

Hohlzylinders, in dem \mathfrak{B} und i auf Null abgeklungen sind. Wir benutzen die üblichen Zylinderkoordinaten r, φ, z . Die Rotationssymmetrie um die z -Achse und die Homogenität längs dieser Achse für einen unendlich langen Kreiszylinder bewirken, daß \mathfrak{A} und die Dichte $|\Psi|^2$ der supraleitenden Elektronen nur von r abhängen. Gl. (2) hat im betrachteten Gebiet ($\mathfrak{B}=0, i=0$), wenn wir noch $\text{div } \mathfrak{A}=0$ fordern, die Lösung

$$A_r=0, \quad A_\varphi=a/r, \quad A_z=b \quad (5)$$

mit konstanten a und b . Für Ψ machen wir den Ansatz

$$\Psi(r) = \exp[i\gamma(\varphi, z)] f(r). \quad (6)$$

Für das betrachtete Gebiet ($i=0$) liefern dann die Gln. (3) und (5)

$$\Psi(r) = \exp\left[\frac{ie^*}{\hbar c} (a\varphi + bz)\right] f(r). \quad (7)$$

Aus der Bedeutung von Ψ nach Gl. (4) folgt, daß Ψ eine eindeutige Funktion des Ortes sein muß. Wir bekommen somit

$$e^* a / (\hbar c) = n, \quad n \text{ ganze Zahl.} \quad (8)$$

Die Berechnung des vom supraleitenden Hohlzylinder umschlossenen magnetischen Flusses Φ liefert dann mit den Gln. (5) und (8)

$$\Phi = \oint \mathfrak{A} \, dr = 2\pi a = \frac{\hbar c}{e^*} n$$

in Übereinstimmung mit den Experimenten.

A n m. b. d. K o r r.: Inzwischen wurden mir Notizen von J. BARDEEN, Phys. Rev. Letters **7**, 162 [1961] und von J. B. KELLER u. B. ZUMINO, Phys. Rev. Letters **7**, 164 [1961] zugänglich, die in ähnlicher Weise die Quantisierung des magnetischen Flusses im Rahmen der Theorie von GINSBURG, LANDAU und GORKOV diskutieren.

Beeinflussung der Spaltstruktur von NaCl-Kristallen durch Inhomogenitäten¹

Von H. BETHGE und V. SCHMIDT

Arbeitsstelle für Elektronenmikroskopie der Dtsch. Akad. d. Wiss., Halle/S., Am Weinberg 2, und Institut für experimentelle Physik der Universität Halle (Saale)

(Z. Naturforsch. **17 a**, 183—185 [1962]; eingeg. am 27. Dezember 1961)

Während die plastischen Eigenschaften der Kristalle durch die Versetzungstheorie in den wesentlichen Zügen geklärt sind, bleiben zum Thema „Bruch kristalliner Körper“ noch viele Fragen offen. Die Ursache hierfür liegt im sehr komplexen Mechanismus des Bruchvorganges, vor allem durch die Beteiligung der beim Bruch ausgelösten plastischen Vorgänge. In Arbeiten der letzten Jahre sind besonders Prozesse diskutiert worden, die im Zusammenhang mit der Bruchausbreitung auftreten und für die Energiebilanz von Einfluß sind. Erwähnt seien die an LiF von GILMAN² durchgeführten Untersuchungen, in denen in Abhängigkeit von der Reißgeschwindigkeit die gebildeten Versetzungen bestimmt wurden. Die Beobachtung der Versetzungen auf der Spaltfläche erfolgte lichtmikroskopisch nach geeigneter Anätzung. Von theoretischer Seite ist in neueren Arbeiten die Wechselwirkung von Bruch und Versetzungen diskutiert worden³.

Da Inhomogenitäten im Kristall örtlich sicher die Reißausbreitung beeinflussen, schien es uns sinnvoll, die Spaltflächen entsprechend vorbehandelter Kristalle zu untersuchen. Als geeignete Modells substanz wählten wir

wieder den NaCl-Kristall. Am NaCl-Kristall gelingt durch das Verfahren der Golddekoration nach BASSETT⁴ die elektronenmikroskopische Abbildung von Oberflächenstrukturen mit Stufenhöhen bis herab zu einem Netzebenenabstand. Schraubenversetzungen oder durch Spannungen vor der Reißfront erzeugte Versetzungsringe hinterlassen z. B. auch, wenn sie vom Spaltreiß durchschnitten werden, Spaltstufen, die entsprechend den im NaCl möglichen BURGERS-Vektoren $a/2$ oder a (a =Gitterkonstante) hoch sind.

Die kürzlich von BETHGE u. a.⁵ beschriebene „elementare Spaltstruktur“ ist typisch für den von Inhomogenitäten hinreichend freien Kristall. Die „Dichte“ der elementaren Spaltstruktur hängt von der Reißgeschwindigkeit ab. Am speziell mit Inhomogenitäten versehenen Kristall wird in der Umgebung dieser Kristallstörung die Reißausbreitung geändert, und es bietet sich damit die Möglichkeit, den Einfluß auf die Spaltstruktur im überschaubaren Mikrobereich zu untersuchen. Die Inhomogenitäten wurden durch Verfärbung reiner, aus dem Schmelzfluß gezogener Kristalle im Goldchloriddampf erzeugt⁶. Es entstehen dabei einmal im Kristall Goldkolloide, und zum anderen werden auch Hohlräume gebildet; letztere wahrscheinlich durch die Reaktion der umgebenden Chloratmosphäre bei Temperaturen, die größer sind als die Zerfallstemperatur des Goldchlorids⁷. Die Spaltung der Kristalle erfolgte im Hochvakuum durch ein Pendelschlagwerk. Die Aufdampfung des Goldes und der Kohleschicht auf die Spaltfläche wurde unmittelbar nach der Spaltung in der gleichen Apparatur vorgenommen, ohne daß zwischendurch der Rezipient belüftet wurde⁵.

Sons, New York 1959.

⁴ G. A. BASSETT, Phil. Mag. **3**, 1042 [1958].

⁵ H. BETHGE, G. KÄSTNER u. M. KROHN, Z. Naturforsch. **16 a**, 321 [1961].

⁶ D. J. BARBER, K. B. HARVEY u. J. W. MITCHELL, Phil. Mag. **2**, 704 [1957].

⁷ L. W. BARR u. J. A. MORRISON, J. Appl. Phys. **31**, 617 [1960].

¹ Über die hier mitgeteilten Ergebnisse wurde auf dem Kongreß der International Union of Crystallography in Cambridge (14.—24. August 1960) berichtet.

² J. J. GILMAN, C. KNUDSEN u. W. P. WALSH, J. Appl. Phys. **29**, 601 [1958]. — J. J. GILMAN, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **209**, 449 [1957].

³ Eine geeignete Übersicht vermittelt der Konferenzbericht „Fracture“, Herausgeber: B. L. AVERBACH u. a., Wiley &



Bei den gewählten Versuchsbedingungen findet man, in Richtung der Rißausbreitung gesehen, hinter Inhomogenitäten mit Durchmessern größer als etwa $0,2 \mu$ eine höhere Spaltstufendichte als in der ungestörten Umgebung. Die Riausbreitungsrichtung, bezogen auf diese Gebiete, ist aus der Lage der Bedampfungsschatten von einigen in Spaltrichtung vorgenommenen Schrgbeschattungen zu ermitteln. Inhomogenitäten mit Durchmessern kleiner als $0,2 \mu$ weisen diese Besonderheiten nicht auf. Die Abb. 1 * zeigt diesen Sachverhalt. Die Inhomogenitäten sind hier zwei Goldkolloide unterschiedlicher Größe. Der Pfeil markiert die Richtung der Rißausbreitung. Die geradlinigen orthogonalen (auf der Abb. etwa diagonal liegenden) Stufen sind Gleitstufen von Versetzungen. Die etwa blitzartig aussehenden Stufen sind typisch für die elementare Spaltstruktur. Es ist auch deutlich zu erkennen, wie einzelne Spaltstufen in der Umgebung des größeren Kolloids gekrümmt um die Inhomogenität herumlaufen. Abb. 2 zeigt wieder das Auftreten einer Front mit höherer Spaltstufendichte hinter einem Kolloid mit etwa $0,4 \mu$ Durchmesser. In der Umgebung sind aber zahlreiche Gleitprozesse — auch solche mit Quergleitung — ausgelöst worden.

In welchem Maße das Gebiet höherer Spaltstufendichte hinter der Inhomogenität ausgeprägt wird, ist außer von der Größe der Inhomogenität auch von der Dichte der Spaltstruktur in der ungestörten Umgebung abhängig, d. h. auch von der Rißgeschwindigkeit.

Abb. 3 zeigt den Einfluß größerer Inhomogenitäten. Im Gegensatz zu den Abb. 1 und 2 ist hier im unbeeinflussten Bereich die Dichte der Spaltstruktur wesentlich größer. Im erfaßten Oberflächenbereich wurden drei Hohlräume in verschiedener Höhe vom Spaltri durchschnitten. Alle drei Inhomogenitäten zeigen sehr ausgeprägt den Beginn des Gebiets höherer Spaltstufendichte. Bemerkenswert ist hier, wie der Verlauf der Berandungskurve solcher Gebiete von der jeweils darauffolgenden Inhomogenität beeinflusst wird. Liegen in der unmittelbaren Umgebung einer Inhomogenität keine weiteren Störungen, dann ist in der Regel die hinter der Inhomogenität liegende Front erhöhter Spaltstufendichte symmetrisch ausgebildet. Auf der Abb. 3 ist das nicht der Fall. Die Symmetrie der Front hinter dem oberen Hohlraum wurde durch den dahinter liegenden (in der Abbildung mittleren Hohlraum) beeinflusst: die rechte Flanke der Front erscheint gegenüber der linken „angehoben“. Die gleiche Beeinflussung ist auch bei der Front hinter dem mittleren Hohlraum der Abb. 3 festzustellen.

Auf der Abb. 4 ist neben der schon beschriebenen Front erhöhter Spaltstufendichte hinter der Inhomogenität noch eine Front zu erkennen, die von der Vorderkante des Hohlraumes ihren Ausgang nimmt. Diese Vorderfront ist zumeist an größeren Hohlräumen dann zu beobachten, wenn der Hohlraum etwa diagonal zur Spaltrichtung liegt.

Die Berandungskurve der hinter den Inhomogenitäten erzeugten Fronten lässt sich durch eine Funktion der

Form $y = \cosh ax$ beschreiben, wobei die x -Achse in der Symmetrieachse der Berandungskurve liegt.

Da einzelne Spaltstufen (bzw. die Winkelhalbierenden der einen spitzen Winkel einschließenden Stufenpaare) mit nur geringen Abweichungen senkrecht zur Rißfront verlaufen, können aus der Lage der Spaltstufen die „momentanen“ Rißfronten in der Umgebung einer Inhomogenität konstruiert werden. Auf diese Weise darstellbare momentane Rißfronten sind schematisch in der Abb. 5 aufgezeichnet. Die auf die Inhomogenität auflaufende Rißfront a wird in zwei Teilfronten aufgespalten, die links und rechts um das Hindernis herumlaufen, um sich dahinter wieder zu vereinigen (Front f). Hierbei ändert sich der Verlauf der momentanen Rißfronten stetig in solcher Weise, daß schließlich die wieder zusammenhängende Front f zugleich die Berandungskurve des Gebiets höherer Spaltstufendichte ist. Das Gebiet höherer Spaltstufendichte hinter Inhomogenitäten wird demnach entlang einer momentanen Rißfront ausgebildet.

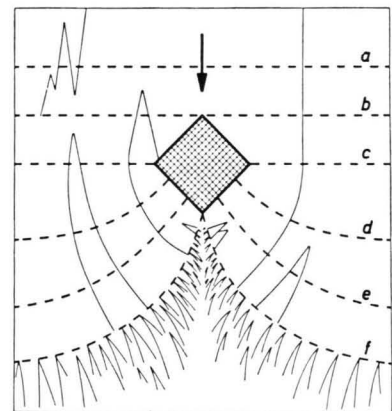


Abb. 5. Schematische Darstellung des Verlaufs der Rißfront beim Durchqueren einer Inhomogenität. Die mit a—f bezeichneten gestrichelten Linien sollen aufeinanderfolgende Positionen der Rißfront markieren. Die ausgezeichneten Linien stellen Spaltstufen dar. Der Pfeil liegt in Spaltrichtung.

Die Änderung des Rißverlaufs und sicher auch der Rißgeschwindigkeit an Hohlräumen und Goldkolloiden kann dadurch hervorgerufen werden, daß die Kerbwirkung an der Rißfront für den Teil des Risses beträchtlich vermindert wird, der zwischen den Teilfronten in die Inhomogenität einmndet⁸. Diesem Teil der Rißfront würde nämlich wegen des jetzt weit größeren Krümmungsradius im Rigrund, der durch die Form der Inhomogenität vorgegeben ist, ein im Vergleich zum benachbarten Riß weit kleinerer Wert der Kerbformzahl zukommen. Mit diesem geringeren Betrag der zugehörigen Spannungskonzentration würde es dem Riß nicht möglich sein, die Inhomogenität zu verlassen und den jetzt wieder homogenen Kristall aufzuspalten. Entsprechend laufen, sobald der Riß auf die Inhomogenität

* Abb. 1—4 auf Tafel S. 184 a, b.

⁸ Siehe z. B. H. NEUBER, Kerbspannungslehre, Springer-Verlag, Berlin 1937.

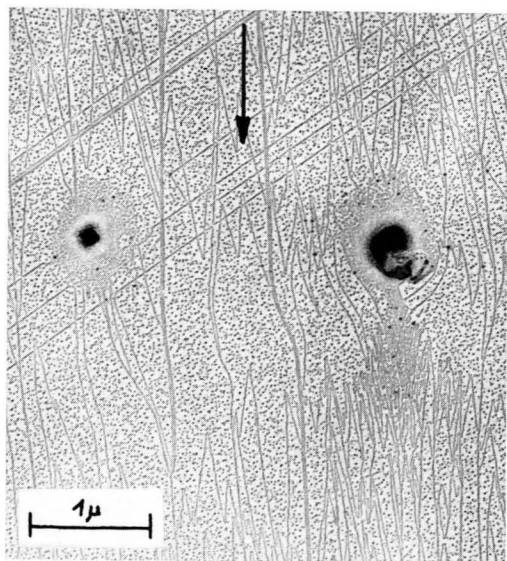


Abb. 1. „Elementare“ Spaltstruktur in der Umgebung zweier Goldkolloide unterschiedlicher Größe. Hinter dem rechten, größeren Kolloid liegt ein Gebiet höherer „Spaltstufendichte“. Der Pfeil gibt die Rißausbreitungsrichtung an. Die schräg verlaufenden Geraden sind Gleitstufen von Versetzungen.
Vergr.: 16 000-fach.

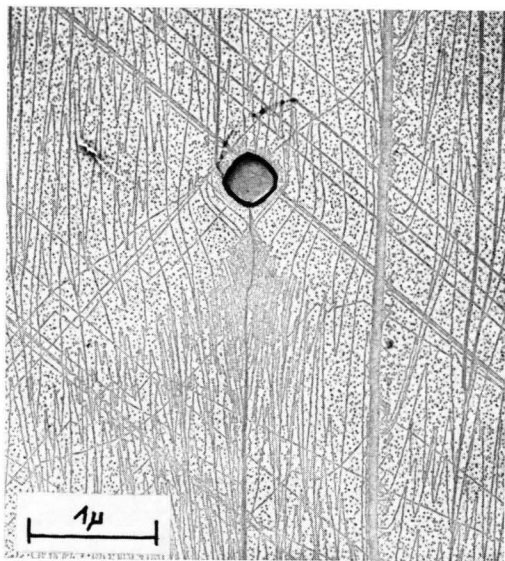


Abb. 2. Gebiet höherer Spaltstufendichte hinter einer $0,4\ \mu$ großen Inhomogenität. Spaltstufen werden unterhalb der Inhomogenität ausgelenkt und münden zumeist senkrecht in das Gebiet höherer Spaltstufendichte ein. Überlagert wird die Spaltstruktur durch Gleitstufen betätigter Versetzungen (z. Tl. Quergleitung). Vergr.: 17 000-fach.

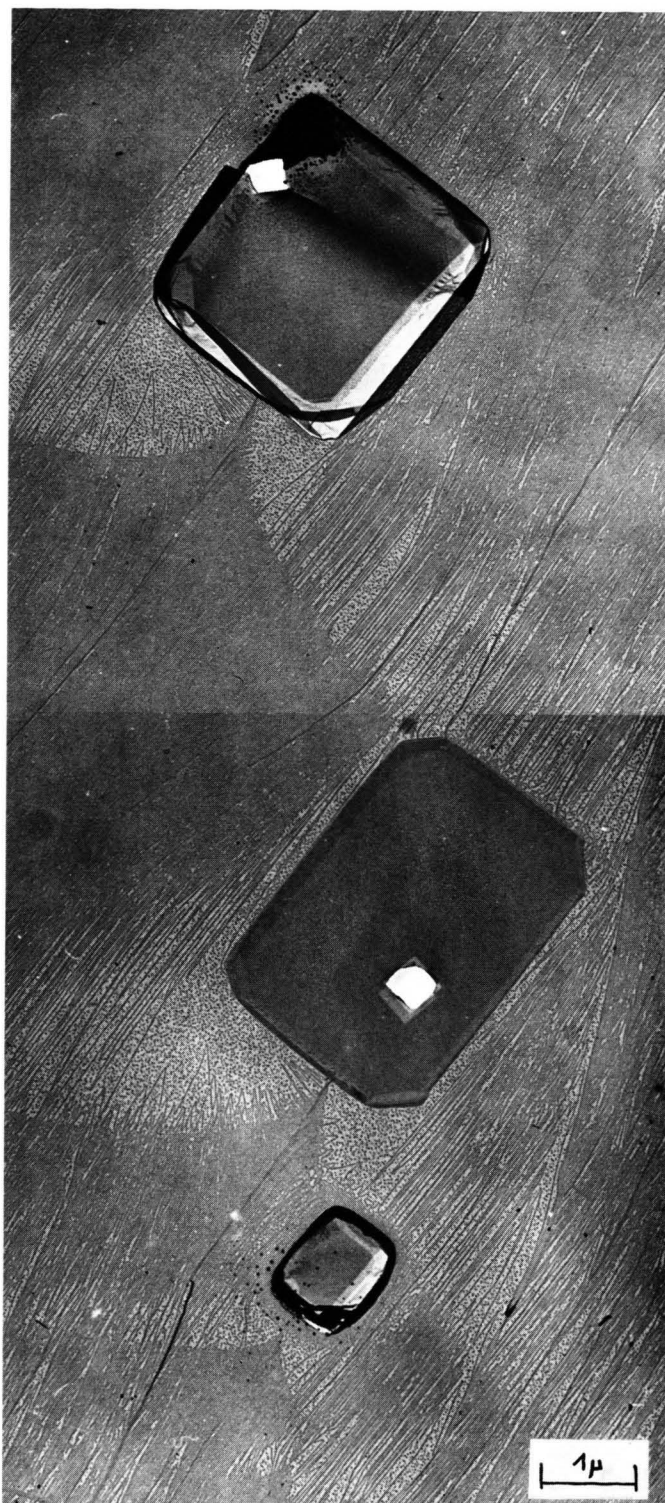


Abb. 3. Drei in verschiedener Höhe durchspaltene Hohlräume in einem Bereich sehr dicht liegender Spaltstruktur. Die hinter den Inhomogenitäten ausgebildeten Gebiete höherer Spaltstufendichte sind hier besonders scharf begrenzt.
Vergr.: 12 000-fach.

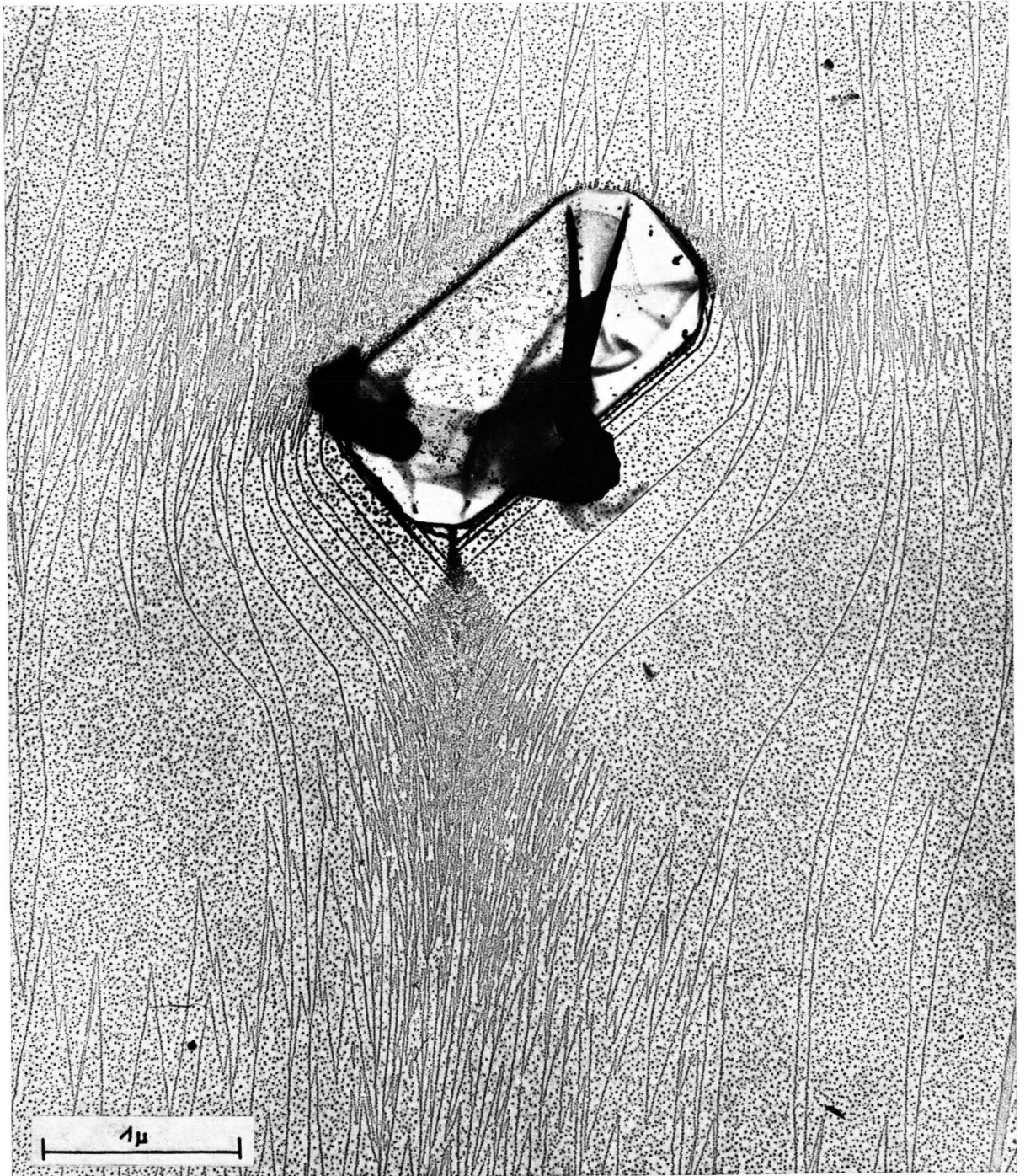


Abb. 4. Diagonal zur Spaltrichtung liegender Hohlraum. Neben dem Gebiet höherer Spaltstufendichte hinter der Inhomogenität wird noch ein weiteres, an der Vorderkante beginnendes ausgebildet. Einzelne Spaltstufen laufen um den unteren Teil des Hohlraumes herum. Vergr.: 31 000-fach.

trifft, nur die links und rechts des Hohlraumes bzw. Goldkolloids liegenden Teilrisse mit hinreichender Spannungskonzentration weiter, wie es die GRIFFITH-Bedingung vorschreibt. Die an die Inhomogenität angrenzenden Teilrisse bleiben, nachdem die Lage c (Abb. 5) erreicht ist, gemäß einfachen energetischen Betrachtungen hinter den weiter außen liegenden Teilen der Rißfront zurück. Infolge ihrer Linienspannung verlaufen die Teilrisse daher gekrümmt weiter (z. B. FRIEDEL in Anm.³). Indem nun diese ausgelenkten Rißfronten aufeinander zulaufen und sich unterhalb des Hohlraumes zur Rißfront f vereinigen, wird das Teilstück mit geringer Spannungskonzentration eliminiert.

Als Ursache dafür, daß entlang der Rißfront in der Lage f und im dahinterliegenden Gebiet eine erhöhte Spaltstufendichte gebildet wird, kann die hier besonders hohe Spannung angenommen werden. In diesem Gebiet überlagern sich nämlich die Spannungen vor den beiden aufeinander zulaufenden Rißfronten. Welche Prozesse infolge der hohen Spannung ausgelöst werden

und Anlaß geben zur Entstehung der von diesem Gebiet ausgehenden hohen Spaltstufendichte, ist in den Einzelheiten noch nicht anzugeben. Eine naheliegende Erklärung, nämlich die Erzeugung zusätzlicher Versetzungen, muß erst durch weitere Untersuchungen, insbesondere durch Ausführung der Spaltung bei verschiedener Kristalltemperatur, gesichert werden. Nach GILMAN² sollten durch die Spannungen vor der Rißfront unterhalb einer kritischen Rißgeschwindigkeit Versetzungen, insbesondere Versetzungsringe, entstehen. Beim Durchspalten würden Stufen von der Höhe des zugehörigen BURGERS-Vektors erzeugt werden. Tatsächlich haben die Stufen der elementaren Spaltstruktur und die entlang der „Berandungskurven“ liegenden in der Regel eine Höhe von ein oder zwei Netzebenenabständen⁹.

Die hier beschriebenen Spaltstrukturen hinter Inhomogenitäten hängen sicher von der Geschwindigkeit des anlaufenden Risses ab. Untersuchungen, in denen die Rißgeschwindigkeit variiert wird, sind in Vorbereitung.

⁹ Die Stufenhöhen lassen sich bestimmen durch Strukturen im Bereich der Wechselwirkung sich kreuzender Stufen (z. B. Gleit- mit Spaltstufen) nach kurzem Abdampfen oder geringer Wasserdampfeinwirkung. Vgl. H. BETHGE u. W.

KELLER, Mber. Dt. Akad. Wiss., Berlin **2**, 470 [1960] und H. BETHGE u. G. KÄSTNER, Mber. Dt. Akad. Wiss., Berlin **3**, 246 [1961].

Bestimmung des Elektronen-Schubweges in ungefärbten Alkalihalogenid-Kristallen durch β -erregte Leitfähigkeit

Von I. RUGE und R. W. SCHÖN

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **17 a**, 185—187 [1962]; eingegangen am 26. Januar 1962)

Zur Beurteilung der Brauchbarkeit eines Kristalls als Zähler für Quanten- und Teilchenstrahlung benötigt man die Größe des Elektronen-Schubweges¹, da das Verhältnis von Schubweg (= Wegkomponente in Feldrichtung) zu Kristalldicke der Höhe der strahlungserregten Leitfähigkeitssimpulse proportional ist^{2,3}. Bei den meisten in Betracht kommenden Kristallzählern überwiegt die Elektronenbeweglichkeit gegenüber der Löcherbeweglichkeit — für Alkalihalogenide experimentell untersucht von REDFIELD⁴ und WITT⁵ —, so daß vor allem nur der Elektronen-Schubweg interessiert.

Die Größe des Elektronen-Schubweges in Alkalihalogenid-Einkristallen wurde bisher nur an bestrahlten und gefärbten Kristallen durch Lichtsonden- und Photoleitfähigkeitsmessungen experimentell ermittelt^{6,7}. An höchstreinen, ungefärbten KBr-Einkristallen, die zur Untersuchung der Leitfähigkeitsänderung bei Teilcheneinstrahlung verwendet werden sollten, ließen sich

Schubwegmessungen mit den bekannten, oben erwähnten Methoden wegen der zu geringen F-Zentren-Dichte nicht durchführen. Es wurde deswegen ein Verfahren entwickelt, das die Abschätzung des Elektronen-Schubweges in diesen reinen, ungefärbten KBr-Einkristallen erlaubt:

Die theoretische Leitfähigkeitserhöhung des Kristalls bei Teilcheneinstrahlung enthält — unter Voraussetzung homogener Feldverteilung — die sekundlich absorbierte Teilchenenergie, die Ionisierungsenergie und das Verhältnis von Schubweg zu Kristalldicke. Bestimmt man experimentell die erforderlichen Größen, so kann man den Schubweg ermitteln.

1. Experimenteller Aufbau

Höchst reine, optisch klare KBr-Einkristalle (bezogen von der Firma Korth, Kiel), in der Form planparalleler Scheiben mit 13 mm Durchmesser und den Dicken 0,1; 0,3 und 0,5 mm wurden zwischen aufgedampften, gegenüberliegenden Goldelektroden (Kontaktierung in Sandwich-Form) einer elektrischen Feldstärke von 10^5 V/cm ausgesetzt. Der Strom durch den Kristall wurde mit einem Gleichstromverstärker gemessen. Eine Schutzringelektrode hielt Oberflächenfeldströme von der Meßelektrode fern; zur Vermeidung von Luftentladungen wurde die Messung im Vakuum

¹ B. GUDDEN u. R. W. POHL, Z. Phys. **6**, 248 [1921].

² R. HOFSTADTER, Nucleonics **4**, 2 und **5**, 29 [1949].

³ C. R. VIDAL u. I. RUGE, Z. angew. Phys., im Druck.

⁴ A. G. REDFIELD, Phys. Rev. **94**, 537 [1954].

⁵ H. WITT, Z. Phys. **128**, 442 [1950].

⁶ W. FLECHSIG, Z. Phys. **46**, 788 [1928].

⁷ G. GLASER u. W. LEHFELDT, Nachr. Wiss. Göttingen II **2**, 91 [1936].