

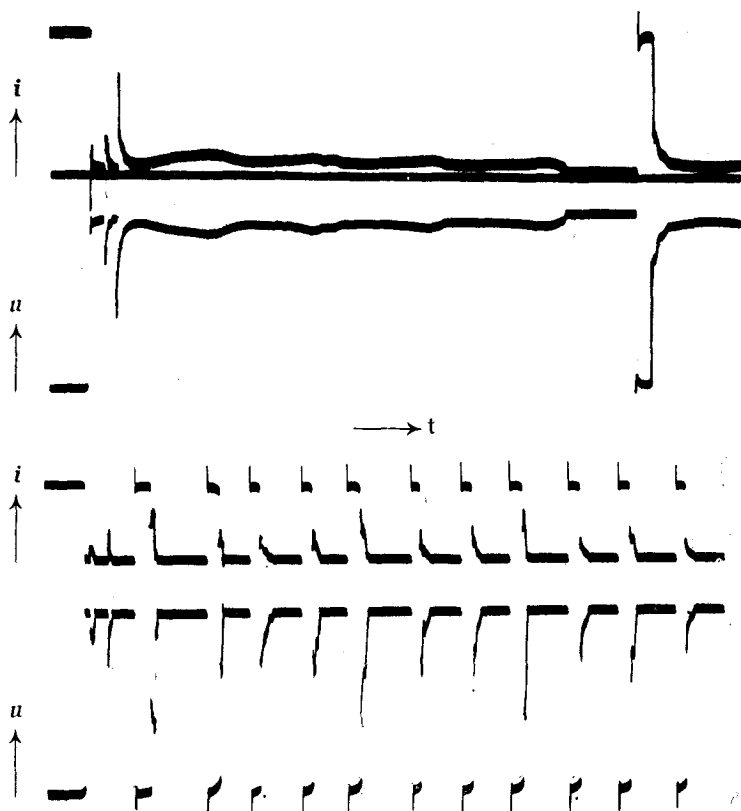
Mit der Erwärmung des Quecksilberleiters im Kanal ist eine thermische Ausdehnung verbunden. Nimmt man aus Symmetriegründen an, daß in der Mitte der Kapillare das Quecksilber bei diesem Ausdehnungsvorgang in Ruhe bleibt, so erkennt man, daß das Quecksilber auf beiden Seiten aus der Kapillare ausströmen muß. Da die Erwärmung insbesondere bei einem Kurzschluß sehr rasch erfolgt, ist die Beschleunigung der Quecksilbermassen beträchtlich. Die dazu notwendigen Kräfte äußern sich in einem inneren Ueberdruck in der Kapillare, welchen wir als Erwärmungsschlag bezeichnen. Der Siedepunkt steigt entsprechend dem erhöhten Drucke an.

Die Verdampfung beginnt an der Oberfläche des Quecksilberfadens in der Kapillare, obschon sie wegen der Wärmeableitung in der Kapillarenwand kühler ist als sein Inneres (oder an Verunreinigungen im Quecksilber). Denn im Innern einer Flüssigkeit herrscht außer dem Außendruck noch ein Kohäsionsdruck, welcher beim Quecksilber ca. 20 000 kg/cm<sup>2</sup> beträgt [28]. Durch die einsetzende Verdampfung wird der leitende Querschnitt enger. An der Kapillarenwand bilden sich Dampfblasen. Die Wärmeerzeugung im enger gewordenen Quecksilberfaden steigt an; anderseits wird Wärme für die Verdampfung verbraucht. Bei konstantem Druck würde der Leiter ohne Temperaturänderung über den ganzen Querschnitt verdampfen. Währenddem jedoch bei der thermischen Ausdehnung des Quecksilberleiters das Volumen noch relativ langsam zugenommen hat, wird jetzt für die entstehende Dampfmenge eine beträchtliche Volumenvergrößerung an der Verdampfungsstelle notwendig. Der als konstant vorausgesetzte Druck vermag die Quecksilbersäulen nicht genügend rasch auseinander zu drängen. Vielmehr steigen Druck und Temperatur des Zweiphasen-Systems rasch bedeutend an. Diesen Druckanstieg während des Verdampfungsvorganges, also noch vor dem Beginn des Lichtbogens, bezeichnen wir als Verdampfungsschlag.

Die Versuche haben gezeigt, daß im allgemeinen die Geschwindigkeit der auseinandereilenden Quecksilbersäulen vor allem durch die beiden genannten Druckwellen, den Erwärmungsschlag und den Verdampfungsschlag, bestimmt wird, währenddem der Ueberdruck während der anschließenden Lichtbogendauer, der sogenannte Lichtbogenschlag, nur relativ kleine Beschleunigungen bewirkt, siehe z. B. Fig. 23 a.

Sobald die letzte flüssige Quecksilberbrücke verdampft ist, besteht keine metallische Leitung mehr. Der Strom müßte, ab-

gesehen von einem thermischen Ionenstrom, plötzlich auf Null sinken. Die stets im Kreis vorhandenen Induktivitäten zwingen jedoch den Strom weiter zu fließen. Er lädt die entstandene Kapazität zwischen den beiden Quecksilberkuppen sehr rasch auf.

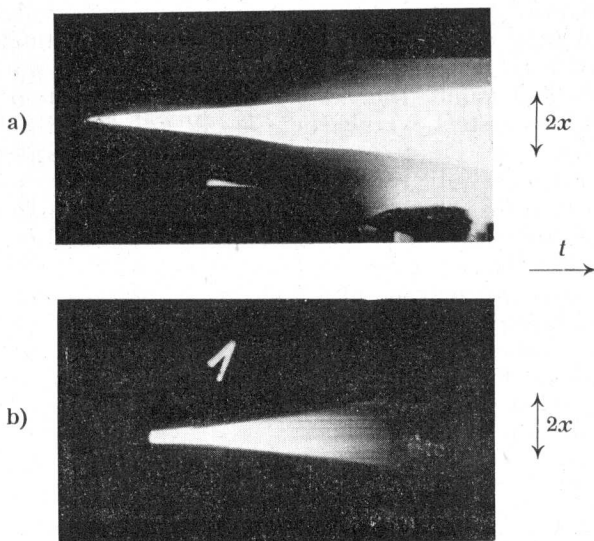


Figur 22: Abschaltvorgang bei reinen Bedingungen  
(2 Schleifenoszillogramme von Strom und Spannung)

Wie die Versuche zeigen, tritt bei jeder Abschaltung ein leicht sichtbarer Funke auf, — selbst bei nur 2 V Gleichspannung und bei ganz kurzen verdrehten Kabeln —, solange keine speziellen Mittel zur Funkenverhinderung, z. B. induktivitätsarm parallelgeschaltete Kondensatoren, verwendet werden. Bei höheren Spannungen und größeren Induktivitäten sind die Lichtbögen aus dem aufgenommenen Film leicht auswertbar. Zwischen dem Verdampfen der letzten flüssigen Brücke und dem Beginn des Lichtbogens kann oft eine stromlose Pause beobachtet werden. Der

Lichtbogen beginnt unter Umständen nicht mit einer Bogenlänge Null, sondern direkt mit einer Länge von bis zu 3 mm. Offenbar können sich die Quecksilbersäulen unter der vorangegangenen Einwirkung des Erwärmungs- und des Verdampfungsschlages bis zur Zündung des Lichtbogens bereits um die genannte Strecke voneinander entfernen, vgl. Fig. 22 und 23.

Die Lichtbogenleistung ist, vor allem bei hoher Spannung im abzuschaltenden Kreis, bedeutend größer als die vorangegangene



Figur 23: Lichtbogaufnahmen mit der Apparatur nach Fig. 20

a) Anfangslänge = 0

b) Anfangslänge  $\neq$  0

Maßstäbe und nähere Angaben s. Tab. IV, S. 88

Aufheizleistung. Während der Lichtbogendauer tritt daher eine außerordentlich starke Erwärmung der Kapillarenwände auf, welche unter Umständen zum Verdampfen und damit zum Abbau des Kapillarenmaterials führen kann, vor allem bei Kurzschlüssen. Die ausreichende Kühlung der Kapillareninnenoberfläche ist daher eines der wichtigsten und schwierigsten Probleme der Quecksilber-Schutzvorrichtungen. Vergleichsweise sei darauf hingewiesen, daß die kühlende Oberfläche in den Schmelzsicherungen dank der Sandfüllung um Größenordnungen größer ist.

Unter der Einwirkung des Ueberdrucks im Innern der Kapillare wird das Quecksilber daraus verdrängt. Wenn es an den Enden der Kapillare durch elastische Ausbildung der dort an-

geordneten Kammern aufgenommen werden kann, löscht der Lichtbogen, sobald der Abstand der Quecksilberkuppen die Löschdistanz erreicht. Ist die Kapillare zu kurz oder das Aufnahmevermögen der Kammern zu klein, so kann der Lichtbogen stehen bleiben. Durch den großen Energieanfall verdampft dann immer mehr Quecksilber und Kapillarenmaterial und der Druck steigt an bis zum Zerplatzen der Anordnung.

Außer der genügenden Kühlung der Kapillarenoberfläche ist somit eine genügende Länge der Kapillare und entsprechendes Fassungsvermögen der elastischen Kammern notwendig. Mit Vorteil wird in den Kammern ein Gaspolster angewendet, das nach dem Entleeren der Kapillare in diese einströmen und den Lichtbogen löschen kann. Die besten Eigenschaften hat in dieser Beziehung Wasserstoff, vergleiche Fig. 42 und 43. In diesem Fall wird auch eine einigermaßen dauerhafte Trennstelle zwischen den beiden Quecksilberelektroden entstehen.

Falls kein Gas von den Kammern her in die Kapillare strömen kann, rekondensiert das Quecksilber in der Kapillare nach Erlöschen des Lichtbogens wiederum und der Quecksilberleiter schließt sich von neuem. Die Anordnung arbeitet in diesem Falle als periodischer Unterbrecher, s. Fig. 22. Es ist möglich, mit Hilfe der während des Ansprechvorganges auftretenden Druckspitzen einen Kontakt zu betätigen, welcher für einen dauernden Unterbruch des Stromkreises außerhalb des Quecksilberleiters sorgt, siehe Fig. 48.

### C. Erwärmungsschlag

#### 1. Druckspitze

Die rascheste thermische Ausdehnung des Quecksilberfadens und damit verbunden der größte Erwärmungsschlag tritt im Kurzschlußfall auf. Nach den Formeln (22) und (23) gilt dann für den Temperaturverlauf  $\vartheta(t)$  in einer Kapillare mit homogenem Querschnitt  $A$ :

$$\vartheta = \beta \cdot t^3 \text{ mit: } \beta = \frac{1}{3} \cdot \left( \frac{U}{AL} \right)^2 \cdot \frac{1}{(c/\rho)} \quad (44)$$

Bei Vernachlässigung der Kompressibilität des Quecksilbers — sie macht nach *Bridgman* [29] bei 7000 at erst 2,4 % des Volumens aus — und der elastischen Ausdehnung der Kapillare nimmt ein Volumenelement  $A \cdot \delta x_0$ , das bei Zimmertemperatur den Abstand  $x_0$  von der Kapillarenmitte hatte, zur Zeit  $t$  den Abstand

$$x(t) = x_0 \cdot (1 + \alpha\vartheta) = x_0 \cdot (1 + \alpha\beta t^3) \quad (45)$$

ein ( $\alpha$  = kubischer thermischer Ausdehnungskoeffizient). Die Beschleunigung  $\ddot{x}$  des Massenelementes  $\gamma A \delta x_0$  ( $\gamma$  = spez. Gewicht bei Zimmertemperatur) wird durch die Kraftdifferenz  $-A \cdot \delta p$  an seinen Stirnflächen verursacht:

$$-A \cdot \delta p = (\gamma A \cdot \delta x_0) \cdot \ddot{x} = \gamma A \delta x_0 \cdot x_0 6 \alpha \beta t$$

Für den Druck  $p$  längs der Kapillare folgt daraus die Differentialgleichung:

$$dp = x_0 \cdot dx_0 \cdot 6 \alpha \beta \gamma t$$

Ihre Integration ergibt unter Berücksichtigung der Bedingung, daß an den Kapillarenden  $x_0 = \pm l$  der äußere Druck  $p = p_a$  herrscht:

$$p - p_a = 3 \alpha \beta \gamma (l^2 - x_0^2) t \quad (46)$$

Der größte Druck  $\hat{p}_j$  (der Index weist auf die Stromdichte und die Joule'schen Verluste als Ursache hin) tritt in der Kapillarenmitte  $x_0 = 0$  direkt vor dem Ansprechen auf und ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\hat{p}_j - p_a = 3 \alpha \beta \gamma l^2 t_a \quad (47)$$

Einsetzen von  $\beta$  nach (44) und von  $t_a$  nach (23) führt zu folgender Formel:

$$\left. \begin{aligned} \hat{p}_j - p_a &= c_j \cdot \left( \frac{U}{AL} \right)^{4/3} l^2 \\ \text{mit} \quad c_j &= \sqrt[3]{3} \frac{\alpha \gamma \vartheta_v^{1/3}}{\left( \frac{c}{\varrho} \right)^{2/3}} \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Die Druckspitze ist demnach proportional dem Quadrat der Kapillarenlänge und der  $(4/3)$ -Potenz der Steilheit ( $U/AL$ ) der Stromdichte. Der Proportionalitätsfaktor berechnet sich mit

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,82 \cdot 10^{-4} / \text{grad} \\ \gamma &= 13,55 \text{ gr/cm}^3 \\ \vartheta_v &= 330 \text{ grad} \\ \left( \frac{c}{\varrho} \right) &= 1,60 \cdot 10^4 \frac{\text{A}^2 \text{s}}{\text{cm}^4 \text{grad}} \\ \text{zu: } c_j &= 3,9 \cdot 10^{-5} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^{1/3} \text{A}^{4/3} \text{s}^{2/3}} \end{aligned} \quad (49)$$

Berechnungsbeispiel: Ein Kurzschluß im 550 V-Prüfkreis des SEV (siehe Tabelle II) führt in seiner Sicherung mit einer 4 cm langen 0,4 mm-Kapillare zu einer Druckspitze

$$\hat{p}_j - p_a = 180 \text{ at.}$$

Bei einem Durchmesser von 0,1 mm würde man sogar 7200 at errechnen.

Der Zusammenhang zwischen dem inneren Ueberdruck  $p_i$  und der max. tangentialen Zugspannung  $\sigma_t$  in der Kapillarenwand ist nach [33] gegeben durch die Formel:

$$\sigma_t = p_i \frac{d_a^2 + d_i^2}{d_a^2 - d_i^2} \quad (50)$$

Bei einem Innendurchmesser  $d_i = 0,4$  mm resp. 0,1 mm und einem Außendurchmesser  $d_a = 6,8$  mm beträgt die Zugspannung in der Wand ca. 1,8 kg\*/mm<sup>2</sup> resp. 72 kg\*/mm<sup>2</sup>.

Die Kompressibilität des Quecksilbers ist bei 180 at kleiner als 1‰ des Volumens und wurde mit Recht gegenüber der thermischen Ausdehnung von ca. 7 % vernachlässigt. Auch die Ausdehnung der Kapillare macht bei 180 at weniger als 1‰ des Volumens aus.

Der elastischen Ausdehnung der Kapillare entgegengesetzt wirkt der folgende Effekt: Mit der Druckerhöhung ist eine entsprechende Erhöhung des Siedepunktes  $\vartheta_v$  des Quecksilbers verbunden, die ihrerseits wieder die Ansprechwerte  $l_a$ ,  $i_a$ ,  $W_a$  und die Druckspitze erhöht. Im obigen Beispiel entspricht der Druckspitze von 180 at ein Siedepunkt von etwa 1000 °C [30]. Setzt man in die Formel (48) die korrigierten Werte von  $\vartheta_v$  und  $(c/\rho)$  ein, so erhält man eine Erhöhung der Druckspitze um etwa 20 %.

Noch eine Bemerkung zu den in die obigen Formeln eingehenden Größen  $l$  und  $p_a$ . Da nicht nur das Quecksilber innerhalb der Kapillare, sondern auch dasjenige in den anschließenden Kammern beschleunigt werden muß, ist entweder  $l$  größer als die halbe Kanallänge oder aber  $p_a$  größer als 1 at zu wählen. — In den Quarzröhren des Versuchssubjektes springen bei jeder Abschaltung Quecksilbersäulen hoch; Gummi-Abschlußwände können vom Quecksilberstrahl in Verlängerung der Kapillare durchschossen werden. — Ferner ist darauf hinzuweisen, daß die Umsetzung von Wärme in kinetische Energie den Aufheizvorgang etwas verlangsamt. Die kinetische Energie beträgt jedoch bei  $l = 1$  cm,  $d = 0,5$  mm und einer Säulengeschwindigkeit von 40 m/s nur 0,02 Js.

## 2. Geschwindigkeit der auseinandereilenden Quecksilbersäulen

Außer der Druckspitze ist vor allem auch die Geschwindigkeit  $v$  der Quecksilbersäulen, mit der sie infolge des Erwärmungsschlages allein auseinander eilen würden, von Interesse. Experimentell ist nur die durch Erwärmungs- und Verdampfungsschlag zusammen erzeugte Geschwindigkeit meßbar.

Aus (45) ergibt sich die Endgeschwindigkeit der Massenelemente durch Differentiation zu

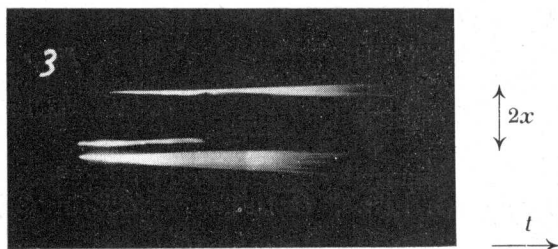
$$3 \alpha \beta t_a^2$$

Die äußersten Teile haben also die Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} \hat{v}_j &= 3 \alpha \beta t_a^2 = c_v \cdot l \cdot \left( \frac{U}{AL} \right)^{2/3} \quad \text{mit:} \\ c_v &= 3^{2/3} \frac{\alpha \vartheta_v^{2/3}}{(c/\varrho)^{1/3}} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \hat{v}_j &= 3 \alpha \beta t_a^2 = c_v \cdot l \cdot \left( \frac{U}{AL} \right)^{2/3} \\ c_v &= 3^{2/3} \frac{\alpha \vartheta_v^{2/3}}{(c/\varrho)^{1/3}} \end{aligned}} \right\} \quad (51)$$

Für einen Kanal mit  $l = 1$  cm und  $d = 0,5$  mm berechnet sich für die 250 V-Prüfung SEV der Wert  $\hat{v}_j = 3$  m/s.

Die mittlere Geschwindigkeit der ganzen Säule wäre nach dem Impulssatz halb so groß, unter der Voraussetzung, daß die mittleren Massenelemente durch innere Kräfte (Kohäsion, Oberflächenspannung, aus der Ruhe auf diese mittlere Geschwindigkeit beschleunigt werden können. Es besteht die Gefahr des Zerreißen



Figur 24: Aufnahme mehrerer gleichzeitig brennender Lichtbögen

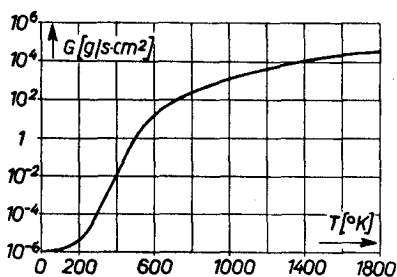
des Quecksilberfadens. Tatsächlich wird das auch oft beobachtet, vgl. z. B. Fig. 24. In anderen Fällen vermag offenbar der nachfolgende Verdampfungsschlag die inneren Teile auf die Geschwindigkeit  $\hat{v}_j$  der äußeren oder sogar darüber zu beschleunigen.

### D. Verdampfungsschlag

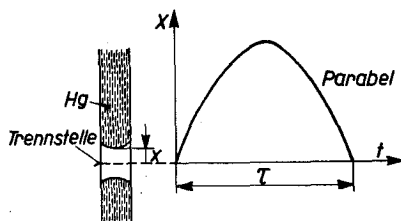
Für die Verdampfungsgeschwindigkeit können zwei obere Grenzen angegeben werden. 1. Die Verdampfungswärme kann nicht größer sein als die anfallende Joule'sche Wärme. 2. Die Verdampfungsgeschwindigkeit hat ihre obere Grenze erreicht, wenn keines der Moleküle, welches die Oberfläche des Quecksilbers verläßt, wieder dorthin zurückkehrt. *M. Knudsen* [31] gibt für die maximale pro  $\text{cm}^2$  und sec verdampfte Quecksilbermenge folgende Zahlenwertformel an:

$$G = 43,75 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{\frac{M}{T}} \cdot p \quad [\text{g/cm}^2\text{s}] \quad (52)$$

Darin bedeutet  $M$  das Molekulargewicht,  $T$  die absolute Temperatur und  $p$  den zugehörigen Dampfdruck in  $\text{dyn/cm}^2$ .  $G$  ist identisch mit der Masse aller Moleküle, welche pro  $\text{cm}^2$  und sec die Oberfläche verlassen. Nach den Messungen von Knudsen kann diese Verdampfungsgeschwindigkeit bei reinen Bedingungen tatsächlich erreicht werden, wenn der Dampf ständig weggeführt



Figur 25:  
Maximale Verdampfungsgeschwindigkeit  
von Quecksilber



Figur 26:  
Bewegung der Quecksilber-  
säulen

wird; geringe Verunreinigungen setzen sie jedoch um etwa drei Größenordnungen herab.  $G$  ist in Fig. 25 für Quecksilber aufgetragen.

Werden Quecksilbersäulen von 1 cm Länge über eine Strecke von 1 mm durch einen inneren Ueberdruck von 200 at beschleunigt, so erreichen sie eine zusätzliche Geschwindigkeit von 20 m/s.

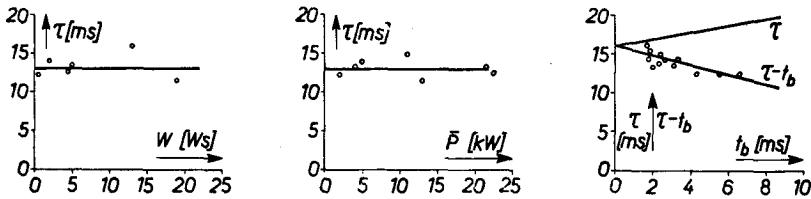
Da die Form der entstehenden Dampfblase von Unebenheiten der Kanalinnenoberfläche wesentlich beeinflusst wird, ist eine quantitative Behandlung des Verdampfungsschlages sehr erschwert. Er ist vermutlich nicht weniger intensiv als der Erwärmungsschlag, jedoch kurzzeitiger.



### E. Lichtbogenschlag

Die während der Lichtbogendauer in der Kapillare anfallende Energie ist bei Spannungen von mehreren hundert Volt groß gegenüber den Joule'schen Verlusten während des Aufheiz- und Verdampfungsvorganges der Quecksilbersäule. Neben einer starken Erwärmung der Kapillarenwände werden auch die auseinander-eilenden Quecksilbersäulen ständig weiter aufgeheizt.

Versuche zeigen, daß die Geschwindigkeit der Quecksilbersäulen während der Lichtbogendauer im allgemeinen nur wenig zunimmt, sobald die Bogenlänge etwa 1 mm erreicht hat. Der innere Ueberdruck kann demnach während dieser Zeit nicht groß



Figur 27: Schwingungsdauer  $\tau$  der Hg-Kuppen in Funktion der Schaltarbeit  $W$ , der mittleren Lichtbogenleistung  $\bar{P}$  und der Lichtbogendauer  $t_b$

sein. Der gleiche Schluß wird durch die Fig. 27 nahegelegt; dort ist die Schwingungsdauer der Säulen (Zeit vom Lichtbogeneinsatz bis zum erneuten Schließen des Stromkreises durch den Kanal) in Abhängigkeit von der Schaltarbeit, der Lichtbogenleistung und der Lichtbogendauer aufgetragen. Ein großer Einfluß dieser Größen auf die Schwingungsdauer ist nicht festzustellen. Die Quecksilbersäulen bewegen sich offenbar im wesentlichen nur unter der Wirkung ihrer Anfangsgeschwindigkeit einerseits und des äußeren Druckes anderseits. Ihre Bewegung wird dann durch eine Parabel dargestellt, Fig. 26.

### F. Dauertrennstelle

Eine Dauertrennstelle zwischen den Quecksilbersäulen in der Kapillare kann auf verschiedene Weise erreicht werden. Es ist bereits erwähnt worden, daß während des Ansprechvorganges nach dem Austreten der Säulen aus der Kapillare event. Gas aus den Kammern her einströmt. Eine Dauertrennstelle wird auch erreicht durch Verunreinigung des Quecksilbers oder der Kapillare, z. B. mit Wasser oder Wasserdampf. Selbst bei ursprünglich reinen Bedingungen kann nach einiger Wartezeit wieder eine Dauertrennstelle auftreten. Im Laufe mehrerer Abschaltungen und Regene-

rierungen werden die Verunreinigungen nach und nach weggeschafft, die Trennstellen werden immer kürzer und schließlich arbeitet die Kapillare wieder als periodischer Unterbrecher wie bei ganz reinen Bedingungen.

Die Dauertrennstelle erfüllt das ideale Gasgesetz und hat bei reinen Bedingungen auch die einem Gas entsprechende Durchschlagsfestigkeit [32]. Bei der Kontrolle des idealen Gasgesetzes ist einerseits der hydrostatische Druck der Quecksilbersäulen in den Quarzröhren, anderseits die Kapillardepression zu beachten. Letztere beträgt bei einem Kapillarendurchmesser von 0,15 mm etwa 0,14 at und nimmt umgekehrt proportional dem Durchmesser ab.

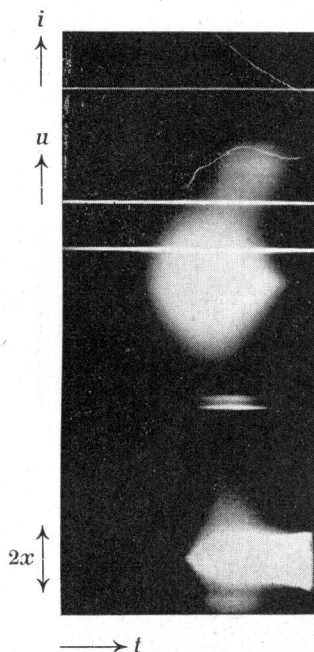
## **VI. Der Abschaltlichtbogen**

Das nähere Studium des Abschaltlichtbogens ist sowohl von praktischem als auch von theoretischem Interesse. Die praktische Bedeutung solcher Untersuchungen kann aus der Tatsache ermessen werden, daß es bis heute — wohl gerade wegen des Abschaltlichtbogens — nicht gelungen ist, kurzschlußfeste, regenerierbare Quecksilbersicherungen zu bauen, obschon seit zwei Jahrzehnten an verschiedenen Orten immer wieder Versuche in dieser Richtung unternommen wurden [8]. — Auf die bei der Kurzschlußabschaltung auftretenden Schwierigkeiten wird im nächsten Kapitel noch besonders eingegangen. — Die angewandten Untersuchungsmethoden und -apparaturen, sowie die erhaltenen Ergebnisse sind ferner von Interesse für die Theorie der wandstabilisierten Lichtbögen [34]...[37]. Die Untersuchungen können von diesem Standpunkt aus noch nicht als abgeschlossen betrachtet werden; sie sollten vielmehr zunächst einen allgemeinen Ueberblick über die auftretenden Erscheinungen und praktische Hinweise zu ihrer Beherrschung geben.

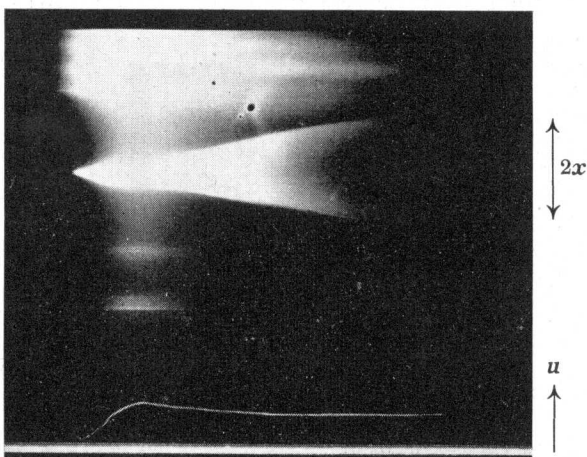
### *A. Versuchsapparatur*

Die neue Versuchsapparatur bietet gegenüber der im V. Kapitel beschriebenen folgende Vorteile: Die Filmgeschwindigkeit kann bis auf 100 m/s gesteigert werden, was für die Untersuchung von Feinheiten, insbesondere am Anfang der Bogendauer, von Bedeutung ist. Spannung, Strom und Lichtbogenlänge werden auf dem gleichen Filmstreifen nebeneinander aufgezeichnet; die zeitraubende Synchronisierung von Schleifenzillogramm und Bogenfilm fällt weg. Die elektrischen Größen und die Bogenlänge wer-

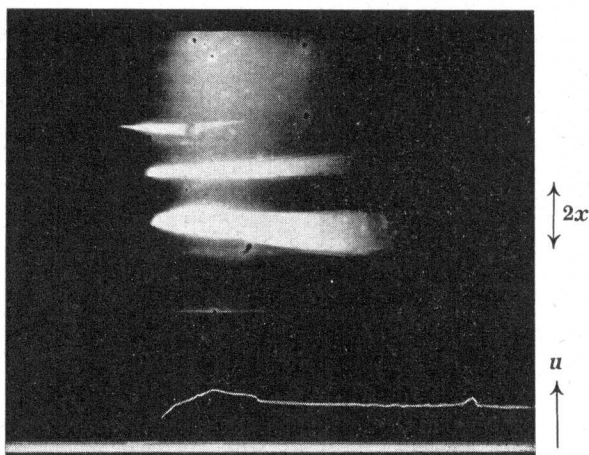
den mit der gleichen hohen zeitlichen Auflösung aufgenommen, siehe Fig. 28. Die Filmstreifen müssen nicht mehr im Dunkeln



Figur 28 a: Simultane Aufnahme von Strom  $i$ , Spannung  $u$  und Bogenlänge  $2x$ .



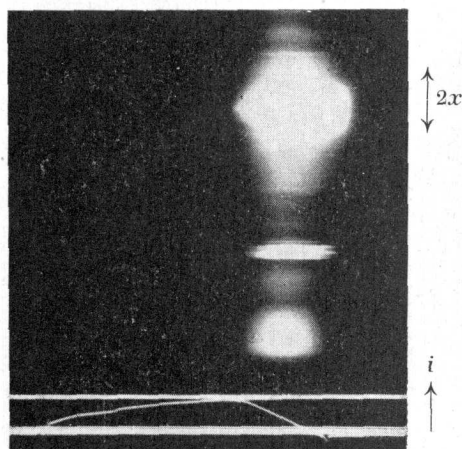
Figur 28 b und c: Simultanaufnahmen von Lichtbogenlänge  $2x$  und -spannung  $u$ .  $\longrightarrow t$



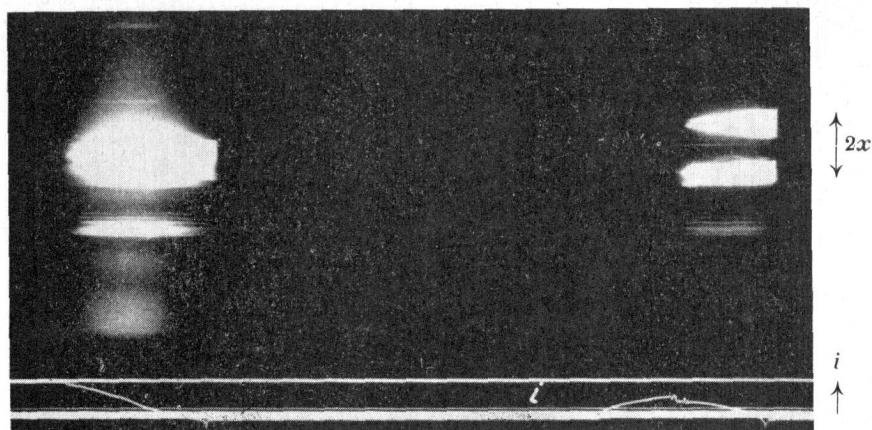
zu einem unendlichen Band zusammengeleimt, sondern können ohne lange Vorarbeiten auf die Filmtrommel geschoben werden.

Fig. 29 a gibt ein Gesamtbild der Versuchsanlage, Fig. 29 b ein Bild der Optik. Die Hauptteile der Versuchsanlage sind in der Fig. 30 schematisch dargestellt. Fig. 30 a zeigt die gegenseitige Anordnung von Filmrad, Verschluß, Optik, Kathodenstrahl-

oszillographen und Versuchsobjekt. Der Strahlengang vom Versuchsobjekt zum Film konnte bis auf das neu eingesetzte Umlenkprisma von der früher verwendeten Apparatur übernommen werden. Der Schirm des einen Oszillographen wird über einen Um-

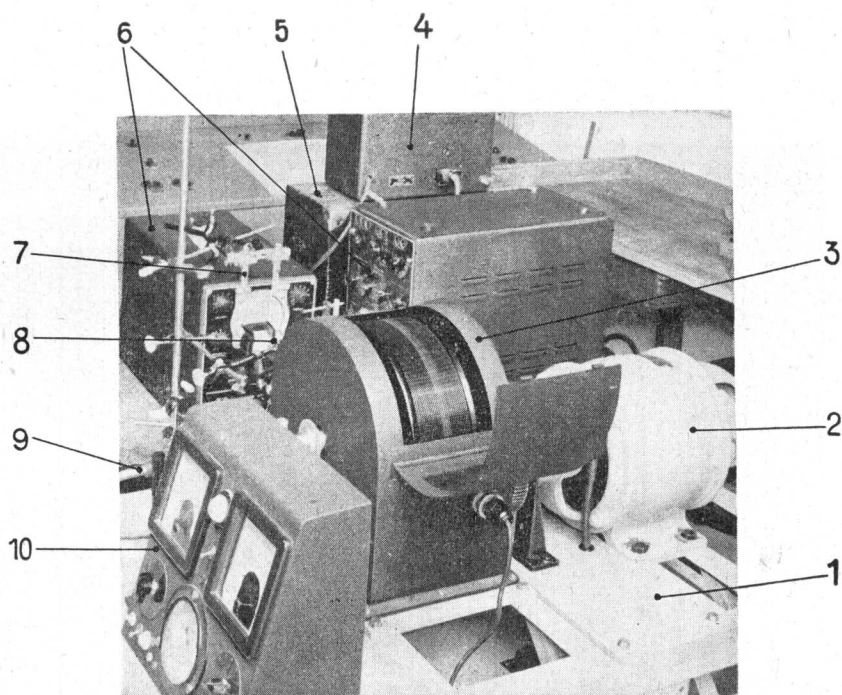


Figur 28 d und e: Simultanaufnahmen von Lichtbogenlänge  $2x$  und Strom  $i$ .



lenkspiegel abgebildet. Das Streulicht vom Versuchsobjekt her wird durch Bälge abgehalten. Leider stand kein Zweistrahl-Oszillograph genügender Lichtstärke zur Verfügung. Der Verschuß ist aus Fig. 30 b ersichtlich. Er besteht aus einer um eine horizontale Achse drehbaren Platte, welche normalerweise senkrecht steht und zusammen mit den beiden Filzstreifen das Innere der Apparatur lichtdicht abschließt. Vor der Aufnahme wird die

Platte im Dunkeln entgegen einer Federkraft von Hand in horizontale Lage gedreht und gibt in dieser Stellung den Strahlengang frei. Durch den Abschaltvorgang wird wie bisher der Verschluß



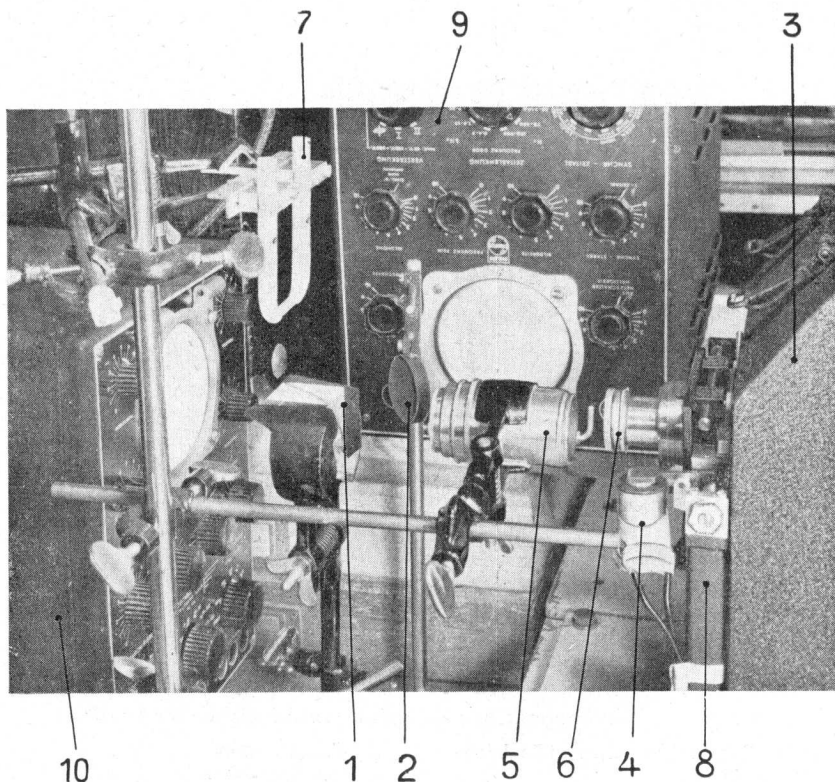
Figur 29 a: Aufnahmegerät mit einer Filmgeschwindigkeit bis zu 100 m/s.

- |                                    |                          |
|------------------------------------|--------------------------|
| 1 Tisch mit Pumpe und Gleich-      | 5 Tongenerator           |
| richter                            | 6 Oszillographen         |
| 2 Antriebsmotor                    | 7 Schaltkapillare        |
| 3 Filmrad mit lichtdichtem Gehäuse | 8 Optik, siehe Fig. 29 b |
| 4 Hochspannungsgerät für Nach-     | 9 Pumpstutzen            |
| beschleunigung mit 5 kV            | 10 Instrumenten-Tableau  |

über eine Relaisschaltung und den Verschlußmagneten ausgelöst. Für die Viertelsdrehung benötigt die Platte ca. 1 ms; bei einer Filmgeschwindigkeit von 100 m/s tritt jedoch nur über eine Film-länge von wenigen cm eine Schwächung der Bildhelligkeit ein, da der Strahlengang schon nach einer Drehung von  $45^\circ$  abgeschnitten wird.

Die Konstruktion der Filmtrommel ist in Fig. 30 c gezeigt. Der 1 m lange Filmstreifen kann bei ruhendem Rad dank der

seitlichen Führungsrillen mühelos eingeschoben werden. Film-  
länge und Radumfang sind so gewählt, daß sich die Filmenden  
ca. 5 mm überlappen; das innere Filmende ist perforiert. Nach

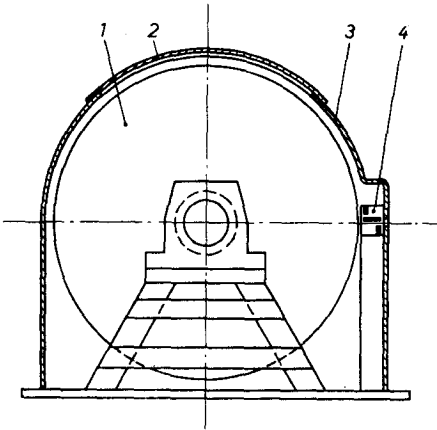


Figur 29 b: Optik zum Aufnahmegerät nach Fig. 29 a

- |                               |                                    |
|-------------------------------|------------------------------------|
| 1 Umlenkprisma für Bogenlicht | 6 Leica-Optik f: 2, f = 50 mm      |
| 2 Umlenkspiegel für KO 9      | 7 Schaltkapillare                  |
| 3 Gehäuse mit Filmrad         | 8 Verschuß                         |
| 4 Verschußmagnet              | 9/10 Kathodenstrahl-Oszillographen |
| 5 Optik f: 3,5, f = 75 mm     |                                    |

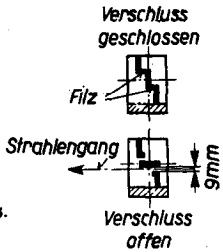
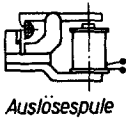
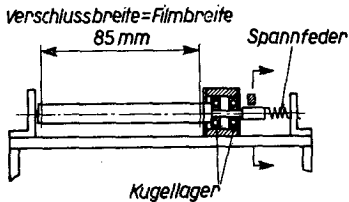
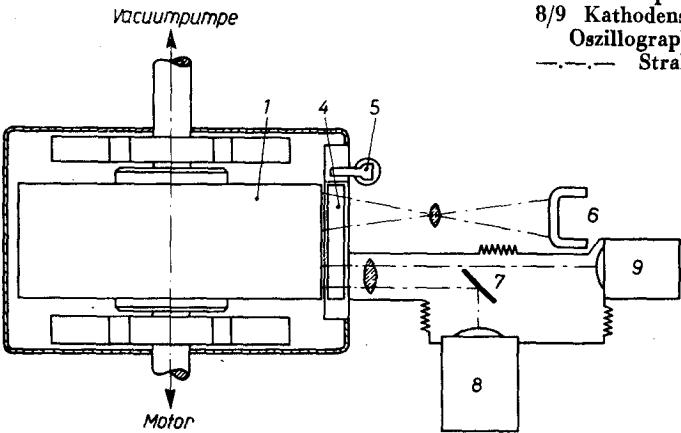
Einfädeln des Filmes wird die Trommel nach einem Vorschlag  
meines Mitarbeiters *Hanspeter Hirni* durch die Achse und den  
Pumpstutzen evakuiert. Auch während des Laufens muß gepumpt  
werden. Die Verbindung zwischen dem Trommelinnern und dem  
Filmstreifen wird durch eine Reihe von Rillen am Radumfang

hergestellt, die ihrerseits durch je vier Löcher mit dem Inneren in Verbindung stehen. Um unzulässige Beanspruchungen bei der höchsten Drehzahl von 6000 T/min zu vermeiden, ist der Rad-



**Figur 30 a:**  
Aufnahmegerät 100 m/s

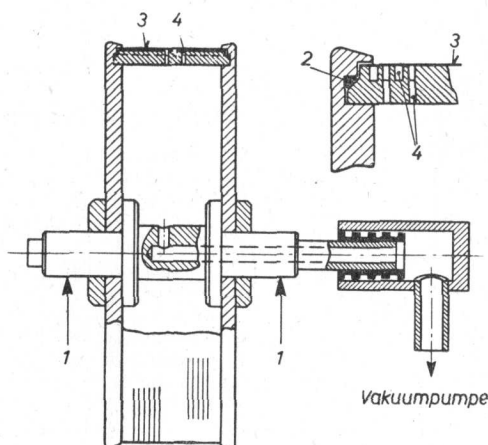
- 1 Filmrad nach Fig. 30 c
- 2 Gehäusedeckel
- 3 Lichtdichtes Gehäuse
- 4 Verschluss nach Fig. 30 b
- 5 Auslösespule zum Verschluss
- 6 Versuchskapillare
- 7 Umlenkspiegel
- 8/9 Kathodenstrahl-Oszillographen
- Strahlengang



**Figur 30 b:** Verschluss zum Aufnahmegerät 100 m/s.

mantel nach einem Vorschlag von *F. Hauser* elastisch in den Führungsscheiben gelagert; die Dichtung erfolgt mit einem eingepreßten Gummiring.

Die Versuchsanordnung ist samt Zubehör, wie lichtdichtem Gehäuse, Teile der Optik, Gleichstrommotor und zugehörigem

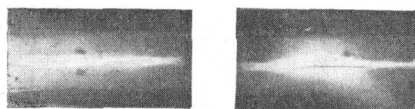


Figur 30 c: Filmrad mit Dichtungen und Pumpstutzen

- 1 Lagerstellen
- 2 Gummidichtung
- 3 Film
- 4 Rillen mit Querbohrungen

Gleichrichter, Vakuumpumpe, Tachometer, Zeitschreiber, Instrumenten, Zusatzwelle mit Nockenkontakten usw. zu einer konstruktiven Einheit zusammengebaut.

Auf einige Nebeneffekte, welche sich bei den Aufnahmen zeigten, soll noch kurz eingegangen werden. Wie aus Fig. 31 er-



Figur 31: Kapillarenstreulicht

sichtlich, leuchtet bei einer Abschaltung nicht nur der Lichtbogen, sondern die gesamte Kapillare auf. Das stellenweise intensive Streulicht kann zu Verzeichnungen insbesondere am Anfang des Lichtbogenfilmes führen und hellt die ganze Filmbreite etwas auf. Aus dieser plötzlich einsetzenden Aufhellung kann trotz der erwähnten event. Verzeichnung der Lichtbogenbeginn sicher festgestellt werden. — Eine weitere Leuchterscheinung ist bemerkenswert, obschon sie auf den Filmen nicht wiedergegeben wird: der stromdurchflossene Quecksilberfaden sendet in der Berg-

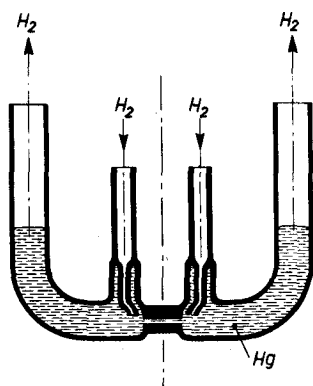


kristallkapillare bei Temperaturen über ca. 300 °C ein sanftes, grünes Licht aus; bei äußerer Erwärmung, ohne Stromdurchgang, tritt der Effekt nicht auf, ebensowenig in einer Glaskapillare bei Stromdurchgang.

Die wiedergegebenen Filmkopien zeigen hie und da dunkle, scheinbar unbelichtete Streifen parallel zu den Filmrändern. Da dieser Effekt nur bei einzelnen Filmlieferungen auftrat, kann es sich um einen Materialfehler handeln.

Ein mit Gummidichtungen versehenes Druckgefäß zur Aufnahme der Versuchskapillaren ermöglichte Versuche in einem Druckbereich von 0,1...5 ata und in verschiedenen Atmosphären.

Bei den Abschaltversuchen mit Wasserstoff wurde das Gas mit Ueberdruck direkt den Enden der Kapillare zugeführt, vgl. Fig. 32.



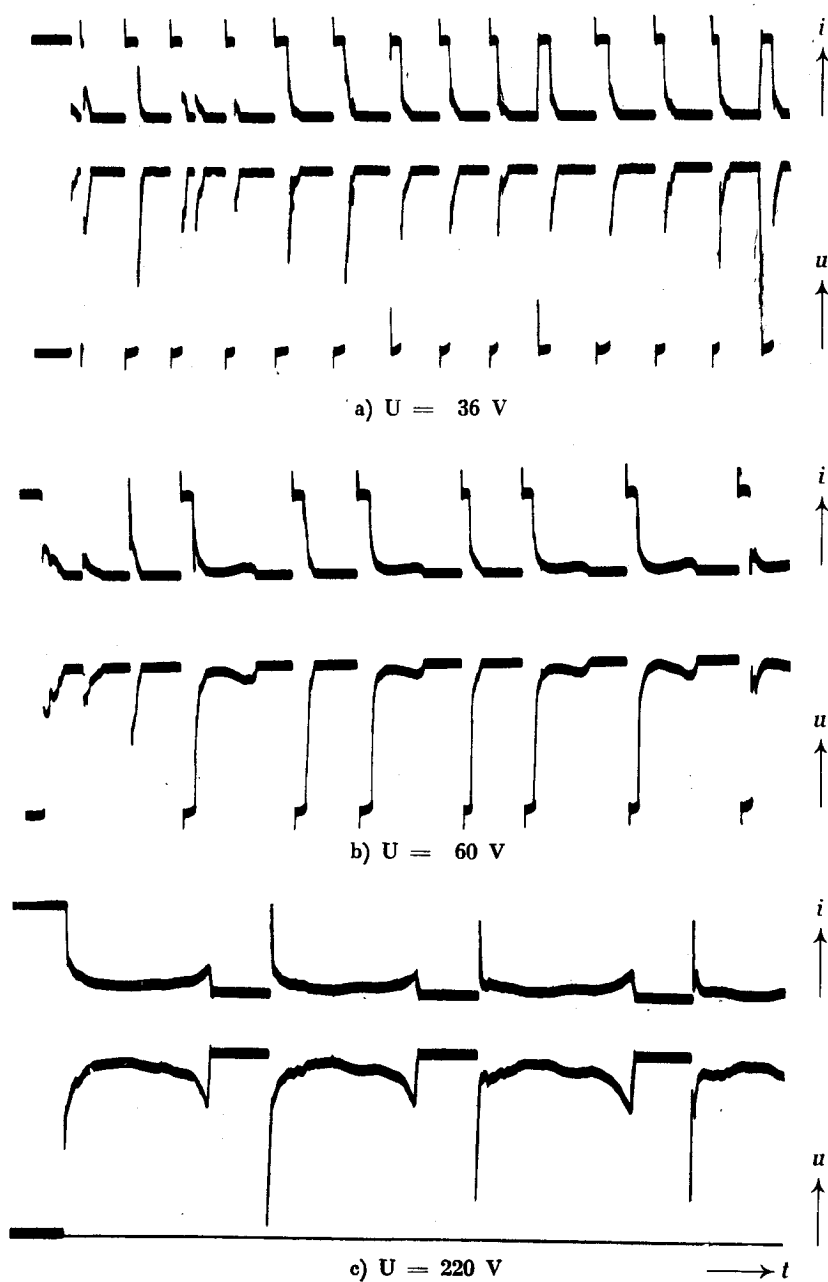
Figur 32:  
Kapillare für Wasserstoffversuche

Ein Unterschied zwischen Anode und Kathode oder ein Nachleuchten der Elektroden nach Erlöschen des Bogens ist aus den aufgenommenen Filmen nicht ersichtlich. Die Säule leuchtet über ihre ganze Länge gleichmäßig hell. Scheinbar unbelichtete Streifen sind durch Materialfehler oder Beschädigungen der Filmschicht verursacht. Im Gegensatz zum Niederstromkohlebogen und ausgeprägter als beim Hochstromkohlebogen [38] kommt praktisch die ganze Strahlung aus den Säulen.

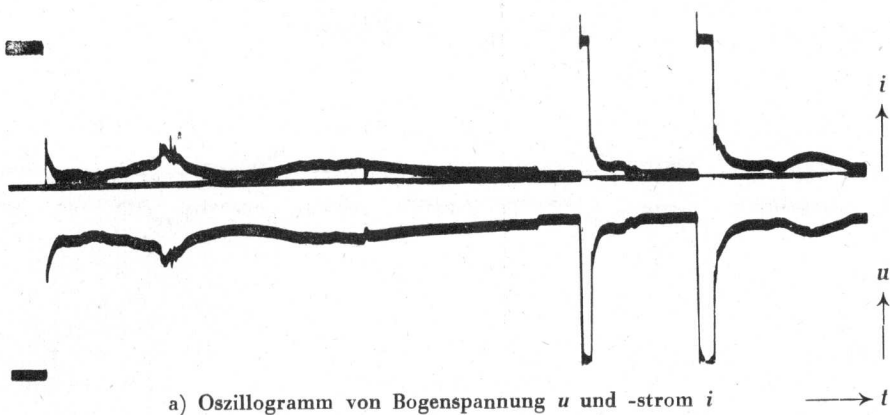
### *B. Beobachtungen am Abschaltlichtbogen*

Auf die Entstehung des Abschaltlichtbogens und auf die vorangehenden Druckspitzen des Erwärmungsschlages und des Verdampfungsschlages ist bereits im V. Kapitel näher eingegangen worden. Hier soll die weitere Entwicklung des Lichtbogens an

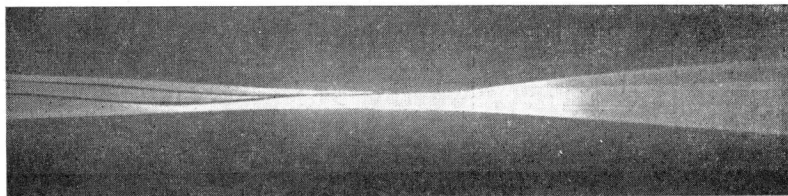
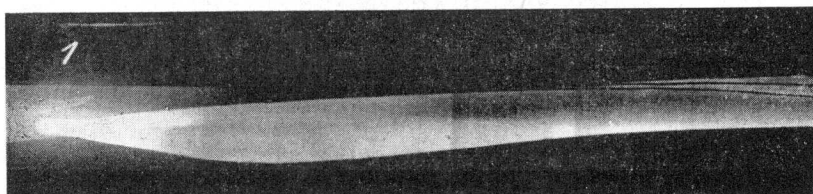
**Figur 33:** Abhängigkeit der Lichtbogendauer von der Spannung



Figur 34: Sonderfälle von Lichtbögen

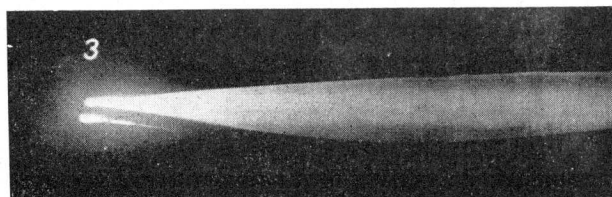


Anfang



$2x$

Ende

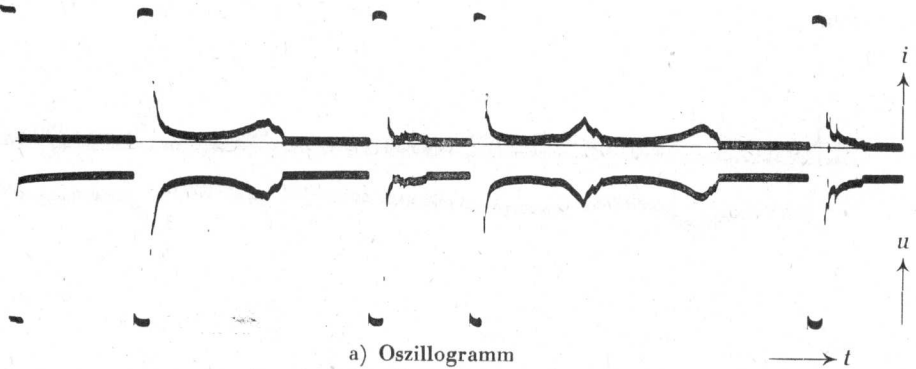


$\longrightarrow t$

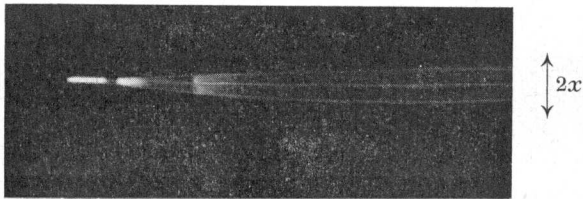
b) Aufnahme des Lichtbogens in der Kapillare

- 1 Zeitweise in 3 Teile zerfallener schwingender Lichtbogen
- 3 Am Anfang brennen zwei Lichtbögen in Serie

Figur 35: Sonderfälle von Lichtbögen



a) Oszillogramm



b) Aufnahme des fünften Lichtbogens  $\longrightarrow t$

Hand von Beobachtungen dargestellt werden. Oft werden hier Aufnahmen mit der ersten Versuchsanordnung wiedergegeben, da im allgemeinen Strom und Spannung zur Interpretation nicht benötigt werden.

### 1. Erscheinungsformen

Die auseinanderfallenden Quecksilbersäulen strecken den Lichtbogen immer mehr. Dabei kann der Lichtbogen erlöschen. Dieser Fall tritt vor allem ein bei niedriger Spannung, hohem Druck und enger Kapillare. Beispiele sind in den Fig. 23b, 24, 35b, 36b wiedergegeben. Mit zunehmender Spannung wird die Bogendauer größer, vgl. Fig. 33.

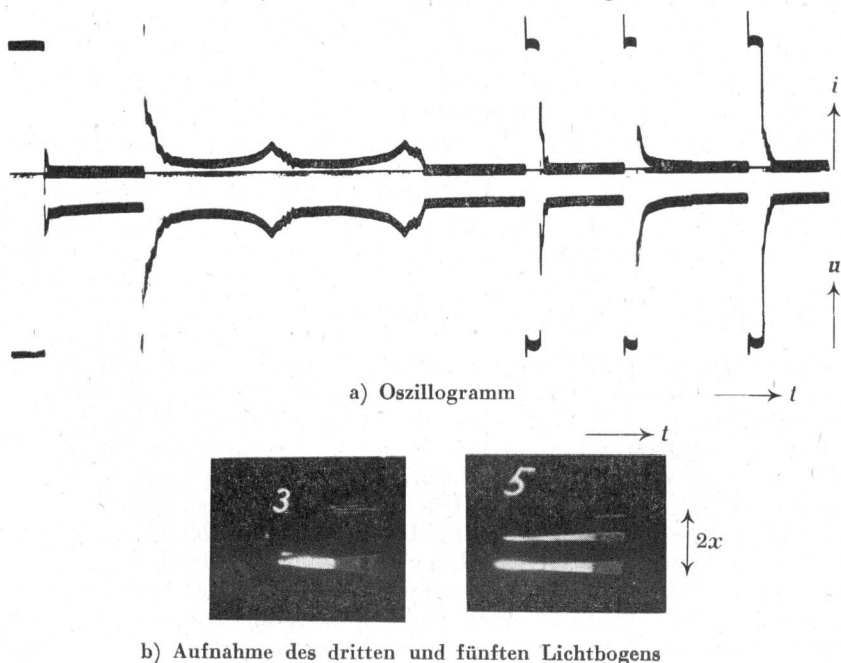
Wie schon früher bemerkt, ist im allgemeinen der Druck im Lichtbogenplasma nicht höher als im Außenraum. Bei der aufgezwungenen Expansion des Plasmas sinkt der Druck im Gegenteil unter den Außendruck. Die Bewegung der Säulen wird dadurch verlangsamt. Ihre Geschwindigkeit ändert schließlich das Vorzeichen. Die Bogenlänge hat bei niederem Druck ein Maximum

überschritten und nimmt wieder ab. Der Gradient steigt, ebenso die Leistung pro cm Bogenlänge und damit auch die Temperatur des Plasmas und die Ausstrahlung. Auch der Druck im Plasma wird wieder größer, übertrifft den Außendruck, bremst die zusammenstreichenden Säulen ab und treibt sie wieder auseinander. Dieser Schwingungsvorgang kann sich mehrmals wiederholen, vor allem bei hoher Spannung, niedrigem Druck und weiter Kapillare. Er ist aus vielen der wiedergegebenen Oszillogramme und aus den Filmen Fig. 34 b, 37 b und 39 b ersichtlich. Außer der Schwingung der Bogenlänge fällt auch die Schwingung in der Leuchtdichte auf, die bei der max. Bogenlänge ein Minimum, bei der min. Bogenlänge oder kurz danach ein Maximum durchläuft. Der Schwingungsvorgang wird in Abschnitt C in zwei Beispielen quantitativ ausgewertet.

Bei weiten Kapillaren wird oft auch der Fall beobachtet, daß die Säulen trotz eines brennenden Lichtbogens sich wieder vereinigen, vor allem wenn die Zündung erst während des Zusammenlaufens erfolgte.

Bei Lichtbögen, welche bereits mit einer gewissen Länge beginnen, ist stets zu untersuchen, ob außer den beiden voran-

Figur 36: Sonderfälle von Lichtbögen



gehenden Schlägen nicht auch die Streulichtverzeichnung und unregelmäßige Oberflächenbewegungen (Brodeln) mitspielen.

Das Zünden eines weiteren Lichtbogens in Serie bewirkt Schwächung der Helligkeit des bereits brennenden Lichtbogens, vgl. Fig. 36 b, oder sogar Löschung, vgl. Fig. 39. Umgekehrt folgt dem Erlöschen eines Seriebogens sofort ein Leuchtdichteanstieg des verbliebenen, vgl. Fig. 24, 34 b und 35 b. Der Zusammenhang mit der Erniedrigung resp. Erhöhung des Gradienten ist offensichtlich. — Fig. 34b zeigt einen in der Länge doppelt unterteilten Lichtbogen.

## 2. Verlauf von Bogenspannung und -strom

Die Fig. 28 zeigt Simultanaufnahmen von Strom  $i$ , Spannung  $u$  und Lichtbogenlänge  $2x$  und gestattet elektrische und mechanische Größen einfach miteinander in Beziehung zu bringen. Die mühevoll vollführte Synchronisierung von Bogenfilm und Schleifenzillogramm fällt weg. Fig. 28 a, b, und c zeigen den Spannungssprung beim Zünden des Lichtbogens; Fig. 28 c läßt drei Lichtbögen in Serie, welche rasch nacheinander zünden, und entsprechend drei Spannungssprünge erkennen. Anschließend steigt die Spannung etwa linear an; Ueberspannungen treten vor allem kurz nach dem Beginn und am Ende des Lichtbogens auf.

Der Bogenstrom fällt nach den Fig. 28 a, d und e etwa linear ab. Fig. 28 d enthält zufällig auch noch den Stromanstieg nach dem Schließen des Stromkreises. Zwischen Anstieg und Abfall des Stromes liegt jedoch mindestens eine Umdrehung der Filmtrommel. Anstiegs- und Abfallgeschwindigkeit des Stromes sind von der gleichen Größenordnung. Fig. 28 e zeigt nach einer Abschaltung ein erneutes Schließen des Quecksilberleiters. Der Strom erreicht jedoch nicht mehr den stationären Wert; schon vorher wird wieder abgeschaltet.

## 3. Einfluß des geschalteten Stromkreises

Die Abschaltungen wurden meistens in einem Gleichstromkreis vorgenommen. Bei Wechselstromkreisen sind die Abschaltbedingungen je nach Phasenlage des Ansprechmoments sehr verschieden. Abschaltungen in der Nähe des Stromnulldurchganges erfolgen fast lichtbogenfrei, führen jedoch trotzdem zu vergleichbaren Schwingungsdauern der Quecksilbersäulen, vgl. Fig. 27, da die Anfangsgeschwindigkeit vom Lichtbogen unabhängig ist.

Um definierte und durchsichtige Bedingungen zu haben, wurde im allgemeinen in einem vorwiegend ohm'schen Gleichstromkreis gearbeitet. Der Einfluß einer Kreisinduktivität von 1, 14 und 100 mH auf Bogenspannung, Strom und Bogendauer ist aus Fig. 44

ersichtlich. Die hohe Bogenspannung  $u$  hat ihren Grund in der hohen Gegenspannung an der Induktivität  $L$ :

$$u = U - Ri - L \underbrace{\frac{di}{dt}}_{> 0} \quad (54)$$

#### 4. Stromdichte

Der bei Normaldruck durch eine Kapillare mit 0,5 mm Innendurchmesser fließende Bogenstrom beträgt 1...3 A; zu Beginn des Lichtbogens kann der Strom jedoch bedeutend größere Werte annehmen, bei Kurzschlußabschaltungen ganz kurzzeitig über 100 A. Der angegebene Strom von 3 A entspricht aber bereits einer mittleren Stromdichte von 1500 A/cm<sup>2</sup>. — Vergleichsweise tritt in der kontrahierten Säule eines Hochstromkohlebogens nach [38] eine Stromdichte von max. 3000 A/cm<sup>2</sup> auf. Die Stromdichten an den Elektroden sind mindestens von der gleichen Größe wie diejenigen im Kanal.

#### C. Die dynamischen Lichtbogenkennlinien

Ueber den Zusammenhang zwischen dem Gradienten  $E$  und dem Strom  $i$  in einem Lichtbogen kann im allgemeinen Klarheit erhalten werden, wenn der Bogenstrom  $i$  bei langsam (statisch) oder rasch (dynamisch) veränderlicher Bogenspannung  $u$  gemessen wird; die dynamische Charakteristik  $u = f(i)$  kann nach [39] z. B. direkt auf dem Schirm des Kathodenstrahloszillographen sichtbar gemacht werden.

Bei den vorliegenden Abschaltlichtbögen hätte eine solche dynamische Charakteristik  $u = f(i)$  wenig Sinn, da die Bogenlänge variabel ist. Um den Anschluß an die Theorie wandstabilisierter Lichtbögen zu finden, muß aus den aufgenommenen Filmen und Oszillogrammen die dynamische Charakteristik  $E = f(i)$  ausgewertet werden nach der Formel:

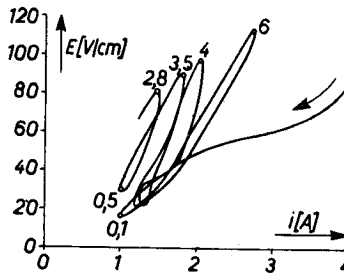
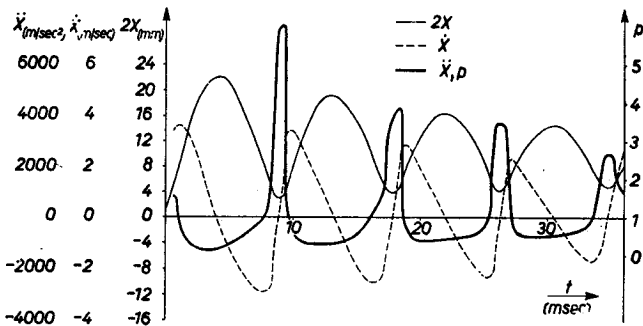
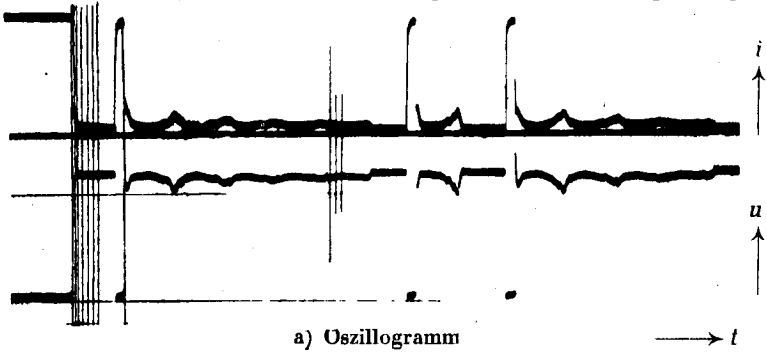
$$E = \frac{u - (U_a + U_k)}{2x} = f(i) \quad (55)$$

$2x$  = Lichtbogenlänge.

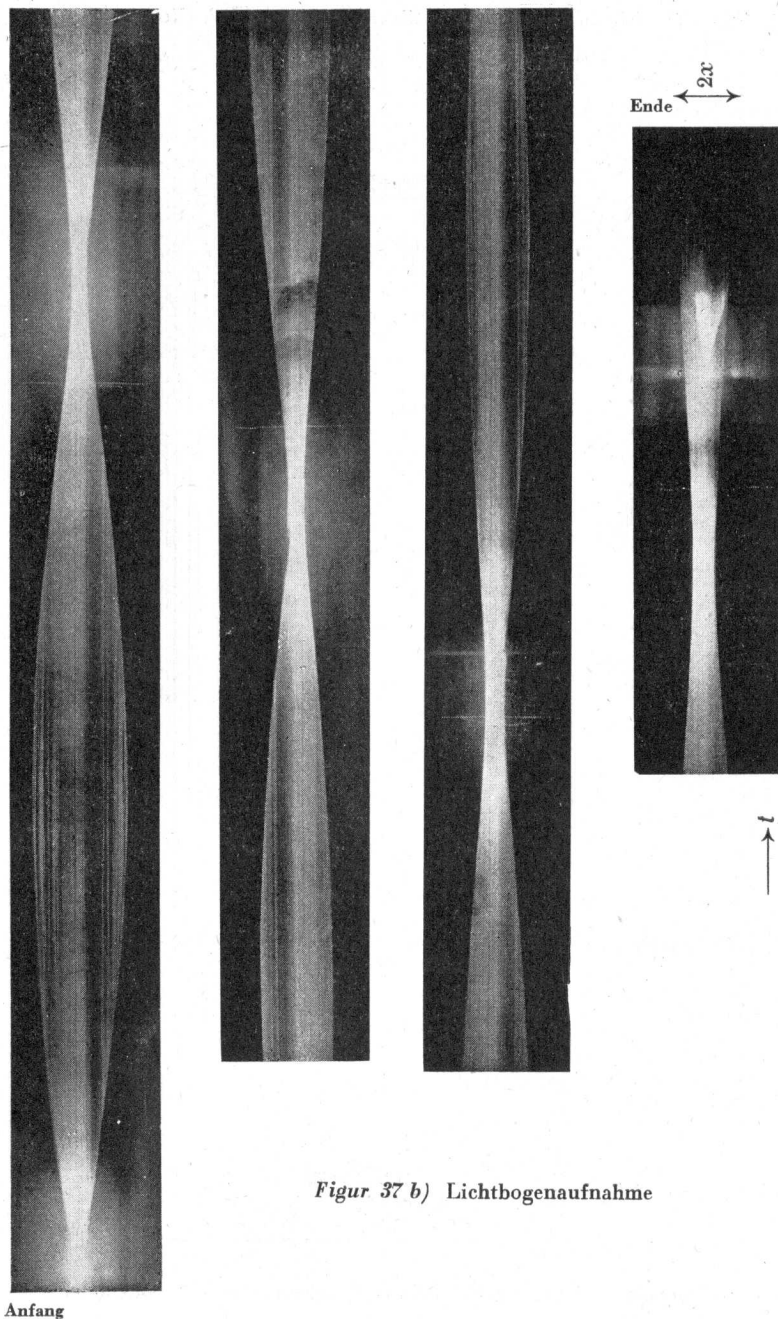
Die Summe von Anodenfall  $U_a$  und Kathodenfall  $U_k$  wird in Abschnitt D zu 16,5 V bestimmt. Die Länge  $2x$  wird aus dem Lichtbogenfilm mit Auswertelupe herausgelesen, Strom und Spannung aus dem Oszillogramm bei 10 facher Vergrößerung unter dem Hauser-Projektor oder besser aus einer Simultanaufnahme.

Aber auch die so erhaltene dynamische Charakteristik  $E = f(i)$  ist noch nicht ohne weiteres mit der Theorie vergleichbar, da der Lichtbogen nicht bei konstantem Druck brennt. Der Druck kann beispielsweise während eines schwingenden Lichtbogens mehrmals zwischen etwa 0,1 ata und 10 ata schwanken, wie die folgenden Auswertungen zeigen.

Figur 37: Schwingender Abschaltlichtbogen bei 60 V Gleichspannung

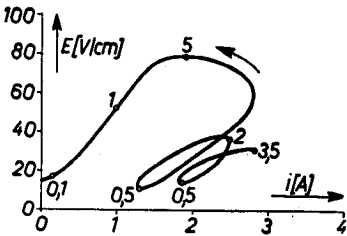
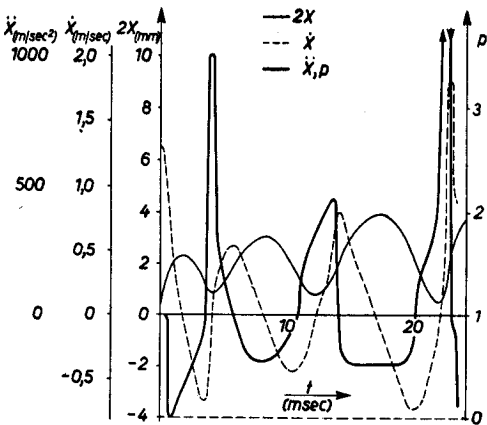
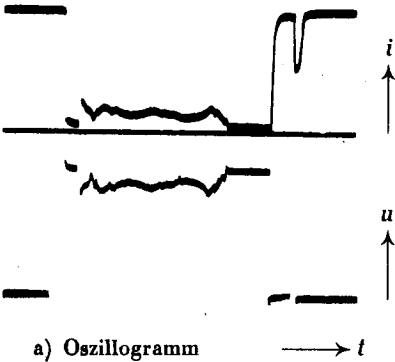






Figur 37 b) Lichtbogenaufnahme

Figur 38: Schwingender Abschaltlichtbogen bei 24 V Gleichspannung



Für zwei schwingende Lichtbögen ist in den Fig. 37 und 38 der Druckverlauf im Plasma aus dem Bewegungsablauf  $2x = f(t)$  der Quecksilbersäulen bestimmt worden nach der Formel:

$$p - p_0 = l \gamma \ddot{x} \quad (56)$$

worin die Säulenlänge  $l$  näherungsweise als konstant angenommen wurde. Die Beschleunigung  $\ddot{x}$  ergibt sich durch zweimalige graphische Differentiation aus  $x(t)$ .  $l$  ist etwa die halbe Kapillarenlänge,  $\gamma$  das spezifische Gewicht von Quecksilber. Man erkennt aus den Figuren, daß der Druck im Plasma um den Außendruck  $p_0$  herumschwingt. Da er nicht negativ werden kann, ist die Beschleunigung der Säulen in Richtung auf die Kapillarenmitte begrenzt. In den Bodenlängenminima betrug der Ueberdruck im Plasma einige Atmosphären.

In den dynamischen Charakteristiken  $E = f(i)$  der Fig. 73d und 38c ist der so berechnete Druck eingetragen.

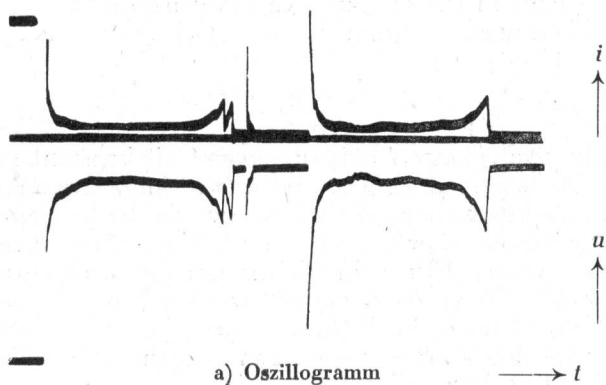
Reißt der Lichtbogen schon beim ersten Auseinandereilen der Quecksilbersäulen ab, und zwar bereits im Gebiete konstanter Anfangsgeschwindigkeit, so kann der Druck im Plasma als konstant gelten ( $p = p_0$ ). Aus den entsprechenden Charakteristiken Fig. 45 ergibt sich eindeutig: Die dynamische Charakteristik des Abschaltlichtbogens ist steigend. Der Gradient beträgt in einer 0,5 mm-Kapillare etwa 50...60 V/cm bei Strömen unter 1 A; bei solchen von ca. 2...3,5 A steigt er auf 100...300 V/cm und höher. — Vergleichsweise beträgt nach [36], S. 48, der Gradient in einer 500 W-Quecksilberhöchstdrucklampe bei einem Kanaldurchmesser von 1 mm, einem Druck von 35 ata und einer Stromstärke von 6 A 167 V/cm. — Der Gradient nimmt mit abnehmendem Kapillaren-Innendurchmesser zu, siehe Abschnitt D.

## *D. Löschdistanz und Löschgradient*

### *1. Lösungsarten*

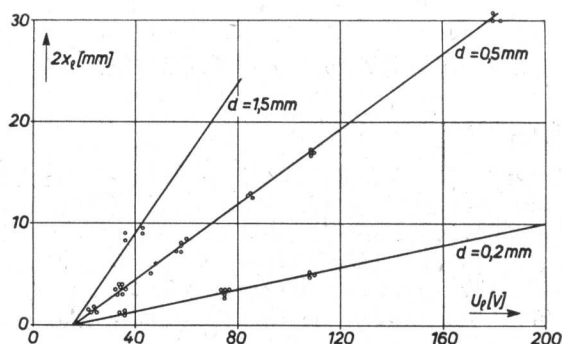
Die Löschung des Abschaltlichtbogens in einem Gleichstromkreis kann auf verschiedene Weise erfolgen. Wie bereits erwähnt, kann der Lichtbogen infolge der Anfangsgeschwindigkeit der Säulen zerrissen werden, sobald seine Länge die Löschdistanz überschreitet. — Schwingende Lichtbögen weichen oft an ein Kapillarenende aus; dort finden sie in den weiten Elektrodenräumen günstigere Brennbedingungen. Der Strom steigt an und führt zu einem weiteren Ansprechvorgang in der Kapillare, vgl. Fig. 39. Der zweite in Serie entstandene Lichtbogen löscht durch Zer-

Figur 39: Löschung eines Abschalt-Lichtbogens am Kapillarenende nach Zündung eines zweiten Lichtbogens in Reihe

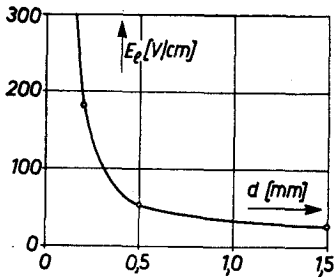


b) Aufnahmen des zweiten und dritten Lichtbogens

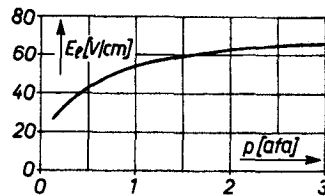
reißen. — Andere schwingende Lichtbögen steigern ihre Schwingungsamplitude ständig, vgl. Fig. 38. Vor allem nimmt die Geschwindigkeit beim Auseinandereilen zu, bis der Bogen abreißt. — Eine prinzipiell andere Lösungsart kann künstlich erreicht werden. Den Enden der Kapillare wird Gas zugeführt, am besten



Figur 40: Löschdistanz  $2x_l$  in Abhängigkeit von der Löschspannung  $U_l$  bei verschiedenen Kapillareninnendurchmessern  $d$  und konstantem Druck  $p = 1$  ata



Figur 41 a: Abhängigkeit des Löschradien  $E_L$  vom Kapillareninnendurchmesser  $d$  bei konstantem Druck  $p = 1 \text{ ata}$



Figur 41 b: Abhängigkeit des Löschradien  $E_L$  vom Druck  $p$  bei  $d = 0,5 \text{ mm}$

Wasserstoff. Eine entsprechende Kapillare ist in Figur 32 gezeichnet. Sobald der Bogen mindestens ein Ende der Kapillare erreicht, kann das kalte Gas in den Bogenkanal eintreten. Dadurch werden die Brennbedingungen derart verschlechtert, daß der Lichtbogen erlischt, vgl. Fig. 42 und 43. An Stelle des vorbeiströmenden Gases genügen u.U. auch Gaspolster in unmittelbarer Nähe der Kapillarenenden oder längs der Kapillare.

## 2. Messung der Löschdistanz und des Löschradien

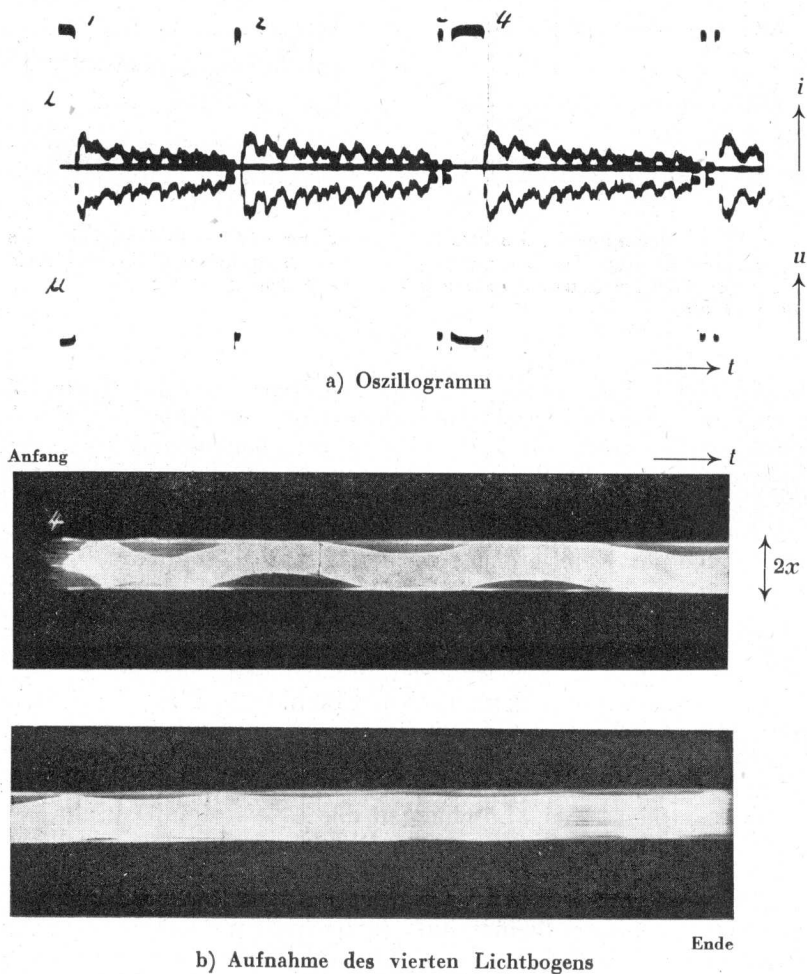
Von der gesamten dynamischen Charakteristik ist der Löschradius von besonderem Interesse und relativ einfach zu messen. Um die Messungen auswerten zu können, müssen die den Löschvorgang bestimmenden Parameter, wie Druck und Gasart im Plasma, definiert sein. Löschungen durch Wasserstoffzufuhr und durch Seriebögen können nicht direkt mit Löschungen durch Zerreißen eines einzelnen Bogens verglichen werden.

Selbst bei der letztgenannten Löschungsart treten sehr unterschiedliche Löschradien auf, je nach dem im Löschmoment herrschenden inneren Druck  $p$ . Für die Bestimmung des Löschradien beim Außendruck werden daher nur jene Bögen ausgewählt, welche in einem linearen und somit kräftefreien Gebiet des Bewegungsablaufes  $x(t)$  erlöschen, vgl. z. B. Fig. 23b.

In Fig. 40 ist als Resultat dieser Messungen die Löschdistanz  $2x_L$  über die Löschradius  $U_L$  aufgetragen. Der Kapillarenenddurchmesser und der Außendruck gehen als Parameter ein. Man erkennt, daß die Meßpunkte einer Kapillare jeweils mit großer Genauigkeit auf Geraden mit der Gleichung

$$U_L = (U_a + U_k) + (2 x_L) \cdot E_L(d, p) \quad (57)$$

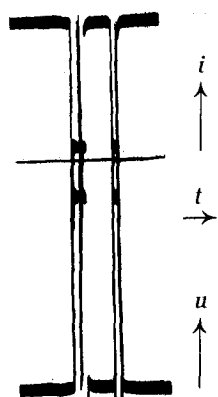
Figur 42: Abschaltung unter den gleichen Bedingungen wie bei Fig. 43, jedoch ohne Wasserstoffzufuhr



liegen. Für die Summe von Anoden- und Kathodenfall ergibt sich:

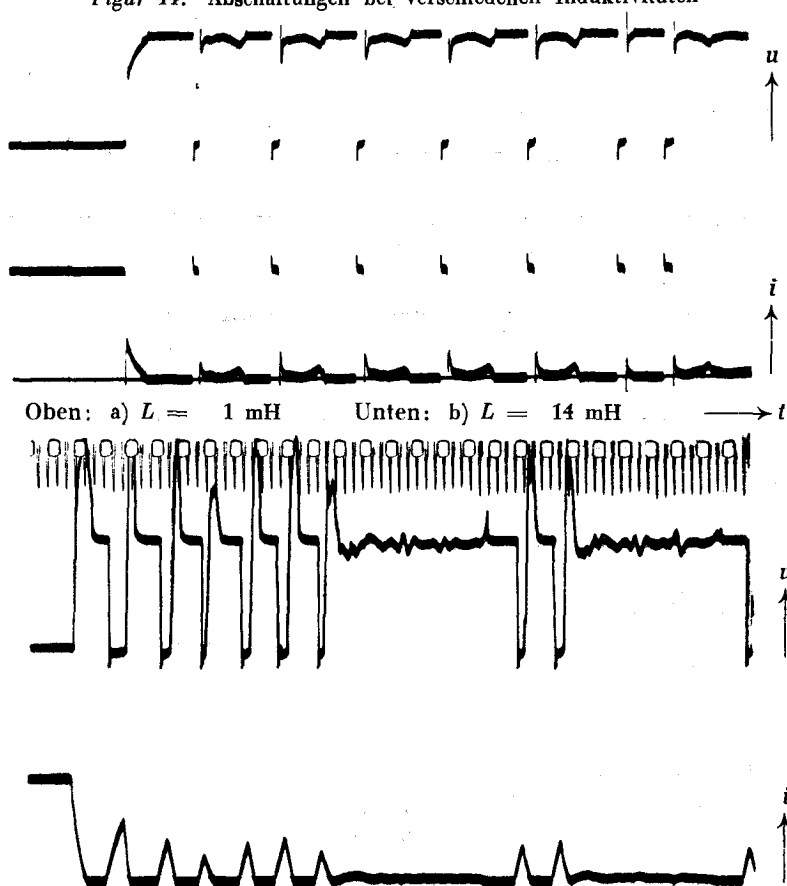
$$U_a + U_k = 16,5 \pm 1 \text{ V} \quad (58)$$

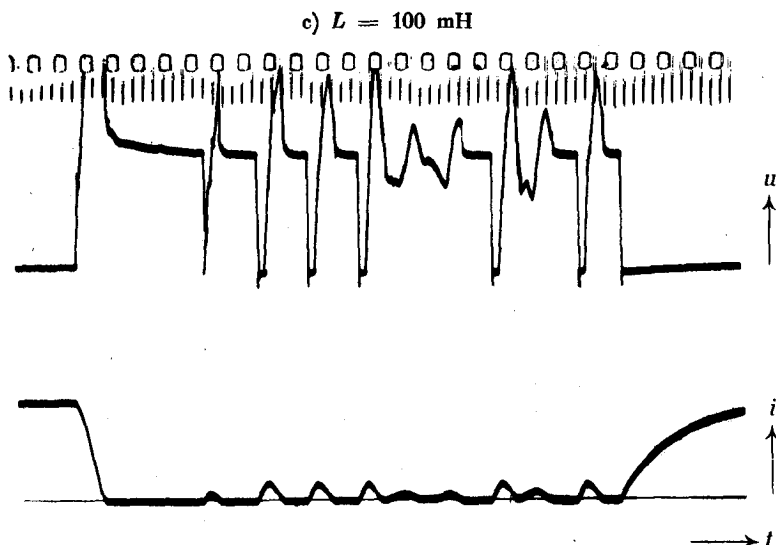
Die Abhängigkeit des Löschradius vom Kapillaren-Innendurchmesser ist in Fig. 41 a dargestellt, die Abhängigkeit vom Druck in Fig. 41 b. Die angegebenen Kurven sind aus über 100 Messungen ausgewertet.



Figur 43:  
Abschaltung bei Wasserstoffzufuhr

Figur 44: Abschaltungen bei verschiedenen Induktivitäten





### *E. Verteilung der Schaltarbeit längs des Kanals*

Für die örtliche Erwärmung der Kapillare ist vor allem die im Bogen pro Längeneinheit an dieser Stelle umgesetzte Energie

$$W_f = \int_{t_0(x)}^{t_b} E i \, dt, \quad (59)$$

die sog. lokale Schaltarbeit, maßgebend.  $t_0(x)$  bezeichnet den Zeitpunkt des Lichtbogenbeginns an der Stelle  $x$ ,  $t_b$  die Bogendauer. Es ist:

$$\frac{x}{x_l} = \frac{t_0(x)}{t_b} \quad (60)$$

Wie man aus den Simultanaufnahmen Fig. 28 und aus den Schleifenzillogrammen entnimmt, fällt der Bogenstrom vom Anfangswert  $i_0$  in der Zeit  $t_b$  etwa linear auf Null:

$$i = i_0 \left( 1 - \frac{t}{t_b} \right) \quad (61)$$

Für den Spannungsverlauf werden zwei idealisierte Fälle den folgenden Rechnungen zugrunde gelegt. Zunächst sei die Bogen-spannung näherungsweise als konstant angenommen:

$$u = U$$



Dann folgt für den Gradienten im Gebiet konstanter Säulengeschwindigkeit  $v$ :

$$E(t) = \frac{U - (U_a + U_k)}{2 v t} \quad (61a)$$

und für die Schaltarbeit:

$$W_f = \frac{U - (U_a + U_k)}{2 v} i_0 \left( \ln \frac{x_l}{x} - 1 + \frac{x}{x_l} \right) \quad (62)$$

Am Ansprechort ( $x = 0$ ) würde sich daraus eine unendlich große Schaltarbeit berechnen. Der Bogen wird jedoch mit einer endlichen Anfangslänge beginnen. Man erkennt immerhin, daß die Schaltarbeit am Orte des Bogenbeginns konzentriert anfällt.

Die erste Annahme über den Spannungsverlauf ist jedoch gerade am Anfang nicht zutreffend, wie die Simultanaufnahmen Fig. 28 a, b und c zeigen. Dort steigt die Spannung eher etwa linear an. Da auch die Bogenlänge nahezu linear wächst, kann der Gradient — als zweite Annahme — konstant gesetzt werden:

$$E = \text{konstant}$$

Für die lokale Schaltarbeit ergibt sich dann:

$$W_f = \frac{1}{2} E i_0 t_b \left( 1 - \frac{x}{x_l} \right)^2 \quad (63)$$

Sie ist am Orte des Bogenbeginns am größten, jedoch endlich, und fällt von da aus quadratisch ab.

## **VII. Kurzschlußerwärmung durch den Abschaltlichtbogen**

Die Ertüchtigung der Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern hinsichtlich Kurzschlußsicherheit ist wohl die wichtigste und zugleich schwierigste Entwicklungsaufgabe auf diesem Gebiet. Die Wichtigkeit ergibt sich aus dem hohen Prozentsatz der in Installationen durch Kurzschlüsse durchgebrannten Sicherungen, die Schwierigkeit aus dem Umstand, daß die kühlende innere Kanaloberfläche um etwa zwei Größenordnungen kleiner ist als bei Schmelzsicherungen mit Sandfüllung und aus der Forderung, daß trotzdem wegen der gewünschten Regenerierbarkeit keine dauernden Veränderungen im Kanal auftreten dürfen. Gerade diese letzte Forderung hat sich als besonders hart erwiesen.

Der Kanal ist bei einer Kurzschlußabschaltung sowohl durch Druck- als auch durch Temperaturspitzen gefährdet. Wie sich

gezeigt hat, sind die Druckspitzen bei den ersten Kurzschlußabschaltungen tragbar. Die Temperaturspitzen können dagegen erfahrungsgemäß zu einem Ausbrennen des Kanals führen und damit die Eigenschaften der Schutzvorrichtung unzulässig verändern. Die Anstrengungen müssen sich daher zunächst auf eine Erniedrigung der Kurzschlußerwärmung richten.

Energetische Betrachtungen werden zunächst zeigen, mit welchem Energieanfall im Kanal gerechnet werden muß und in welcher zeitlichen und örtlichen Verteilung er auftritt. Anschließend wird untersucht, wieviel Energie durch Wärmeleitung in einer elektrisch isolierenden Kanalwand abgeleitet werden kann. Da diese Ableitung viel zu klein ist, wird vorgeschlagen, die Wand aus thermisch gut leitenden Kreisringen mit Isolationszwischenlagen zu schichten oder für den Kanal durchsichtige Materialien zu verwenden. Der mögliche Anteil der Strahlung an der Energieabfuhr wird abgeschätzt. Ferner wird auf Möglichkeiten hingewiesen, den Energieanfall vom gefährdeten Kanal fernzuhalten.

### A. Energetische Betrachtungen

Die in der Schutzvorrichtung während der Lichtbogendauer  $t_b$  anfallende Energie, die Schaltarbeit  $W$ , ist gegeben durch:

$$W = \int_{t_a}^{t_a + t_b} u_b i \, dt \quad (64)$$

$u_b$  = Spannung an der Schutzvorrichtung,  $u$  = Spannung der Spannungsquelle.

Während der Bogendauer gilt im zu sichernden Kreis nach Fig. 4 die Differentialgleichung:

$$u = L \cdot \frac{di}{dt} + R_v i + u_b$$

Daraus folgt durch Multiplikation mit dem Strom  $i$  und Integration über die Zeit die Energiebilanz:

$$\int_{t_a}^{t_a + t_b} u i \, dt = -L \frac{i_a^2}{2} + R_v \cdot \int_{t_a}^{t_a + t_b} i^2 \, dt + W \quad (65)$$

Die Schaltarbeit ist gleich der Summe der von der Spannungsquelle während der Bogendauer abgegebenen und der zu Beginn

des Bogens in der Induktivität aufgespeicherten Energie, vermindert um die ohm'schen Verluste außerhalb der Schutzvorrichtung.

Während der Bogendauer liegt, vor allem im Kurzschlußfall, praktisch die ganze Spannung  $(u - L \cdot \frac{di}{dt})$  an der Schutzvorrichtung; das Glied  $R_v \cdot i$  in der Kreisdifferentialgleichung kann vernachlässigt werden. Unter dieser Voraussetzung folgt auf (64) und (65):

$$W_a = L \cdot \frac{i_a^2}{2} = \int_{t_a}^{t_a + t_b} (u_b - u) i \, dt \quad (66)$$

Die in der Induktivität gespeicherte Energie  $W_a$  führt zu den Ueberspannungen  $u_b - u$  an der Schutzvorrichtung.

In einem Gleichstromkreis ( $u = U$ ) läßt sich die Schaltarbeit nach (65) berechnen aus der Induktivität  $L$ , dem Ansprechstrom  $i_a$  und der durch den Bogen geflossenen Ladung  $Q_b$ :

$$W = U \int_{t_a}^{t_a + t_b} i \, dt + L \frac{i_a^2}{2} = U \cdot Q_b + W_a \quad (65a)$$

Die Aufnahme und Auswertung eines Stromoszillogrammes genügt. Die nach [6.2] bisher übliche mühsame Auswertung nach der Formel (64) aus Strom- und Spannungszosillogramm entfällt.

Noch einfacher wird die Messung der Schaltarbeit gerade im Kurzschlußfall, wo sie eine entscheidende Rolle spielt. Dort sind die ohm'schen Verluste auch während der Ansprechzeit praktisch zu vernachlässigen; es gilt dann:

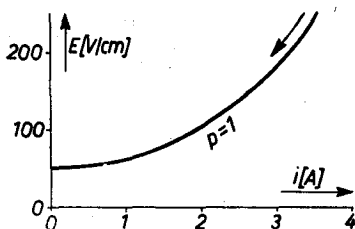
$$L \cdot \frac{i_a^2}{2} = U \int_0^{t_a} i \, dt$$

und daher nach (65 a):

$$W = U \int_0^{t_a + t_b} i \, dt = U \cdot Q \quad (67)$$

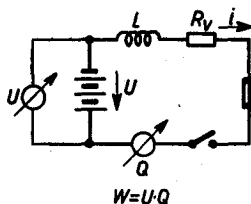
Die Schaltarbeit ist gleich dem Produkt aus der Gleichspannung und der durch den Kurzschluß geflossenen Ladung. Ihre

Messung kann mit Voltmeter und ballistischem Galvanometer erfolgen, siehe Fig. 46. Formel (67) ist auch in einem Wechselstromkreis näherungsweise anwendbar, wenn unter dem Scheitel-



Figur 45:

Dynamische Lichtbogencharakteristik bei konstantem innerem Druck



Figur 46:

Messung der Schaltarbeit  $W$  bei Kurzschlußabschaltungen im Gleichstromprüfkreis

wert abgeschaltet wird und die Bogendauer klein bleibt gegen die Periodendauer;  $U$  bezeichnet dann die Amplitude der Wechselspannung.

Nach Bereitstellung dieser Grundlagen kehren wir zum Problem der Kurzschlußsicherheit zurück. Besonders gefährlich ist die Erwärmung des Kanals. Anzustreben sind daher:

1. Reduktion der Schaltarbeit;
2. teilweise Fernhaltung der Schaltarbeit vom Kanal;
3. gleichmäßige Verteilung des Energieanfalls im Kanal auf seine ganze Länge;
4. Umsetzung der anfallenden Energie in kinetische Energie, Deformationsarbeit und Plasmaenergie.

### 1. Reduktion der Schaltarbeit

Die Schaltarbeit zerfällt nach (65 a) in die beiden Anteile  $W_a$  und  $U \cdot Q_a$ . Eine Reduktion der gespeicherten Energie  $W_a$  ist nach der Formel (25) nur möglich durch Verkleinerung des Kapillaren-Innendurchmessers  $2r_i$ :

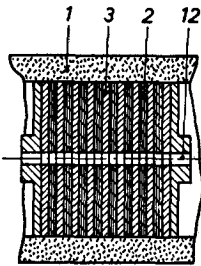
$$W_a \sim r_i^{8/3}$$

Alle andern Größen sind durch den Prüfkreis und die Materialkonstanten des Quecksilbers gegeben. Um den Grenzstrom  $I_g$  nicht zu verändern, muß nach Formel (16) der Durchmesser-

verkleinerung eine Erhöhung der radialen thermischen Leitfähigkeit  $\lambda'$  parallel gehen:

$$\left. \begin{array}{l} \lambda' \sim 1/r_i^2 \\ \text{somit: } W_a \sim \lambda'^{-4/3} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{bei } I_g = \text{konstant} \\ \text{und } r_a / r_i = \text{konstant} \end{array} \quad (68)$$

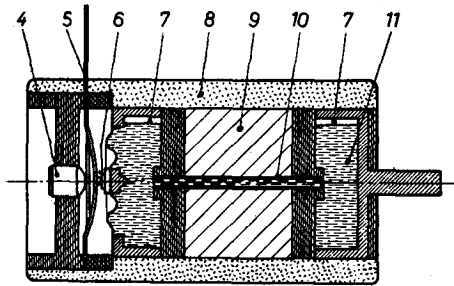
Bei gegebenem Grenzstrom fällt die gespeicherte Energie umgekehrt proportional zu  $\lambda'^{4/3}$ . Hohe radiale thermische Leitfähigkeit ist somit anzustreben, durch geeignete Materialwahl oder durch Schichtung des Kanals aus Metallringen mit Isolationszwischenlagen, siehe Fig. 47.



Figur 47:

Geschichteter Schaltkanal mit erhöhter radialer Wärmeleitfähigkeit

- 1 Steatit
- 2 Isolation
- 3 Metall
- 12 Schaltkanal



Figur 48:

Automatischer Quecksilberschalter  
Der Seriekontakt 6 wird durch die im Kanal auftretenden Druckspitzen geöffnet. Die durchsichtige Kapillare 10 gestattet Energieabfuhr durch Strahlung

4 Anzeige- und Rückstellknopf	9 Kupfer
5 Kippfeder	10 Quarzröhrchen
6 Seriekontakt	11 Quecksilber
7 Gas	
8 Isolator	

Die während der Bogendauer von der Quelle abgegebene Energie  $U \cdot Q_b$  ist i. a. kleiner als die gespeicherte Energie  $W_a$ . Die durch den Bogen fließende Ladung  $Q_b = t_b \cdot i_b$  kann reduziert werden durch Abkürzung der Bogendauer  $t_b$  und Erniedrigung des mittleren Bogenstromes  $i_b$ . Vorzeitige Bogenlöschung wird beispielsweise durch Anordnung von Gaspolstern, insbesondere aus Wasserstoff, an den Kapillarenenden erreicht, welche in den Kanal einströmen, sobald der Bogen dort ankommt, — oder durch einen

in Serie zum Kanal angeordneten Kontakt, welcher durch Erwärmungs- und Verdampfungsschlag geöffnet wird und damit an der Unterbrechung mithilft, siehe Fig. 48, — oder durch Parallelwege zum Kanal — oder durch eine Kombination dieser Maßnahmen. Sowohl Bogendauer als auch Bogenstrom werden erniedrigt durch hohen Gradienten — erreicht durch kleinen Kanaldurchmesser oder hohen Druck — und große Gesamtbogenlänge. Diese tritt bei langem Kanal mit homogenem Querschnitt auf.

Eine kurze Bogendauer ist übrigens nicht unbedingt erstrebenswert, da die radiale Wärmeableitung in der Kanalwand Zeit braucht, vgl. den folgenden Abschnitt B.

## *2. Teilweise Fernhaltung der Schaltarbeit vom Kanal*

Die gesamte in der Schutzvorrichtung anfallende Schaltarbeit wird vorteilhaft teilweise vom Kanal ferngehalten durch die bereits erwähnten Mittel: Seriekontakt nach Fig. 48 und Parallelweg. Der Kanal degeneriert im Grenzfall zum Antriebsorgan für den schaltenden Seriekontakt, entsprechend etwa der Spule eines automatischen Schalters. Zusammen mit dem Seriekontakt, welcher auch eine dauernde Unterbrechung sichert, kann ein Anzeige- und Wiedereinschaltorgan betätigt werden.

## *3. Gleichmäßige Verteilung des Energieanfalles im Kanal auf seine ganze Länge*

Im Kapitel VI E wurde darauf hingewiesen, daß die Energie am Orte des Bogenbeginns konzentriert anfällt. Entsprechende Formeln sind dort angegeben.

Um die Forderung nach gleichmäßiger Verteilung zu erfüllen, sind zwei Wege gangbar:

- a) Erzeugung mehrerer Bögen in Serie im Kanal und
- b) rasche Bewegung des Lichtbogens in axialer Richtung.

Mehrere Lichtbögen in Serie werden am einfachsten durch Wahl langer homogener Kanäle erreicht, einerseits wegen des früher beschriebenen Zerreißen der Säulen, anderseits in Analogie zur bekannten Onduloidbildung bei Schmelzsicherungen infolge der Oberflächenspannung [6] und der Dampfspannung.

Außerhalb der Mitte der Kapillare ist wegen des Erwärmungs- und Verdampfungsschlages bereits eine gewisse axiale Bewegung der Lichtbögen zu erwarten. Sie kann beispielsweise dadurch noch unterstützt werden, daß der eine Elektrodenraum starr ausgebildet

und mit Quecksilber ganz gefüllt wird. Die thermische Ausdehnung treibt dann das Quecksilber durch die Kapillare hindurch.

Auch Strahlung und Wärmeleitung helfen mit, den Energieanfall gleichmäßig auf die Kanallänge zu verteilen.

#### *4. Umsetzung der anfallenden Energie in kinetische Energie, Deformationsarbeit und Plasmaenergie*

Nicht ganz alle im Kanal anfallende Energie muß durch radiale Wärmeleitung oder Strahlung während der Bogendauer abgeführt werden. Ein kleiner Teil davon wird in kinetische Energie der Quecksilbersäulen umgesetzt; sie beträgt bei  $v = 20$  m/s und  $m = 2 \times 0,07$  gr — entsprechend einer Säulenlänge von  $2 \times 20$  mm bei einem Durchmesser von 0,4 mm — 0,03 Ws, also nur etwa  $1\text{‰}$  der Schaltarbeit. Ein ungefähr gleicher Anteil wird meist als Deformationsarbeit abgegeben.

Die Energie des Plasmas, bestehend aus Verdampfungs- und Aufheizwärme, sowie Ionisierungs- und Anregungsarbeit, bleibt bis zum Bogenende gespeichert und muß erst später aus dem Kanalinnern abgeführt werden. Die Verdampfung von 2 Quecksilbersäulen von  $2 \times 0,01$  mm Länge braucht eine Energie von etwa 0,01 Ws. Der entsprechende heiße Quecksilberdampf nimmt bei 15 000 °K und 100 ata Partialdruck eine Kanallänge von  $2 \times 10$  mm ein. Bei völliger Ionisierung würde das Plasma  $N = 10^{17}$  Ionen und ebensoviele Elektronen enthalten. Die kinetische Energie dieser Teilchen beträgt  $\frac{3}{2} kT \cdot 2N = 0,06$  Ws, währenddem für die Ionisierung  $N \cdot e U_i = 0,17$  Ws und für die Anregung maximal  $N e U_a = 0,13$  Ws aufgewendet werden mußten. Im Plasma sind somit höchstens 0,37 Ws gespeichert, entsprechend etwa 1 % der Schaltarbeit. Eine Dissoziationsarbeit ist bei Quecksilber bekanntlich nicht notwendig.

Die Wärmeableitung in den Quecksilbersäulen ( $d = 0,4$  mm) in axialer Richtung beträgt höchstens 2,4 W, nämlich dann, wenn der Bogen die ganze Kanallänge ausfüllt. Gegenüber einer Bogenleistung von rund 10 kW ist diese Ableitung vernachlässigbar.

Praktisch muß also doch die ganze im Kanal anfallende Energie schon während der Bogendauer durch radiale Wärmeleitung oder Strahlung weggeführt werden. Die Speicherung im Plasma verlangsamt zwar in erwünschter Weise die Anfangsteilheit des Temperaturanstieges, ändert jedoch wenig an der Energiebilanz.

#### *B. Kurzschlußerwärmung einer undurchsichtigen Kanalwand*

Für den zeitlichen Anstieg der Kanalinnentemperatur  $\vartheta_i$  ergibt sich in der Näherung des sukzessiven Aufbaues der stationären

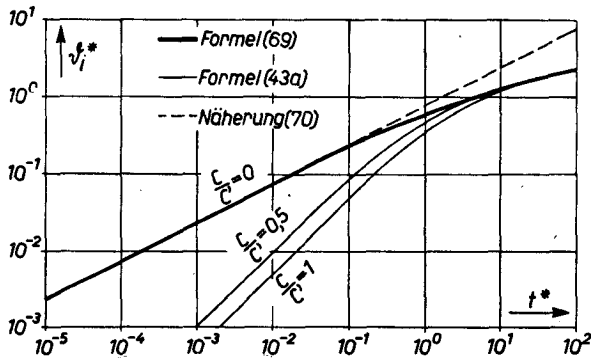
Temperaturverteilung von innen her und bei Vernachlässigung der Plasmaträgheit ( $c = 0$ ) aus Formel (43 a):

$$t^* = e^{2\vartheta_i^*} - 2\vartheta_i^* - 1 \quad (69)$$

Durch Entwicklung folgt für den Anfang des Temperaturanstieges:  $t^* = 2\vartheta_i'^2$ ; d. h.:

$$\vartheta_i = \frac{P}{\pi r_i \sqrt{2 c' \lambda'}} \cdot \sqrt{t^*}, \text{ bei } \vartheta_i^* \ll 1 \quad (70)$$

Der Temperaturanstieg nach (69) und (70) ist in Fig. 49 dargestellt. Der Gültigkeitsbereich der Näherungsformel (70) ist



Figur 49: Temperaturanstieg auf der Kanal-Innenoberfläche

daraus ersichtlich; sie besagt u. a., daß die Wandtemperatur am Anfang unendlich steil ansteigt, — solange die Plasmaträgheit vernachlässigt wird.

Die Näherungsformel (70) kann auch direkt hergeleitet werden aus der Annahme eines linearen radialen Temperaturverlaufes:

$$\frac{d\vartheta}{dr} = \frac{\vartheta_i}{\Delta r} = \frac{P}{2 \pi r_i \lambda'} = \left( \frac{d\vartheta}{dr} \right)_i \text{ bei } \vartheta_i^* \ll 1 \quad (71)$$

Aus (71) berechnet sich die erwärmte Schichtdicke im Zeitpunkt  $t = t_s$  der beginnenden Kanalschmelze ( $\vartheta_i = \vartheta_s'$ ) zu:

$$(\Delta r)_s = \frac{2 \pi r_i \lambda'}{P} \cdot \vartheta_s' \text{ bei } \vartheta_i^* \ll 1 \quad (72)$$



Die bis dann von der Wand aufgenommene Energie  $W_w$  beträgt pro cm Kanallänge:

$$W_w = \frac{(\Delta r)_s \cdot 2 \pi r_i \cdot \vartheta'_s}{2} \cdot c' \quad (73)$$

$$W_w = 2 \pi^2 r_i^2 \frac{\lambda' c' \vartheta'^2_s}{P} = P \cdot t_s$$

in Uebereinstimmung mit Formel (70).

Die bis zum Erreichen des Schmelzpunktes speicherbare Energie  $W_w$  ist proportional zum Kanalquerschnitt, ferner zur Wärmeleitfähigkeit  $\lambda'$ , zur spez. Wärme  $c'$  und zum Quadrat des Schmelzpunktes  $\vartheta'_s$  des Kanalmaterials und umgekehrt proportional zur Leistung.

Maßgebend für die Kurzschlußerwärmung ist das Verhältnis  $W_w/W_k$  der von der Kanalwand vor dem Schmelzen aufgenommenen Energie  $W_w$  zu der im Kanal anfallenden Energie  $W_k$ . Ohne Anwendung spezieller, im vorangehenden Abschnitt beschriebener Mittel, fällt praktisch die ganze Schaltarbeit  $W$  im Kanal an. Die Kurzschlußsicherheit ist in diesem Fall nur gewährleistet, wenn

$$W_w \geq W \quad (74a)$$

Da im allgemeinen  $W \leq 2 W_a$ , ist auch die Erfüllung folgender Bedingung hinreichend:

$$W_w \geq 2 W_a \quad (74b)$$

Durch Einsetzen von  $W_w$  und  $W_a$  nach (73) resp. (25) und Ersetzen von  $r_i^2$  durch  $I_g^2$  nach (16) erhält man aus (74b) für die hier als Kurzschlußsicherheit bezeichnete GröÙe  $S$  die Bedingung:

$$S = \frac{W_w}{2 W_a} = \underbrace{\frac{(2 \pi)^{4/3}}{3^{2/3}}}_{s_1} \cdot \underbrace{\frac{1}{\left(\vartheta_v \vartheta_v \left(\frac{c}{\varrho}\right)^2\right)^{1/3}}}_{s_2} \cdot \underbrace{\frac{1}{\left(I_g^2 L U^2\right)^{1/3}}}_{s_3} \cdot \underbrace{\frac{1}{P \left(\ln \frac{r_a}{r_i}\right)^{1/3}}}_{s_4} \cdot \underbrace{\left(\lambda'^{4/3} c' \vartheta'^2_s\right)}_{s_5} \geq 1 \quad (75)$$

Die Kurzschlußsicherheit  $S$  ergibt sich somit als Produkt aus 5 Faktoren. Der erste Faktor  $s_1$  ist eine reine Zahl; der zweite Faktor  $s_2$  hängt nur von Materialkonstanten des Quecksilbers ab, wenn von der auftretenden Siedepunkterhöhung abgesehen wird; der dritte Faktor ist durch den Prüfkreis und den Nennstrom gegeben; im vierten Faktor wirkt sich die konstruktive und schaltungsmäßige Anordnung der Schutzvorrichtung und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda'$  aus, währenddem der letzte Faktor allein durch die Materialkonstanten des Wandmaterials bestimmt ist. Diese Formel zeigt sehr übersichtlich, von welchen Größen die Kurzschlußsicherheit abhängt; eine nähere Diskussion dürfte sich daher erübrigen. In Tabelle III sind die Faktoren  $s_5$  für einige Kanalmaterialien zusammengestellt.

Tabelle III. Der Materialfaktor  $s_5$  der Kurzschlußsicherheit für einige Kanalmaterialien

	Wärmeleitfähigkeit $\lambda'$	Spez. Wärme $c'$	Schmelzpunkt $\vartheta'_s$	$s_5$
	W/cm °C	Ws/cm³ °C	°C	$\frac{W^{7/3}_s}{\text{cm}^{13/3} \text{grd}^{1/3}}$
Steatit	0,023	2,2	1600	$0,037 \cdot 10^6$
Korund	0,065	4,2	2050	$0,46 \cdot 10^6$
Reineisen	0,65	3,6	1528	$4,70 \cdot 10^6$
Kupfer	3,93	3,45	1083	$25 \cdot 10^6$
Kohle	$\leq 1,45$	2	3900	$\leq 50 \cdot 10^6$
Wolfram	1,60	2,72	3380	$58,5 \cdot 10^6$

Für  $s_1$  und  $s_2$  werden noch die Werte angegeben:

$$s_1 = \frac{(2 \pi)^{4/3}}{3^{2/3}} = 5,6 \quad (75a)$$

$$s_2 = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^{7/3} \text{grd}^{1/3}}{V^{1/3} A s^{2/3}} \quad (75b)$$

Abschließend soll an einem größenordnungsmäßig richtigen Beispiel gezeigt werden, daß undurchsichtige isolierende Kanal-

wände der Abfuhr der anfallenden Schaltarbeit im allgemeinen nicht gewachsen sind. Die der Rechnung zugrundeliegenden Materialkonstanten sind in Tabelle III angegeben. Eine 0,4 mm-Kapillare aus Steatit nimmt nach (73) bei einer Leistung  $P = 10 \text{ kW/cm}$  nur  $0,10 \text{ Ws/cm}$  auf bis zum Schmelzen; es fällt aber eine Schaltarbeit von  $10 \text{ Ws/cm}$  bei einer Bogendauer von  $1 \text{ ms}$  an. Eine gleiche Korundkapillare vermag  $0,90 \text{ Ws/cm}$  zu speichern. Man erkennt, daß der Faktor  $s_s$  der Kurzschlußsicherheit noch um mindestens eine Größenordnung erhöht oder aber die durch Wärmeleitung abzuführende Energie um eine Größenordnung erniedrigt werden muß. Die erste Richtlinie führt zur Schichtung des Kanals aus Metallringen mit hohen Materialfaktoren  $s_s$ , vgl. Fig. 47; die zweite Richtlinie kann z. B. durch Heranziehen der Strahlung zur Energieabfuhr weiter verfolgt werden, vgl. Fig. 48. Leitungsschutzschalter nach Fig. 48 mit geschichtetem Kanal nach Fig. 47 haben die Kurzschlußprüfung bestanden. Das praktische Ziel der vorliegenden Arbeit ist damit erreicht.

### C. Abschätzung des Anteils der Strahlung an der Energieabfuhr

Für wandstabilisierte Lichtbögen mittlerer Leistung, nämlich für  $P = 20 \dots 100 \text{ W/cm}$ , hat *W. Elenbaas* [41] empirisch das folgende Gesetz gefunden:

$$P_s = c_s (P - P_0) \quad \text{mit:} \quad (76)$$

$$c_s = 0,72 \pm 0,07; \quad P_0 = 10 \pm 2 \text{ W/cm}$$

Die abgestrahlte Leistung  $P_s$  pro cm Kanallänge beträgt danach rund 70 % der um ca.  $10 \text{ W/cm}$  verminderten Bogenleistung  $P$  pro cm. Dieses Gesetz ist inzwischen theoretisch auf Grund der numerischen Integration der *Elenbaas-Heller'schen* Differentialgleichung von *G. Schmitz* [37.2] und noch genauer von *O. Koch* [37.3] unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Plasma-Wärmeleitfähigkeit bestätigt worden.

Der Abschaltlichtbogen hat im Kurzschlußfall eine Leistung von der Größenordnung  $20 \text{ kW/cm}$ ; es ist bekannt, daß mit zunehmender Leistung auch der prozentuale Anteil der Strahlung am Energieabtransport ansteigt [37.3]. Es ist somit dank der Strahlungskühlung eine Reduktion der noch durch Wärmeleitung abzuführenden Energie um etwa eine Größenordnung zu erwarten.

Interessehalber sei noch erwähnt, daß die Strahlungsleistung von  $20 \text{ kW/cm}$  bei einem Durchmesser der leuchtenden Säule von  $0,3 \text{ mm}$  nach dem *Boltzmann'schen* Strahlungsgesetz auf eine sog. schwarze Bogentemperatur von  $14\,000^\circ\text{K}$  schließen läßt

gegenüber einer Achsentemperatur von etwa 7000 °K bei den oben erwähnten Lichtbögen mittlerer Leistung. Der Abschaltlichtbogen gehört zu den Hochleistungslichtbögen [42].

### *Schlußbemerkungen*

Die Entwicklungsarbeiten an Schalteinrichtungen mit flüssigen Leitern wurden von Herrn *Dr. F. Kesselring*, Zürich, in den Laboratorien der Albiswerk Zürich AG. veranlaßt. Für sein förderndes Interesse am Fortgang meiner Untersuchungen und für die Anregung zur vorliegenden Veröffentlichung möchte ich ihm an erster Stelle meinen Dank aussprechen.

Den Herren *Prof. Dr. M. J. O. Strutt* und *Prof. Dr. K. Kuhlmann*, der die Arbeit bis zu seinem Rücktritt an der E. T. H. betreute, danke ich bestens für manche anregenden und klärenden Diskussionen.

Herzlich danken möchte ich auch den Herren *F. Hauser*, *H. Hirni* und *R. Kläui*, die mich teils bei der Durchführung der Konstruktionen oder experimentellen Arbeiten, teils bei der Durchsicht der Korrekturabzüge freundlich unterstützten.

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat einen doppelten Zweck. Erstens gibt sie näheren Einblick in die Schaltvorgänge in flüssigen Leitern, wie sie z. B. in elektrolytischen und Quecksilber-Unterbrechern, ferner in Quecksilber-Schaltröhren und Quecksilberkontakt-Relais, aber auch in Schmelzsicherungen und bei festen Kontakten vorkommen. Zweitens untersucht sie die Probleme, welche der Bau von Ueberstrom-Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern bei Nennspannungen von max. 500 V und Nennströmen von max. 25 A stellt. Auf Grund der beschriebenen Untersuchungen und Ueberlegungen sind verzögerte, kurzschlußsichere Stöpsel-Leitungsschutzschalter mit Quecksilberleiter gebaut worden.

Nach einer Uebersicht über die bisherige Literatur und die einschlägigen offiziellen Vorschriften wird zunächst das Verhalten einer Anordnung mit flüssigem Leiter vor dem Ansprechen untersucht. Es ist im stationären Fall charakterisiert durch den elektrischen Widerstand und den Grenzstrom oder die Grenzspannung; bei veränderlichem Strom sind der Temperaturanstieg und die Ansprechcharakteristik von besonderem Interesse. Die zweite Hälfte der Arbeit gilt dem Ansprechvorgang, insbesondere dem Abschaltlichtbogen und der durch ihn verursachten Kurzschlußerwärmung.

Die Formeln 1...6 gestatten die Berechnung des Kaltwiderstandes von beliebigen Anordnungen mit flüssigem Leiter und sind durch Messungen bestätigt worden. Die Grenzspannung einer Anordnung mit flüssigem Leiter, bei welcher der Kanal kurz und die Wärmeableitung in der Kanalwand zu vernachlässigen ist, wurde für verschiedene Kammertemperaturen und -drücke berechnet und in Fig. 12 dargestellt; für die Temperaturabhängigkeit des Leistverhältnisses wird dabei die Formel (12 a) zugrunde gelegt, welche bei Quecksilber eine bessere Näherung ergibt als das Wiedemann-Franz-Lorenz'sche Gesetz. — Das Quadrat des Grenzstromes eines langen Kanals ist nach Formel (17) proportional zur Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials und umgekehrt proportional zum spezifischen elektrischen Widerstand des flüssigen Leiters beim Verdampfungspunkt. Die Abhängigkeit vom Verhältnis  $r_i/r_a$  ist in Fig. 13 graphisch dargestellt.

Die Anfangstangente des Temperaturanstieges und die Kurzschlußerwärmung des flüssigen Leiters werden unter Vernachlässigung des Wärmeaustausches mit der Umgebung berechnet. Ansprechzeit, Ansprechstrom und Ansprechenergie sind in Fig. 15 für die offiziellen Kurzschlußprüfkreise in Abhängigkeit vom Kanaldurchmesser aufgetragen. Der Einfluß des Prüfkreiswiderstandes ist aus Fig. 16 b ersichtlich. — Nachdem an Hand des streng berechenbaren Kugelschalenmodells die Berechtigung der Nähe-

rung des sukzessiven Aufbaues der stationären Temperaturverteilung von innen her gezeigt ist, wird sie anschließend auf die Berechnung des Temperaturanstieges auf der Kanalinnenoberfläche angewandt. In Fig. 49 sind die Erwärmungskurven dimensionslos dargestellt; die Wärmekapazität des flüssigen Leiters ist dabei berücksichtigt.

Die Untersuchung des Ansprechvorganges und insbesondere des Abschaltlichtbogens hat über die unmittelbare Anwendung bei Schutzvorrichtungen hinaus allgemeinere Bedeutung. Als Versuchsobjekt dient ein in einem durchsichtigen Kanal eingeschlossener Quecksilberfaden. Während der Schaltvorgänge werden auf einem mit konstanter Geschwindigkeit laufenden Filmstreifen nebeneinander sowohl die elektrischen als auch die mechanischen Größen aufgezeichnet, sodaß sie der weiteren Auswertung leicht zugänglich sind. Die Figuren 20 und 29 zeigen Photos der beiden gebauten Aufnahmegeräte; das verbesserte Gerät enthält ein Rad, auf welches der Film angesogen wird. — Die mannigfaltigen Erscheinungsformen von Ansprechvorgang und Abschaltlichtbogen sind aus den zahlreichen beigegebenen Aufnahmen und Oszillogrammen ersichtlich. Beim Ansprechvorgang treten nacheinander drei Druckspitzen auf, welche als Erwärmungsschlag, Verdampfungsschlag und Lichtbogenschlag bezeichnet werden. Der Erwärmungsschlag, herrührend von der Erwärmung und der thermischen Ausdehnung des Quecksilberfadens, ist proportional dem Quadrat der Kapillarenlänge und der  $(4/3)$ -Potenz der Steilheit des Stromdichteanstieges und beträgt einige hundert ata. Der Verdampfungsschlag ist etwa von gleicher Größenordnung. Dagegen ist der Lichtbogenschlag meistens bedeutend kleiner.

Dynamische Lichtbogenkennlinien sind in den Fig. 37 d und 38 c bei variablem Druck und in Fig. 45 bei konstantem Druck angegeben. Sie sind steigend. — Die Löschspannung enthält einen konstanten Anteil von  $16,5 \pm 1$  V für Anoden- und Kathodenfall und ein zur Löschdistanz proportionales Glied. Der Löschgradient ist noch vom Kanaldurchmesser und Druck abhängig, siehe Fig. 41.

Die in einer Schutzvorrichtung anfallende Schaltarbeit ist nicht homogen über die ganze Kanallänge verteilt, sondern insbesondere beim Auftreten eines einzigen Lichtbogens auf seinen Zündpunkt konzentriert, wie die Formeln (62) und (63) unter verschiedenen Voraussetzungen über den Spannungsverlauf zeigen. Die Messung der Schaltarbeit kann im Kurzschlußfall mit Voltmeter und ballistischem Galvanometer erfolgen.

Bei gegebenem Grenzstrom fällt die in der Kreisinduktivität gespeicherte Energie umgekehrt proportional zur  $(4/3)$ -Potenz der Wärmeleitfähigkeit des Kanalmaterials. Hohe radiale thermische Leitfähigkeit ist daher anzustreben. Ein weiteres Mittel zur Ver-

kleinerung der Schaltarbeit im Kanal besteht in der Anordnung eines in Serie liegenden Kontaktes, welcher durch die Druckspitzen im Ansprechmoment geöffnet wird. Der Kanal degeneriert im Grenzfall zum Antriebsorgan für den schaltenden Seriekontakt, welcher zudem die Dauerunterbrechung und die Anzeige übernehmen kann. — Die Umsetzung von Schaltarbeit in kinetische Energie, Deformationsarbeit und Plasmaenergie und die Wärmeableitung in axialer Richtung werden abgeschätzt; sie machen zusammen etwa 1 % der Schaltarbeit aus.

Die Fähigkeit des Kanalmaterials, während der Bogendauer Energie aufzunehmen, wird durch den Materialfaktor  $s_s$  der Kurzschlußsicherheit bewertet. Dieser Faktor ist in Tabelle III für einige Kanalmaterialien zusammengestellt. Bei durchsichtigen Materialien sind nur etwa 10 % der anfallenden Energie durch Wärmeleitung abzuführen; der Rest wird abgestrahlt. — Leitungsschutzschalter mit Seriekontakt und aus metallischen Kreislängen geschichtetem Kanal (vgl. Fig. 47 und 48) haben die Kurzschlußprüfung bestanden.

### Anhang:

**Tabelle IV. Abschaltzeiten und Maßstäbe zu den wiedergegebenen Oszillogrammen und Filmaufnahmen**

Figur	Abschaltzeiten			Maßstäbe 1 cm entspricht bei			
	Kapillaren- durchmesser $d$	Gleich- spannung $U$	Gleich- strom $I$	Spannung $u$	Strom $i$	Zeit $t$	Bogen- länge $2x$
Nr.	mm	V	A	V	A	ms	cm
22 a	0,5	60	16	24,5	9,0	11	—
22 b	0,5	36	16	13,5	16	13	—
23 a	0,5	60	25	—	—	0,4	1
23 b	0,5	60	16	—	—	0,4	1
24	0,5	132	16	—	—	0,5	3
28 a	0,4	100	19	160	20	0,25	1
28 b	0,5	100	19	200	—	0,25	1
28 c	0,5	100	19	200	—	0,25	1
28 d	0,4	100	14	—	30	0,25	1
28 e	0,4	100	14	—	30	0,25	1
33 a	0,5	36	16	13	16	13,5	—
33 b	0,5	60	16	28,5	16	13,5	—
33 c	0,5	218	16	89	16	13,5	—
34 a	0,5	110	16	57	9,0	11,5	3,75
34 b1						1,3	
34 b3	0,5	170	16	—	—	1,15	3,75
35 a	0,5	60	16	28,5	9,4	10,5	3
35 b						1,0	
36 a	0,5	60	16	28,5	9,4	11	3
36 b						1,1	
37 a	0,5	60	20	33	13	12,0	1,7
37 b						0,65	
38 a	0,5	24	20	12	13	11,0	—
39 a	0,5	170	16	63	10,5	12,0	4,3
39 b						1,3	
42 a	0,5	60	16	27	9	14	1,35
42 b						1,25	
43	0,5	60	16	23	10	12,5	—
44	0,3	86	14	55	10	16	—



## Literatur-Verzeichnis

### Kapitel I und II — Problemstellung; Literatur und Vorschriften

- [1] *Way*, Quecksilberlampe (elektrisch verdampfter Hg-Faden),  
Dinglers Polit. Journ. Bd. 157 (1860) S. 399; erwähnt in ETZ  
1902, S. 492.
- [2] Elektrolytische Unterbrecher
  - [2. 1] *A. Wehnelt*, ETZ 1899, S. 76 (26. 1. 1899).
  - [2. 2] *E. W. Caldwell*, USP 677 498 (angemeldet 4. 5. 1899).
  - [2. 3] *Simon*, s. z. B. L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendun-  
gen, 15. Aufl. Stuttgart 1910, S. 234.
  - [2. 4] *F. Dessauer*, ETZ 1904, S. 880.
- [3] Quecksilber-Unterbrecher
  - a) ruhende
    - [3. 1] *St. D. Field*, USP 432 521 (angemeldet 22. 3. 1890).
    - [3. 2] siehe [2. 2] und [2. 3].
    - [3. 3] „*Franklin*“-Industrie-Ges., DRP 322 852 (1919)
    - [3. 4] *S. Ruben*, USP 2 107 742 (1935).
    - [3. 5] *W. S. Brian*, USP 2 258 736; 2 225 969; 2 273 928; 2 225 971;  
2 289 622 (1938...1941).
    - [3. 6] *G. Bain*, USP 2 273 921 (1940).
    - [3. 7] *F. Kesselring*, Schweiz. Pat. 273 223 (1946).
  - b) Turbinen-Unterbrecher
    - [3. 8] *H. Boas*, ETZ 1898, S. 679 und 1902, S. 208.
    - [3. 9] *Tesla*, DRP 109 865 und 110 049; ETZ 1898, S. 671.
- [4] Quecksilber-Schaltröhren
  - [4. 1] *Rapieff*, Brit. Pat. 211 (1879).
  - [4. 2] *H. L. Frohme*, Diss. Hannover 1940.
- [5] Quecksilberkontakt-Relais
  - [5. 1] *J. T. L. Brown* u. *C. E. Pollard*, Electr. Eng. Nov. 1947, S. 1106;  
Auszug in STZ 1948, S. 785.
- [6] Onduloidbildung bei Schmelzsicherungen
  - [6. 1] *H. Läßle*, ETZ 1937, S. 369 und S. 426.
  - [6. 2] *H. W. Baxter*, Electric fuses, 1950, Edw. Arnold & Co. London,  
S. 69.

- [7] Flüssige Brücken bei elektrischen Kontakten
  - [7.1] *J. J. Lander* und *L. H. Germer*, Journ. of Appl. Physics 19 (1948) S. 910.
  - [7.2] *G. J. Ekkers*, *A. Farner* und *R. Kläui*, Albiswerk-Berichte 1949, S. 20.
  - [7.3] *H. E. Linckh*, ETZ 1951, S. 79.
  
- [8] Schutzvorrichtungen mit Quecksilberleitern
  - [8.1] siehe [3.1] und [3.7].
  - [8.2] *W. J. Davy*, Brit. Pat. 391 436 (1931).
  - [8.3] *G. S. C. Lucas* und *Ch. G. Mayo*, Brit. Pat. 437 650 (1934).
  - [8.4] *Ateliers de Constructions Electriques de Delle*, Frz. Pat. 863 354 (1939).
  
- [9] Offizielle Vorschriften
  - [9.1] Sicherungsvorschriften des SEV, SEV-Publ. Nr. 153.
  - [9.2] Sicherungsvorschriften des VDE, VDE 0635.
  - [9.3] Vorschriften für Leitungsschutzschalter, SEV-Publ. Nr. 181 und 181/1.
  - [9.4] Leitsätze für Leitungsschutzschalter, VDE 0641.
  - [9.5] *H. W. Baxter* [6.2] gibt S. 163 eine Zusammenfassung der Sicherungsvorschriften anderer Länder.
  
- [10] *H. Th. Simon*, Das Wirkungsgesetz des Wehnelt-Unterbrechers, Kgl. Ges. d. Wiss. Nachrichten, Math.-phys. Klasse 1899, S. 171.
  
- [11] *F. Fankhauser*, Abschmelzcharakteristik von Schmelzsicherungen, Bull. SEV 38 (1947) S. 426.
  
- [12] Schaltvorgänge in Schmelzsicherungen
  - [12.1] *F. Kesselring*, Arch. f. Elektrot. 25 (1941) S. 179.
  - [12.2] *M. Vogelsang*, Die geschichtliche Entwicklung der Hochspannungsschalttechnik, S. 15, J. Springer, Berlin 1929.
  - [12.3] *O. Mayr*, ETZ 1934, S. 757 und 791.
  - [12.4] *N. Franz*, Siemens Austria Zeitschrift, März 1950, S. 24.

### *Kapitel III — Widerstand, Grenzspannung und Grenzstrom*

- [13] *R. Holm*, Die technische Physik der elektrischen Kontakte, Verlag Springer, 1941; Electric Contacts, 1946.
  
- [14] *D. Müller-Hillebrand*, Funkenentladungen zwischen Widerstandsplatten, Arch. für Elektrotechnik 29 (1935) S. 513. Flächenkontakte unter hoher Druckkraft, Wiss. Veröff. Siemens-Werk, 20/1 (1941) S. 85.

- [15] *F. Kohlrausch*, Ueber den stationären Temperaturzustand eines elektrisch geheizten Leiters, *Ann. d. Phys.* 4/1 (1900) S. 149; *Berl. Ber.* 38 (1899) S. 711.
- [16] *H. Diesselhorst*, Ueber das Problem eines elektrisch erwärmten Leiters, *Ann. d. Phys.* 4/1 (1900) S. 312.
- [17] *W. Voigt*, Ueber ein von Fr. Kohlrausch aufgestelltes Problem der Wärmelehre, *Gött. Nachr.* 1899, S. 228.
- [18] Anwendungen der Theorie von Kohlrausch
  - [18.1] *W. Jaeger* und *H. Diesselhorst*, Wärmeleitung, Elektrizitätsleitung, Wärmekapazität und Thermokraft einiger Metalle, *Wiss. Abh. d. PTR III* (1900), S. 269...425.
  - [18.2] *Benedicks*, *Ann. d. Phys.* 55 (1918).
  - [18.3] *R. Jaeger*, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk I* (1920...1922).
- [19] Materialkonstanten von Quecksilber
  - [19.1] *A. E. Van Arkel*, *Reine Metalle*, Verl. Springer, 1939, S. 444...456.
  - [19.2] *E. Dorn*, *Abh. phys.-techn. Reichsanst.* 2 (1895) S. 1257.
  - [19.3] *Neumaier* u. *Gehlhoff*, *Ber. deutsch. Phys. Ges.* 21 (1919) S. 201.
  - [19.4] *W. Meißner*, Thermische und elektrische Leitfähigkeit einiger Metalle zwischen 20 und 373° abs. *Ann. d. Phys.* 47 (1915) S. 1001.
- [20] *F. Kohlrausch*, *Kleiner Leitfaden der prakt. Physik*, 5. Aufl., (1932).
- [21] Berechnung des Grenzstromes von Schmelzsicherungen
  - [21.1] *G. J. Meyer*, *Beitrag zur Kenntnis der Abschmelzsicherungen*, Diss. Berlin 1906.
  - [21.2] *F. Emde*, Die Erwärmung eines drahtförmigen Schmelzeinsatzes *E. u. M.* 25 (1907) S. 455.
  - [21.3] *J. A. M. van Liempt*, Zur Theorie des Grenzstromes in Schmelzsicherungen, *Zschr. f. Phys.* 86 (1933) S. 387.
  - [21.4] *E. Wintergerst*, Ueber die Schmelzzeit von Schmelzsicherungen, *Zschr. f. ang. Phys.* 2 (1950) S. 167.

#### *Kapitel IV — Temperaturanstieg und Ansprechcharakteristik*

- [22] *A. Avramescu*, Beiträge zur Berechnung der Kurzschlußerwärmung, Diss. Dresden 1937.
- [23] *R. Holm*, Der zeitliche Verlauf der Erwärmung eines metallischen Kontaktes, *Arch. f. Elektrotechnik* 29 (1935) S. 207.
- [24] *R. Holm*, Beitrag zur Kenntnis der Kontaktwiderstände, *Zschr. techn. Physik* 6 (1925) S. 166.

- [25] *L. Binder*, Kurzschlußerwärmung an Verbindungs- und Schaltstücken, ETZ 53 (1932) S. 1241.
- [26] *W. Wanger*, Die Erwärmung von Kontakten in Hochleistungsschaltern durch Kurzschlußströme, Bull. SEV 25 (1934) S. 432
- [27] *Landolt-Börnstein*, Physikalisch-Chemische Tabellen.

### *Kapitel V — Der Ansprechvorgang*

- [28] *Grimsehl*, Lehrbuch der Physik, 1. Bd., 12. Auflage, S. 271.
- [29] *Bridgman*, Proc. Amer. Acad. Arts a. sci. 47 (1911), S. 347.
- [30] *Cailletet, Colardeau und Rivière*, Acad. sci. Paris 130 (1900) S. 1591.  
*Bernhardt*, Phys. Zschr. Bd. 26 (1925) S. 265.
- [31] *M. Knudsen*, Ann. d. Phys. 4/47 (1915) S. 697.
- [32] *W. O. Schumann*, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Springer, Berlin 1923.
- [33] *H. Dubbel*, Taschenbuch für den Maschinenbau I (1943), S. 412.

### *Kapitel VI und VII — Abschaltlichtbogen und Kurzschlußerwärmung*

- [34] *W. Elenbaas*, Ähnlichkeitsgesetze der Hochdruckentladung, Physica Haag 2 (1935) S. 169.  
*G. Heller*, Dynamical similarity laws of the mercury high pressure discharge, Physics 6 (1935) S. 389.
- [35] *G. Schmitz*, Integration der *Elenbaas-Heller*'schen Differentialgleichung für die Quecksilberhochdrucksäule, Phys. Zschr. 44 (1943) S. 129.
- [36] *W. Weizel und R. Rompe*, Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken, Leipzig 1949. Dort ist die Literatur bis 1949 zusammengestellt
- [37] Neuere Literatur über wandstabilisierte Lichtbögen
  - [37.1] *O. Koch*, Der radiale Temperaturverlauf im wandstabilisierten Quecksilber-Hochdruckbogen, Z. f. Phys. 127 (1949) S. 153;
  - [37.2] *G. Schmitz*, Zur Breite der wandstabilisierten Bogenentladung, Z. f. Phys. 127 (1950) S. 209 u. 128 (1950) S. 183;
  - [37.3] *O. Koch*, Erweiterte Theorie des wandstabilisierten Quecksilber-Hochdruckbogens, Z. f. Phys. 127 (1950) S. 455;
  - [37.4] *W. Weizel und G. Ecker*, Einfluß des Eigenmagnetfeldes und der Diffusion auf eine wandstabilisierte Lichtbogensäule, Z. f. Phys. 127 (1950) S. 495 u. 128 (1950) S. 180.
- [38] *W. Finkelburg*, Hochstromkohlebogen, Springer Berlin 1948;

- [39] *W. Th. Simon*, Ueber die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis, *Phys. Zschr.* 6 (1905) S. 297.
- [40] Neue Bücher über Quecksilberdampfentladungen
  - [40.1] *W. Elenbaas*, The high pressure mercury vapor discharge, North Holland Publishing Comp. 1951.
  - [40.2] *P. J. Oranje*, Les lampes à décharge, Philips Eindhoven 1949.
- [41] *W. Elenbaas*, Die Gesamtstrahlung der Quecksilberhochdruckentladung als Funktion der Leistung, des Durchmessers und des Druckes, *Physica* 4 (1937) S. 413.
- [42] Hochleistungs-Lichtbögen
  - [42.1] *H. Maecker*, Ein Lichtbogen für hohe Leistungen, *Zschr. f. Phys.* 129 (1951) S. 108.
  - [42.2] *R. W. Larenz*, Temperaturmessungen in der Säule eines Gerdien-Bogens, *Zschr. f. Phys.* 129 (1951) S. 343.
  - [42.3] *F. Burhorn* und *H. Maecker*, Feldstärkemessungen an wasserstabilisierten Hochleistungsbögen, *Zschr. f. Phys.* 129 (1951) S. 369.

## LEBENS LAUF

Am 22. August 1921 wurde ich in Fislisbach (Kt. Aargau) geboren. Dort besuchte ich die Primarschule. Meine Mittelschulbildung erhielt ich in der Bezirksschule Mellingen und im Gymnasium in Immensee, wo ich im Frühjahr 1940 die Maturitätsprüfung ablegte. Das anschließende Studium an der Abteilung für Mathematik und Physik der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich schloß ich im Februar 1945 mit dem Diplom als Physiker ab. Darauf trat ich in die Entwicklungsabteilung der Albiswerk Zürich AG. in Zürich ein, wo ich zunächst im physikalischen Laboratorium und später im mathematisch-physikalischen Studienbureau tätig war. 1949 wurde mir die Leitung eines Laboratoriums übertragen.

Die für die vorliegende Arbeit notwendigen Versuche wurden in den Jahren 1948 bis 1950 durchgeführt.