

Teilchen angezeigt werden, die stärker als  $\alpha$ -Teilchen ionisieren.

Bei dieser Einstellung können die Kernbruchstücke des Urans nachgewiesen werden, wenn eine Neutronenquelle zur Verfügung steht. Dazu genügt ein Radium-Beryllium-Präparat von 10 mg Radiumgehalt. Das Präparat wird zweckmäßig unmittelbar neben dem Zählrohr angeordnet und wie dieses mit Paraffin umgeben. Es werden etwa 25 Stöße in der Min. gezählt. Ein Kontrollversuch mit 10 mg Radium ohne Berylliumzusatz ergibt keine Stöße. In dieser Form eignet sich der Versuch als Vorlesungsexperiment zur Demonstration der Kernspaltung.

Bei dem geschilderten Versuch sind Präparat und Zählrohr dicht mit Paraffin umgeben. Sind nur 2 Paraffinstücke in einigen cm Abstand neben dem Zählrohr angeordnet, dann werden noch 14 Stöße pro Min. registriert, ganz ohne Paraffin immer noch 7. Wird derselbe Versuch mit einem gewöhnlichen Borzählrohr ausgeführt, dann beobachtet man etwa 10 Stöße pro Min. ohne Paraffin und etwa 300 mit 2 Paraffinstücken. Unter denselben Bedingungen, die beim Borzähler eine Verstärkung um das 30-fache hervorrufen, zeigt also der Uranzähler nur eine Verdoppelung der Stoßzahl. Dadurch ist der Nachweis erbracht, daß das Uranzählrohr neben der Spaltung des  $U^{235}$

durch langsame Neutronen (die wie die Umwandlung des Bor dem  $1/v$ -Gesetz folgt) auch die Spaltung des  $U^{238}$  durch schnelle Neutronen mit merklicher Intensität anzeigt.

Nach den Erfahrungen des Uranzählrohrs wurde ein zweites Zählrohr mit 0,2 mm dickem Thorblech ausgekleidet (Durchmesser wie vorher, Länge 7,5 cm). Es zählt unter denselben Bedingungen etwa 4 Stöße pro Min. Durch Umgeben der Apparatur mit Paraffin wird die Zahl der Stöße nicht merklich beeinflusst, es werden also — wie es auch die Theorie verlangt — nur schnelle Neutronen gezählt.

Dieser Thorzähler stellt nun ein einfaches und leicht zu handhabendes Gerät zur Zählung von schnellen Neutronen dar. Dabei tritt er in Wettbewerb mit dem bekannten Paraffinzähler, von dem er sich durch die spektrale Empfindlichkeit unterscheidet, die im einzelnen allerdings noch nicht untersucht ist. Ein Thorzählrohr kann nur oberhalb einer gewissen Grenzenergie (sie liegt wahrscheinlich über 1 MeV) Neutronen anzeigen, die die Spaltung des Thoriumkerns auszulösen vermögen. Ein Paraffinzählrohr hingegen registriert auch noch langsamere Neutronen von einigen hundert keV, die einen H-Kern zufällig fast zentral treffen, und ihm dabei nahezu ihre gesamte Energie übertragen.

## Die latente Verfestigung in gedehnten Aluminiumkristallen<sup>1</sup>

Von FRITZ RÖHM und ALBERT KOCHENDÖRFER

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Techn. Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 3 a, 648—656 [1948]; eingegangen am 12. Mai 1948)

Um die sogenannte latente Verfestigung, die in gedehnten Kristallen mit mehreren Gleitsystemen in den bei der Dehnung nicht betätigten Systemen auftritt, messen zu können, werden vorgedehnte Aluminiumkristalle in Stücke parallel zu den Gleitebenen aufgeschnitten und diese in einem selbstregistrierenden Polanyi-Apparat auf Schub beansprucht. Die Versuche ergeben: Die Verfestigung aller Gleitsysteme, einschließlich des betätigten Systems, ist im wesentlichen eine Funktion des Neigungswinkels der Gleitebenen gegen die Zugrichtung. Sie ist nahezu sinusförmig, was besagt, daß der der Verfestigung entsprechende Kraftanteil für alle Systeme nahezu denselben Wert besitzt. Das Schubspannungsgesetz ist für diejenigen beiden Gleitsysteme, die nach Eintritt der Doppelgleitung an ihr teilnehmen, nicht erfüllt, und zwar ist die im Schubversuch gemessene Verfestigung bei der vorausgehenden Einfachgleitung in dem dabei nicht betätigten System, während der Doppelgleitung in dem ursprünglich betätigten System, kleiner, als sie nach dem Schubspannungsgesetz sein sollte.

Die ersten experimentellen Befunde auf dem Gebiet der Plastizität der Einkristalle<sup>2</sup> fanden ihren quantitativen Niederschlag im Schubspannungsgesetz<sup>3</sup>. Dieses besagt, daß für das Gleiten

in einem Gleitsystem für jede Beanspruchungsart, d. h. unabhängig von den übrigen Spannungskomponenten, nur die Schubspannungskomponente in der Gleitebene parallel zur Gleitrichtung



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

maßgebend ist, und daß diese eine eindeutige Funktion der Abgleitung (plastische Schiebung) ist. Dieses Gesetz ermöglicht es, die Verfestigung, d. i. die Zunahme der Schubspannung über die Anfangsschubspannung (kritische Schubspannung), aus den unmittelbaren Meßdaten der Dehnungskurven für dasjenige Gleitsystem zu berechnen, in dem die Gleitung stattgefunden hat.

Mit der Gleitung ist eine Drehung des Kristallgitters bezüglich der Zugrichtung verbunden, die bewirkt, daß der Orientierungsfaktor dieses Systems, d. i. der Faktor, der das Verhältnis von der Gleitschubspannung zur Zugspannung angibt, immer ungünstiger wird. Gleichzeitig wird jedoch, wenn der Kristall mehrere Gleitsysteme besitzt, der Orientierungsfaktor eines zweiten Systems günstiger, wodurch die Möglichkeit gegeben ist, daß dieses System neben dem ursprünglich betätigten System zum Gleiten kommt. Röntgenographische Untersuchungen des geometrischen Verlaufs der Gleitung<sup>2</sup> haben nun ergeben, daß dies dann eintritt, wenn die Zugrichtung infolge der Orientierungsänderung in die Symmetrieebene der beiden Gleitebenen gewandert ist und daß im weiteren Verlauf der Gleitung die Zugrichtung um diese Symmetrielage um kleine Beträge hin und her pendelt, d. h. die Gleitung nach beiden Gleitsystemen in kleinen Gleitschritten abwechselnd stattfindet. Man spricht dann von Doppelgleitung. Nach dem Schubspannungsgesetz ergibt sich aus diesen Befunden, daß die Verfestigung bei eingetretener Doppelgleitung auch in dem vorher nicht in Tätigkeit gewesenem, sogenannten latenten System denselben Wert angenommen hat wie in dem von Anfang an betätigten System, und daß im Verlauf der Doppelgleitung stets auch das jeweils nicht betätigte System um denselben Betrag weiter verfestigt wurde wie das jeweils betätigte. Dieses Ergebnis ist überraschend, denn man ist geneigt, anzunehmen, daß Verfestigung in einem Gleitsystem nur dann auftritt, wenn es tatsächlich gleitet.

Auf Grund dieser Befunde ist anzunehmen, daß eine latente Verfestigung auch in allen anderen

Gleitsystemen auftritt. Ob das tatsächlich der Fall ist, kann aus Messungen beim Zugversuch jedoch nicht festgestellt werden, da diese Systeme nicht in Tätigkeit treten und das Schubspannungsgesetz nur auf Systeme, nach denen Gleitung stattgefunden hat, angewendet werden kann. Diese Frage ist aber für die Theorie der Gleitverfestigung und der plastischen Eigenschaften der Vielkristalle von grundlegender Bedeutung. Schon früher ist von Kochendörfer<sup>4</sup> auf die Möglichkeit hingewiesen worden, die latente Verfestigung in allen Gleitsystemen unmittelbar in der Weise zu messen, daß man aus einem gedehnten Kristall Scheiben parallel zu den Gleitebenen herauschneidet und diese auf Schub beansprucht, denn bei dieser Beanspruchung kann jedes gewünschte Gleitsystem für sich allein betätigt werden. Über dieses nunmehr durchgeführte Verfahren und seine Ergebnisse wird im folgenden berichtet.

Als Versuchsmaterial wurde Aluminium gewählt, da es dem kubisch-flächenzentrierten Kristallsystem angehört und somit die größte beobachtete Anzahl (12) von strukturell gleichberechtigten Gleitsystemen besitzt. Außerdem hängt seine Verfestigungskurve nur sehr wenig von der Gleitgeschwindigkeit ab, so daß die mit der Orientierungsänderung verbundene Änderung der Gleitgeschwindigkeit praktisch ohne Einfluß ist. Schließlich zeigt es bei Zimmertemperatur keine merkliche Erholung, d. h. es tritt keine Änderung der bei der Dehnung erreichten Verfestigung im Laufe der längeren Zeiten (bis zu einigen Tagen) auf, die zwischen Beendigung der Dehnung und Beginn der Schubverformung liegen (Röntgenaufnahmen zur Orientierungsbestimmung, Zerschneiden und Neufassen der Kristalle). Es wurde Aluminium mit dem hohen Reinheitsgrad von 99,9985% verwendet, um mögliche Einflüsse von Verunreinigungen auszuschalten.

### 1. Herstellung und Orientierungsbestimmung der Kristalle

Aus den in der Einleitung beschriebenen Gründen wurde Aluminium als Versuchsmaterial gewählt. Die Herstellung der Kristalle erfolgte nach dem von Gisen<sup>5</sup> beschriebenen Verfahren in einem unten

<sup>4</sup> A. Kochendörfer, Plastische Eigenschaften von Kristallen und metallischen Werkstoffen. J. Springer, Berlin 1941.

<sup>5</sup> F. Gisen, Z. Metallkunde 27, 256 [1935].

<sup>1</sup> Auszug aus F. Röhm, Diss. T. H. Stuttgart 1948.

<sup>2</sup> E. Schmid u. W. Boas, Kristallplastizität, J. Springer, Berlin 1935; C. F. Elam, Distortion of metal crystals, Clarendon Press, Oxford 1935.

<sup>3</sup> Die erste spezielle Formulierung bezüglich der kritischen Schubspannung fand dieses Gesetz durch E. Schmid, Proc. int. Congr. appl. Mech. Delft 1924, 342.

zugespitzten Kohletiegel, der durch einen senkrechten Röhrenofen langsam hindurchgelassen wurde. Die Orientierung eines Kristalls ist dabei durch die zufällige Orientierung des ersten Kristallkeimes bestimmt. Die Kristalle besitzen daher eine große Orientierungsmannigfaltigkeit, wie sie für die vorliegenden Untersuchungen gerade erwünscht war. Durch Abätzen mit Kalilauge und anschließend mit einem Gemisch von Salzsäure und Salpetersäure wurden die einwandfreien Kristalle festgelegt. Die Kristalle hatten einen Durchmesser von etwa 4 mm und eine Länge von etwa 60 mm.

Die Orientierungsbestimmung der Kristalle erfolgte röntgenographisch aus Laue-Rückstrahlaufnahmen<sup>6</sup>.

keitswerte ist dieser Fehler ohne Bedeutung, da ihre durch Unterschiede im Kristallgefüge bedingten Streuungen die möglichen Berechnungsfehler weit übertreffen.

## 2. Vorverformung der Kristalle durch Zugbeanspruchung

Die Kristalle wurden in einem Polanyischen Dehnungsapparat mit automatischer Registrier-einrichtung, der bei Kochendörfer<sup>4</sup> beschrieben ist, um etwa 15% gedehnt. Während der Dehnung werden die Gleitebene und die Gleitrichtung

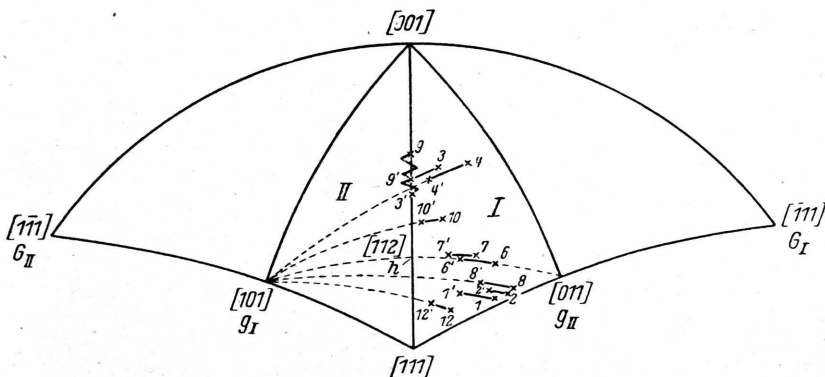


Abb. 1. Anfangs- und Endlagen (mit einem ' bezeichnet) der Zugrichtung der gedehnten Kristalle Nr. 1–12 in stereographischer Projektion. I bezeichnet das Orientierungsdreieck des Gleitsystems mit dem Gleitebenenpol  $G_I = [111]$  und der Gleitrichtung  $g_I = [101]$ , II dasjenige mit dem Pol  $G_{II} = [111]$  und der Gleitrichtung  $g_{II} = [011]$ . Bei Doppelgleitung wandert die Zugrichtung längs der Grenzlinie beider Dreiecke auf die Winkelhalbierende  $h = [112]$  (resultierende Gleitrichtung) zu.

Mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung konnten die unverformten und verformten Kristalle auf  $\pm 2^\circ$  genau einjustiert werden. Die Aufnahmen wurden an Hand der von Schiebold und Sachs<sup>7</sup> konstruierten Polfiguren ausgewertet. Gemessen wurden die Winkel  $\chi$  bzw.  $\lambda$  der Gleitebene bzw. der Gleitrichtung mit der Zugrichtung sowie die Azimute  $\varphi_\chi$  bzw.  $\varphi_\lambda$  dieser Gleitelemente bezüglich der Kristallachse (= Zugrichtung). Als Null-Linie diente eine auf den Kristall eingeritzte Mantellinie. Für die Umrechnung der Dehnungskurven in die Verfestigungskurve sind zwar nur  $\chi$  und  $\lambda$  erforderlich,  $\varphi_\chi$  und  $\varphi_\lambda$  werden aber benötigt, um die Kristallstücke für die Schubversuche herauszuschneiden und in der Schubapparatur in gewünschter Weise einsetzen zu können.

Die so durchgeführten Orientierungsbestimmungen wurden dadurch bestätigt, daß die auf den Kristallen sichtbaren Gleitellipsen genau die berechnete Lage zeigten, und außerdem dadurch, daß sich bei Schubverformung einwandfreie Gleitbänder ergaben.

Der durchschnittliche Fehler der Orientierungswinkel betrug  $\pm 2^\circ$ . Er ist bestimmt durch die Fehler in der Kristalljustierung in der Laue-Kammer und in der Auswertung der Laue-Aufnahmen infolge der Breite der Reflexe. Für die Berechnung der Festig-

in die Zugrichtung hineingezogen. In stereographischer Projektion besteht diese Orientierungsänderung darin, daß bei festgehaltenem Gitterbild die Zugrichtung auf einem Großkreis auf die Gleitrichtung zu wandert. Formelmäßig wird sie durch

$$\sin \chi = \frac{\sin \chi_0}{1 + \delta}, \quad \sin \lambda = \frac{\sin \lambda_0}{1 + \delta} \quad (1a, b)$$

beschrieben. Dabei bezeichnet  $\delta = (l - l_0)/l_0$  die Dehnung ( $l_0$  bzw.  $l$  Ausgangslänge bzw. jeweilige Länge) und  $\chi_0$  bzw.  $\lambda_0$  die Anfangswerte der Orientierungswinkel  $\chi$  und  $\lambda$  für  $\delta = 0$ .

In Abb. 1 sind die Ausgangs- und Endlagen der untersuchten Kristalle und einige Großkreise zur Gleitrichtung eingetragen. Man sieht, daß die Endpunkte innerhalb der angegebenen Fehler in  $\chi$  und  $\lambda$  von  $\pm 2^\circ$  auf diesen Großkreisen liegen.

<sup>6</sup> R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. 2. Aufl., J. Springer, Berlin 1936.

<sup>7</sup> E. Schiebold u. G. Sachs, Z. Kristallogr. 63, 34 [1926].



Daher stimmen auch die nach (1a, b) berechneten Werte von  $\chi$  und  $\lambda$  innerhalb dieser Fehler mit den gemessenen Werten überein.

Wenn die Zugrichtung die Grenzlinie zwischen den Orientierungsbereichen zweier Gleitsysteme trifft, wie es bei den Kristallen Nr. 3 und 9 der Fall ist (bei Nr. 9 liegt sie schon zu Beginn der Verformung auf dieser Grenzlinie), so findet Doppelgleitung nach diesen beiden Systemen in dem in der Einleitung angegebenen Sinne statt. Dabei bewegt sich die Zugrichtung längs einer Zickzacklinie auf den Schnittpunkt  $h$  des Großkreises durch die beiden Gleitrichtungen mit der Grenzlinie zu, wie es Abb. 1 zeigt.

Aus den gemessenen Dehnungskurven, welche die Normalspannung  $\sigma = K/q_0$  ( $q_0$  Ausgangsquerschnitt) als Funktion der Dehnung  $\delta$  angeben, wurde in den bei Schmid und Boas<sup>2</sup> abgeleiteten Umrechnungsformeln

$$\tau = \frac{\sin \lambda_0 \sqrt{(1 + \delta)^2 - \sin^2 \lambda_0}}{1 + \delta} \sigma; \quad (2a, b)$$

$$a = \frac{\sqrt{(1 + \delta)^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0}{\sin \lambda_0}$$

die Verfestigungskurve<sup>8</sup>, d. i. die Schubspannung  $\tau$  als Funktion der Abgleitung  $a$ , berechnet. Für  $\delta = 0$  bzw.  $a = 0$  ergibt sich für die Anfangsschubspannung (kritische Schubspannung)

$$\tau_0 = (\sin \lambda_0 \cos \lambda_0) \sigma_0, \quad (2c)$$

wo  $\sigma_0$  die anfängliche Normalspannung (Streckgrenze) bezeichnet. Die Verfestigung  $\tau_v$  ist definiert als die Zunahme von  $\tau$  über  $\tau_0$ :

$$\tau_v = \tau - \tau_0. \quad (3)$$

Die Abgleitung und damit die Verfestigung war nicht für alle Kristalle genau dieselbe. Um einen Vergleich der latenten Verfestigung sämtlicher Kristalle zu ermöglichen, wird die Verfestigung auf die Abgleitung 1 des betätigten Systems bezogen. Diese ist, da die Verfestigungskurve von Aluminium in guter Näherung eine

<sup>8</sup> Genau genommen ergeben die Dehnungskurven etwas voneinander verschiedene Verfestigungskurven, die einen Streubereich von  $\pm 15\%$  der Schubspannung erfüllen. Dieser Bereich ist aber wesentlich kleiner als derjenige der orientierungsabhängigen Dehnungskurven, so daß man von einer Verfestigungskurve sprechen kann, wie es auch üblich ist.

Parabel ist, durch  $\tau_v/\sqrt{a}$  gegeben<sup>9</sup>. Für die in Abb. 1 gezeichneten Kristalle haben die Messungen ergeben<sup>10</sup>:

$$\tau_0^Z = (160 \pm 15) \text{ g/mm}^2;$$

$$\tau_v^Z = (1855 \pm 210) \text{ g/mm}^2. \quad (4a, b)$$

Diese Werte sind wegen des hohen Reinheitsgrades des verwendeten Materials wesentlich kleiner als die Werte  $\tau_0 = 300 \text{ g/mm}^2$  und  $\tau_v^Z = 4100 \text{ g/mm}^2$  für Aluminium des technischen Reinheitsgrades von etwa 99,5%<sup>5</sup>.

Zur Kontrolle wurde noch nachgeprüft, ob das verwendete Aluminium innerhalb der auftretenden Versuchszeiten tatsächlich keine Erholung zeigt. Es hat sich ergeben, daß innerhalb von 40 Tagen keine meßbare Abnahme der vorher vorhandenen Verfestigung eintritt.

### 3. Durchführung der Schubversuche

Die Stücke für die Schubverformung wurden mit einer feinen Laubsäge unter Ölkühlung aus den Kristallen herausgesägt und nach Abb. 2 so gefaßt, daß eine Gleitschicht von 1 mm Dicke frei war. Es waren 45 Fassungen angefertigt worden, deren Bohrungen nur je 2° voneinander verschiedene Neigungswinkel gegen die Fassungsflächen besaßen. Damit war für jeden Neigungswinkel  $\chi$  zwischen Gleitebene und Kristallachse, der nach den Angaben in den vorhergehenden Abschnitten auf  $\pm 2^\circ$  bekannt war, eine Fassung vorhanden. Wie man aus Abb. 2 erkennt, liegt für  $\chi \geq 14^\circ$  die gesamte Gleitfläche der Größe  $F = q/\sin \chi = r^2 \pi / \sin \chi$  ( $r$  bzw.  $q$  Radius bzw. Querschnitt der ungedehnten Kristalle) innerhalb der Fassungen. Für kleinere Winkel dagegen steht ein Teil der Gleitfläche über die Fassungen hinaus. In diesen Fällen wurden die Stücke so lang abgesägt, daß ihre Gleitfläche eine einheitliche Größe von 45 mm<sup>2</sup> hatte.

Für die Befestigung der Kristalle in den Fassungen kam das einfache Einlöten wegen der mit der Erwärmung verbundenen Erholung nicht in Frage. Von zahlreichen geprüften Kitten erwies sich nur Bleiglätte-Glycerinkitt als geeignet. Durch Kontrollversuche mit Vielkristallproben wurde festgestellt, daß bis zu weit höheren Belastungen, als sie für die Einkristalle erforderlich waren, die Verformung genau linear und elastisch erfolgte und somit keine Verschiebungen der Proben in den Fassungen, welche die Meßergebnisse gefälscht hätten, auftraten.

<sup>9</sup> Der Einfachheit halber schreiben wir an Stelle von  $\tau_v/\sqrt{a}$  nur  $\tau_v$  und verstehen hierunter stets den in der bezeichneten Weise auf die Abgleitung 1 des betätigten Systems bezogenen Wert der Verfestigung.

<sup>10</sup> Die Meßwerte bei Zug- bzw. Schubbeanspruchung unterscheiden wir durch den oberen Index  $Z$  bzw.  $S$ .



Die Fassungshalter zeigt Abb. 3. Sie sind mit einer Gradeinteilung versehen, so daß jede gewünschte Richtung einer Ebene genau in die Schubrichtung eingestellt werden konnte. Sie waren so gestaltet, daß die Schubversuche in dem auch für die Zugversuche verwendeten Polanyi-Apparat vorgenommen werden konnten.

Da mit der Möglichkeit gerechnet werden mußte, daß die Kristalle beim Absägen und Einkitten unbeabsichtigte zusätzliche Verfestigungen erfahren

haben könnten, so wurden zwei unverformte Kristalle in der beschriebenen Weise behandelt und ihre kritische Schubspannung gemessen. Es ergab sich

$$\tau_0^S = (172 \pm 14) \text{ g/mm}^2. \quad (5a)$$

Dieser Wert ist um 7,5% größer als der bei der Dehnung gemessene Wert (4a). Diese Erhöhung<sup>11</sup> ist für die vorliegende Fragestellung praktisch ohne Bedeutung, da die den Kristallen erteilte Verfestigung

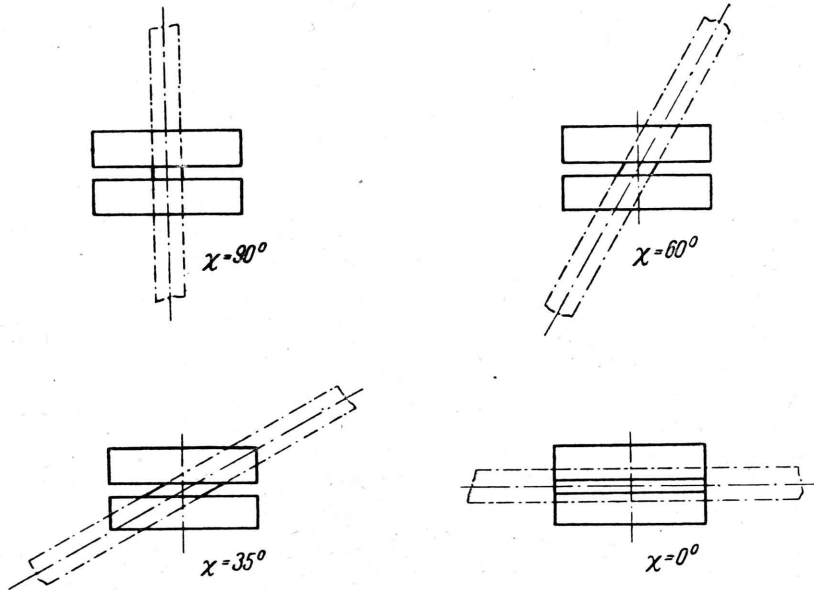


Abb. 2. Befestigung der Kristalle bei verschiedenen Neigungswinkeln  $\chi$  der Gleitebene gegen die Kristallachse in den Fassungen für die Schubbeanspruchung.

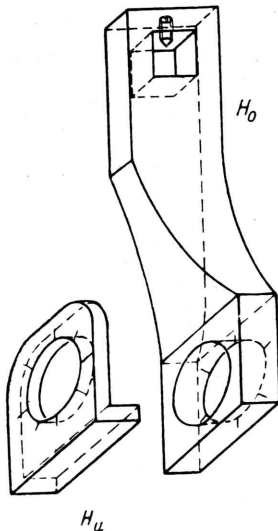


Abb. 3. Halter für die in Abb. 2 gezeichneten Fassungen zur Schubverformung. Der obere Halter  $H_0$  wird mit der gezeichneten Stahlspitze in die Meßfeder für die Kraft eingehängt, der untere Halter  $H_u$  wird an dem angetriebenen Gestänge befestigt.

wesentlich größer ist als die kritische Schubspannung. Außerdem wäre ein Einfluß der Handhabung bei den vorverformten Kristallen viel weniger zu erwarten als bei den unverformten.

Der Beginn des Gleitens eines vorgedehnten Kristalls prägt sich in der Registrierkurve ebenso durch einen Knick aus wie bei einem unverformten Kristall. Die durch ihn bestimmte Anfangsschubspannung  $\tau_A^S$  ist gleich der durch die Vorverformung bewirkten Schubspannung  $\tau_E^Z$ .

Die Verfestigung  $\tau_V^S$  ergibt sich daraus nach Abzug der kritischen Schubspannung  $\tau_0$  des unverformten Kristalls zu<sup>9</sup>:

$$\tau_V^S = \frac{\tau_A^S - \tau_0}{\sqrt{a}}. \quad (6)$$

Da aus einem 60 mm langen Kristall nur vier Stücke parallel zu den vier Gleitebenen herausgeschnitten werden konnten, mußten die drei Gleitrichtungen in einer Ebene an jeweils einem Stück

<sup>11</sup> Die Frage, worauf diese Erhöhung zurückzuführen ist, soll nach Abschluß laufender Untersuchungen in einer späteren Mitt. diskutiert werden.

untersucht werden. Dies erfolgte in der Weise, daß bei jeder Gleitrichtung nur kurz über den Knick in der Registrierkurve hinaus verformt wurde, was an dem ruckartigen Stehenbleiben des Lichtzeigers nach dem Anstieg im elastischen Gebiet leicht beobachtet werden konnte. Durch die geringe Weiterverformung wurde der Kristall im Vergleich zur Streuung der Meßwerte bei verschiedenen Kristallen nicht wesentlich zusätzlich verfestigt, so daß auch für die An-

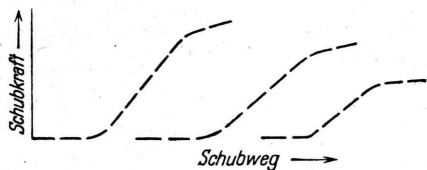


Abb. 4. Bei Schubverformung aufgenommene Registrierkurven der drei Gleitrichtungen der im Zugversuch betätigten Gleitebene des Kristalls Nr. 2.

fangsschubspannung  $\tau_A^S$  praktisch die durch die Zugbeanspruchung bewirkten Werte gemessen wurden.

Abb. 4 zeigt als Beispiel die Registrierkurven der drei Gleitrichtungen einer Gleitebene des Kristalls Nr. 2 aus Abb. 1. Man sieht, daß der Knick bei allen drei Kurven hinreichend gut ausgebildet ist, um die Schubkraft und damit die zu ihr proportionale Schubspannung  $\tau_A^S$  bei einer durchschnittlichen Ordinatenhöhe von 25 mm auf  $\pm 1$  mm genau ablesen zu können. Diese, auch in allen anderen Fällen höchstens auftretenden Ablesefehler sind viel geringer als die durchschnittliche Streuung von  $\pm 15\%$  der Meßwerte für die verschiedenen Kristalle.

#### 4. Meßergebnisse

Wir geben nun die Meßergebnisse ohne Diskussion, die im folgenden Abschnitt erfolgt, an. Um sie übersichtlich darstellen zu können, teilen

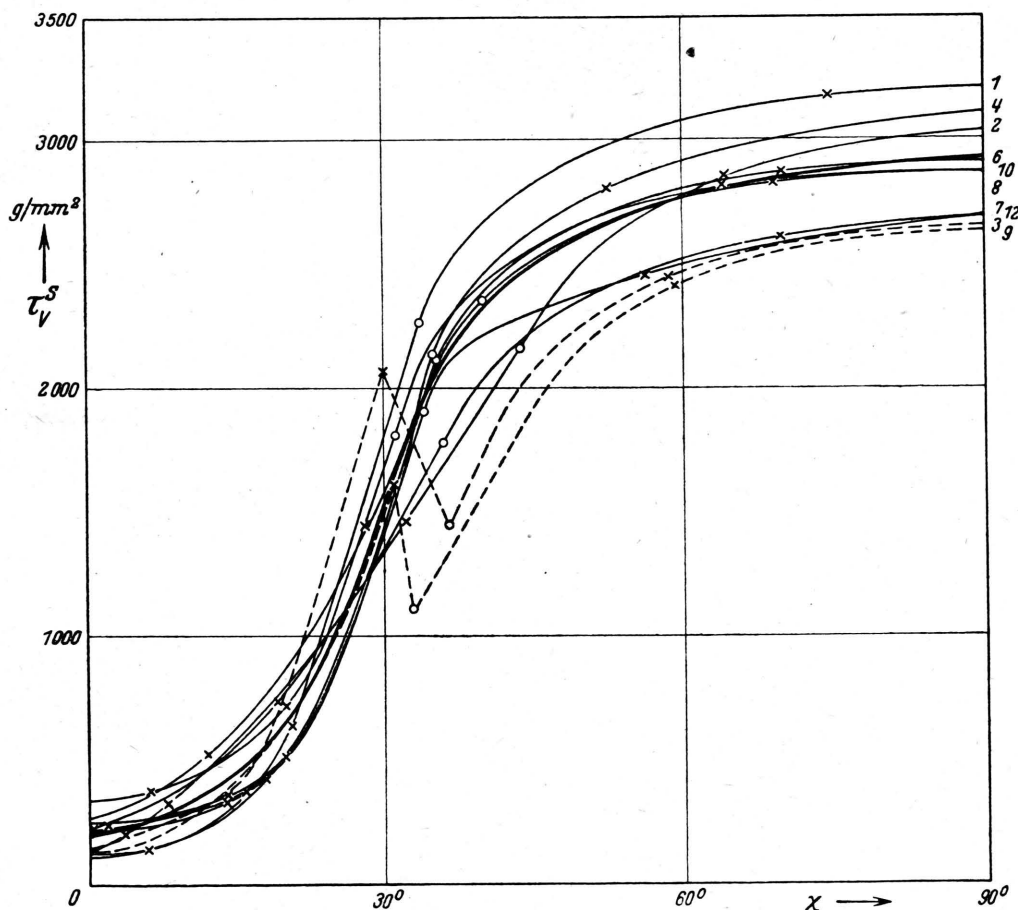


Abb. 5. Die im Schubversuch gemessene Verfestigung  $\tau_V^S$  (bezogen auf die Ableitung 1 im Zugversuch) als Funktion des Neigungswinkels  $\chi$  der Gleitebene gegen die Kristallachse (= Zugrichtung) für die Gleitsysteme der Gruppe I ( $\psi_2 = 0$ ). o Meßwerte des jeweils betätigten Systems, x Meßwerte der nicht-betätigten Systeme.

wir die Gleitsysteme nach ihrer Lage zur Zugrichtung in drei Gruppen ein, deren jede vier Systeme mit je verschiedener Gleitebene umfaßt. Als Gruppenindex dient das Azimut  $\psi_\lambda$  der Gleitrichtungen bezüglich der Gleitebenen-Normalen. In jeder Gleitebene sind für diejenige Gleitrichtung, für welche der Neigungswinkel  $\chi$  der Ebene kommt,  $\psi_\lambda = 0$  gesetzt. Diese Gleitrichtung besitzt bezüglich der betrachteten Ebene den günstigsten Orien-

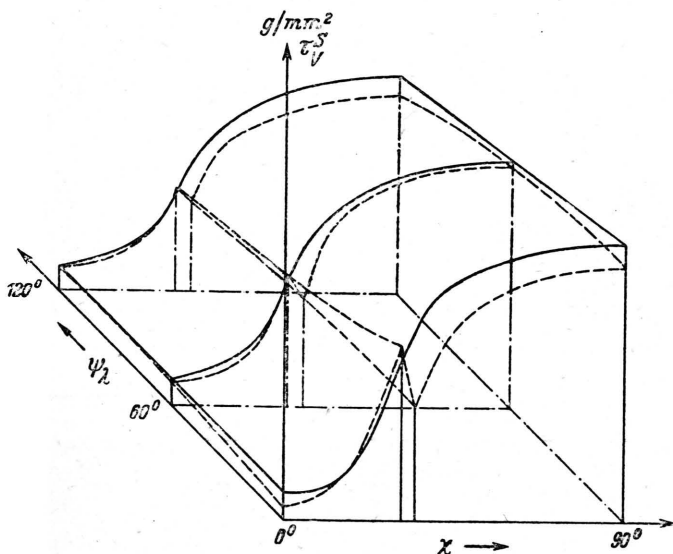


Abb. 6. Verlauf der im Schubversuch gemessenen mittleren Verfestigung  $\tau_V^S$  (bezogen auf die Abgleitung 1 im Zugversuch) für die drei Gruppen mit  $\psi_\lambda = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ$  als Funktion des Neigungswinkels  $\chi$  der Gleitebene gegen die Kristallachse. Die ausgezogenen Kurven gelten für Einfachgleitung, die gestrichelten für Doppelgleitung.

tierungsfaktor  $\sin \chi \cos \lambda$ , würde also bei Zugbeanspruchung, wenn nur diese Ebene vorhanden wäre, betätigt werden. Die Systeme mit dem Azimut  $\psi_\lambda = 0$  bilden die erste Gruppe. Sie enthält das bei Zugbeanspruchung betätigte System<sup>12</sup> mit dem absolut günstigsten Orientierungsfaktor. Bei Doppelgleitung enthält sie neben dem zuerst betätigten auch das später betätigte, denn dieses hat bezüglich der zweiten Gleitebene den günstigsten Orientierungsfaktor. Die Azimute der anderen Gleitrichtungen werden in dem Drehsinn posi-

tiv gerechnet, in dem die jeweils günstigste Gleitrichtung mit  $\psi_\lambda = 0$  von der jeweils tiefsten Gleitebenenlage aus erreicht wird; sie haben also Werte von  $60^\circ$  bzw.  $120^\circ$ . Die Gleitsysteme mit je diesen Azimuten bilden die beiden andern Gruppen.

Die im Schubversuch gemessenen Werte von  $\tau_V^S$  (beachte die Anm. 9 u. 10) sind in Abb. 5 als Funktion des Neigungswinkels  $\chi$  der Gleitebenen für die Systeme der Gruppe 1 gezeichnet. Sehen wir zunächst von den geknickten Kurven der Kristalle Nr. 3 und 9, bei denen Doppelgleitung stattgefunden hat, ab, so zeigen alle Kurven qualitativ denselben Verlauf. Ihre  $\tau_V^S$ -Werte streuen durchschnittlich nicht stärker als die  $\tau_V^S$ -Werte der betätigten Systeme, so daß mit derselben Berechtigung wie von einer Verfestigungskurve auch von einer Kurve ( $\tau_V^S, \chi$ ) (zunächst für die betrachtete Gruppe) gesprochen werden kann. Sie ist in Abb. 5 dick ausgezogen gezeichnet. Für die betätigten Systeme ergibt sich:

$$\tau_V^S(\text{bet.}) = (2100 \pm 200) \text{ g/mm}^2. \quad (5b)$$

Dieser Wert ist um 13% höher als der bei der Dehnung berechnete Wert (4b)<sup>14</sup>.

Die für die beiden andern Gruppen erhaltenen Einzelergebnisse sind ähnlich denjenigen der Gruppe 1, so daß von ihrer Wiedergabe abgesehen werden kann. Auch bei ihnen streuen die Kurven nur wenig um je eine mittlere Kurve. Die mittleren Kurven aller drei Gruppen ( $\psi_\lambda = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ ) sind etwas voneinander verschieden; sie sind für alle Kristalle mit Einfachgleitung in Abb. 6 zu einer Fläche verbunden gezeichnet.

Bei den Kristallen Nr. 3 und 9 mit den geknickten Kurven in Abb. 5 hat nach Abb. 1 Doppelgleitung stattgefunden. Dabei gehört die tiefere Verfestigung zu dem zuerst allein betätigten System, die höhere zu dem bei der Doppelgleitung nicht betätigten System. Bei den nichtbetätigten Gleitrichtungen mit  $\psi_\lambda = 60^\circ$  und  $120^\circ$  ist die Verfestigung für das günstiger orientierte System z. Tl. ebenfalls kleiner als für das andere System (Kristall Nr. 9), z. Tl. ist sie in beiden Systemen gleich groß (Kristall Nr. 3). Die ( $\tau_V^S, \chi$ )-Kurven nach stattgefundener Doppelgleitung sind in Abb. 6 gestrichelt eingezeichnet. Man sieht, daß sich das Absinken der Verfestigung des zuerst betätigten Systems auch bei den Gleitsystemen mit größeren Neigungswinkeln der Gleitebenen bemerkbar macht.

<sup>12</sup> Das bei der Zugbeanspruchung betätigte Gleitsystem bezeichnen wir von nun an kurz als betätigtes System, denn diese Kennzeichnung gegenüber den nichtbetätigten Systemen hat nur bezüglich der Zugbeanspruchung einen Sinn.



### 5. Die Diskussion der Ergebnisse

An den Meßergebnissen fällt zunächst auf, daß die Verfestigung in den bei Doppelgleitung gleichzeitig betätigten Systemen wesentlich verschiedene Werte besitzt und diese Unterschiede sich noch in nicht betätigten Systemen mit höheren Neigungswinkeln der Gleitrichtungen auswirken.

Dieser Befund besagt, daß mindestens bei fortgeschrittener Doppelgleitung das Schubspannungsgesetz für beide Gleitsysteme nicht mehr gleichzeitig gültig ist<sup>13</sup>, denn auf Grund der röntgenographischen Orientierungsbestimmungen haben beide Systeme denselben Orientierungsfaktor  $\sin \chi \cos \lambda$  und müssen daher bei Gültigkeit des Schubspannungsgesetzes dieselbe Verfestigung besitzen. Die durch die Fehler in der Orientierungsbestimmung möglichen Unterschiede in der Verfestigung von höchstens 1 % sind unbedeutend gegenüber den beobachteten Unterschieden von 35 bis 40 %. Dieses Ergebnis hat uns veranlaßt, zu untersuchen, ob auch bei Einfachgleitung das Schubspannungsgesetz für bestimmte Systeme nicht erfüllt ist, d. h. deren im Schubversuch gemessene Verfestigung  $\tau_V^S$  kleiner ist als der aus der wirkenden Nennspannung  $\sigma$  mit dem gemessenen Orientierungsfaktor berechnete Verfestigungsanteil  $\tau_V^0$  von  $\sigma$ . Für das betätigte System stimmen nach (4b) und (5b)  $\tau_V^0 = \tau_V^Z$  und  $\tau_V^S$  bis auf 13 % überein, wobei  $\tau_V^S > \tau_V^Z$  ist. Wir wollen bei einem Unterschied bis zu dieser Größe von einer Verletzung des Schubspannungsgesetzes nicht sprechen<sup>14</sup>.

Für die meisten nicht betätigten Systeme hat sich ergeben, daß  $\tau_V^S > \tau_V^0$  ist. Der Umstand, daß in ihnen noch keine Gleitung stattgefunden hat, steht zwar nicht in Widerspruch zum Schubspannungsgesetz, erlaubt jedoch auch keine bestimmte Aussage über seine Gültigkeit, da eine solche nur für betätigte Systeme, bei denen  $\tau_V^0 = \tau_V^Z$  ist, möglich ist. Bei den Systemen der Gruppe 1 von Abb. 5 mit den Gleitebenenpolen  $[111]$  und den Gleitrichtungen  $[101]$  (vgl. Abb. 1), deren Neigungswinkel  $\chi$  zwischen  $15^\circ$  und  $30^\circ$  liegt, sind dagegen

die berechneten Werte  $\tau_V^0$  1,5–3-mal so groß wie die im Schubversuch gemessenen Werte  $\tau_V^S$ . Diese Systeme hätten also bei Gültigkeit des Schubspannungsgesetzes schon lange vor Beendigung der Vorverformung in Tätigkeit treten müssen. Es sind gerade die Systeme, welche an der nach weiterer Dehnung eintretenden Doppelgleitung teilgenommen hätten.

Zusammenfassend haben wir also das bemerkenswerte Ergebnis, daß gerade bei den beiden Gleitsystemen, die nach eingetretener Doppelgleitung an ihr teilnehmen, das Schubspannungsgesetz nicht erfüllt ist. Bei der vorangehenden Einfachgleitung wird das dabei nicht betätigte System, bei der Doppelgleitung das vorher betätigte System schwächer verfestigt, als es bei Gültigkeit des Gesetzes der Fall sein müßte. Mit anderen Worten, bei Gültigkeit des Gesetzes müßte die Doppelgleitung früher eintreten, als tatsächlich beobachtet wird, und dann wieder in eine Einfachgleitung übergehen, bei welcher nur das vorher latente System betätigt wird.

Dieser Befund, der auf eine Kopplung der Gleitvorgänge in verschiedenen Gleitebenen hinweist, dürfte für die weitere Erforschung komplizierter Beanspruchungen, wie sie z. B. die einzelnen Körner von Vielkristallen erfahren, von Bedeutung sein, indem er es ermöglicht, Gleitkombinationen in Betracht zu ziehen, die bisher wegen des Schubspannungsgesetzes nicht berücksichtigt wurden. Auch bei der Zugbeanspruchung könnte auf Grund dessen z. B. nach allen drei Gleitrichtungen einer betätigten Gleitebene Gleitung stattgefunden haben, ohne daß die Verformung geometrisch anders verlaufen müßte, als nach Abb. 1 tatsächlich beobachtet wird, denn die Gleitungen nach den drei Gleitrichtungen einer Ebene sind nicht unabhängig voneinander. Die Verfestigung in den drei Gleitrichtungen dagegen würde je nach ihrem Beitrag zur Gleitung verschieden ausfallen.

An den Meßergebnissen ist weiterhin bemerkenswert, daß die Verfestigung im wesentlichen nur durch die Neigungswinkel  $\chi$  der Gleitebenen bestimmt ist, denn in den drei Gleitrichtungen einer Gleitebene weist sie nur geringe Unterschiede auf (Abb. 6). Die betätigten Systeme sind dabei, von Doppelgleitung abgesehen, in keiner Weise ausgezeichnet. Für die Verfestigung der Gleitsysteme ist also nur ihre Lage bezüglich der

<sup>13</sup> Ob das schon von Beginn der Doppelgleitung an zutrifft, kann aus unseren Ergebnissen nicht entnommen werden. Die Kurve in Abb. 5 von Kristall Nr. 10, bei dem nach Abb. 1 die Doppelgleitung unmittelbar bevorstand, läßt noch keine Besonderheit gegenüber den Kurven der Kristalle mit Einfachgleitung erkennen.

Zugrichtung maßgebend und nicht ihre kristallographische Lage bezüglich des betätigten Systems. In diesem Fall müßte die Verfestigung in den Systemen, die bezüglich des betätigten Systems symmetrisch zueinander liegen, gleich groß sein, während sie in Wirklichkeit sehr verschiedene Werte besitzt, da ihre Neigungswinkel  $\chi$  stets bedeutend voneinander verschieden sind.

Nach Abb. 5 verläuft die mittlere  $(\tau_V^S, \chi)$ -Kurve näherungsweise sinusförmig, wenn zunächst davon abgesehen wird, daß  $\tau_V^S$  für  $\chi \lesssim 10^\circ$  ungefähr konstant bleibt. Es ist also

$$\tau_V^S = \tau_{V_1}^S \frac{\sin \chi}{\sin \chi_1}, \quad (7)$$

wo  $\tau_{V_1}^S$  den Wert von  $\tau_V^S$  für einen bestimmten Wert  $\chi = \chi_1$  bezeichnet. Da nun die Größen der Gleitflächen proportional zu  $1/\sin \chi$  sind, so besagt (7), daß der der Verfestigung entsprechende Anteil an der Verformungskraft für alle Gleitsysteme denselben Wert besitzt. Zahlenmäßig ergibt sich:

$$K_V^S = (37\,000 \pm 3000) \text{ g}. \quad (8)$$

Dabei ist wie  $\tau_V^S$  auch  $K_V^S$  auf die Abgleitung 1 des betätigten Systems bezogen. Für die Gleitsysteme mit  $\chi < 5^\circ$  verlaufen die Gleitebenen nahezu parallel zur Kristallachse und sind daher in ihrer Ausdehnung durch die Kristall-Länge begrenzt.

Ihre Fläche nimmt von der Mitte des Kristalls, wo sie etwa gleich der Längsschnittsfläche von etwa  $4 \times 60 = 240 \text{ mm}^2$  ist, nach dem Rande des Kristalls zu gleichmäßig auf Null ab. Da die Verfestigung  $\tau_V^S$  nach Abb. 2 in den Mittelebenen gemessen wurde, so beträgt die Verfestigungskraft mit dem Wert  $\tau_V^S \sim 200 \text{ g/mm}^2$  (Abb. 5)  $K_V^S = 48\,000 \text{ g}$ . Dieser Wert ist rund 30% größer als der Wert (8). Da bei diesen Kristallen die Gleitebene selbst angeschnitten werden mußte, so ist es wohl möglich, daß bei ihnen eine zusätzliche Verfestigung dieser Größe aufgetreten ist. Wir können daher als zweites wesentliches Ergebnis aussprechen: Bei der Dehnung von Aluminiumkristallen, und vermutlich bei allen kubisch-flächenzentrierten Metallen, nimmt die Verfestigung in allen (betätigten und nicht betätigten) Gleitsystemen solche Werte an, daß der ihr entsprechende Kraftanteil konstant ist.

Der Versuch einer theoretischen Deutung dieser Ergebnisse auf Grund der bisherigen Theorien der Gleitverfestigung wird nach Abschluß laufender Versuche, in denen noch einige damit im Zusammenhang stehende Fragen geklärt werden sollen, in einer späteren Mitteilung durchgeführt werden.

Hrn. Prof. Dr. U. Dehlinger sprechen wir für wertvolle Anregungen unseren herzlichsten Dank aus.

## Röntgenographische Untersuchung der beim dielektrischen Funkenüberschlag auftretenden Schallwellen

Von WERNER SCHAAFFS und FERDINAND TREDELENBURG

Aus dem Physik.-Techn. Laboratorium des Wernerwerkes M der Siemens & Halske A.G.  
in Berlin-Siemensstadt

(Z. Naturforschg. 3a, 656—668 [1948]; eingegangen am 18. März 1948).

Mit Hilfe von Röntgenblitzen wird die Entstehung und das Abfließen von Schallwellen, die durch Funkenüberschlag in Flüssigkeiten erzeugt werden, untersucht. Die großen, in den Schallwellen auftretenden Verdichtungen bewirken eine erhöhte Absorption der Röntgenstrahlung und ermöglichen so die röntgenographische Aufzeichnung des Wellenverlaufes. Der Übergang der Wellen in Medien anderer Schallgeschwindigkeit und die an Grenzflächen auftretenden Kopfwellen werden photographiert und quantitativ ausgewertet.

### I. Akustische Probleme des elektrischen Funkens

Legt man an die Elektroden einer Funkenstrecke in einer Flüssigkeit eine Spannung, so entsteht beim elektrischen Durchschlag eine Funken-schallwelle, die sich mit Überschallgeschwin-

digkeit fortpflanzt. Das Problem der Entstehung und der Struktur dieser Schallwelle, dem die nachfolgende Untersuchung dient, stellt die akustisch-thermodynamische Fortsetzung des elektrisch-optisch bedingten ersten Teiles einer Funkenentladung dar.