

## Zur Kristallplastizität. I. Tiefemperaturplastizität und Beckersche Formel.

Von **E. Orowan** in Budapest.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 5. April 1934.)

Die Formel von R. Becker für die Fließgeschwindigkeit von Kristallen liefert eine Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze, die mit den Messungen an Zink- und Cadmiumkristallen bis hinunter zu den tiefsten Temperaturen in quantitativer Übereinstimmung ist. Die auf Griffith zurückgehende Erklärung der niedrigen technischen Schubfestigkeit durch die Wirkung kleiner Materialfehler und die Beckersche thermische Auffassung des plastischen Fließens ergänzen sich gegenseitig; die Kristallplastizität entsteht wesentlich durch das Zusammenwirken von Materialfehlern und thermischen Spannungsschwankungen.

### 1. Die Beckersche Formel und die Temperaturabhängigkeit der Kristallplastizität.

Nach einem von R. Becker entwickelten Ansatz<sup>1)</sup> wird die Fließgeschwindigkeit  $u$  eines sich durch Gleitung deformierenden Kristalls dargestellt durch

$$u = C \cdot e^{-\frac{v(S-s)^2}{2GkT}}. \quad (1)$$

Hierin haben  $e$ ,  $k$  und  $T$  ihre übliche Bedeutung;  $G$  ist der Schubelastizitätsmodul,  $S$  die „theoretische Schubfestigkeit“<sup>2)</sup> des in Betätigung befindlichen Gleitsystems (bei Abwesenheit der Temperaturbewegung) und  $s$  die in die Gleitrichtung fallende Komponente der von der Belastung in der Gleitebene hervorgerufenen Schubspannung.

Diese Formel ist aus folgender Auffassung des plastischen Gleitens hervorgegangen. Damit eine Gleitebene anspringen kann, muß die in die Gleitrichtung fallende Komponente der Schubspannung wenigstens an einer Stelle die theoretische Schubfestigkeit  $S$  erreichen; an dieser Stelle kommt dann eine *lokale Gleitung*<sup>3)</sup> zustande, die, wenn sie einen hinreichend großen Bereich umfaßt, durch elastische Kopplung mit den benachbarten Teilen die ganze Gleitebene mitreißen und damit eine von außen wahrnehmbare Gleitung verursachen kann. Ist die von der Belastung an der betreffenden Stelle hervorgerufene, der Gleitrichtung parallele Schubspannungskomponente  $s$  ( $s < S$ ), so stellt die Exponentialfunktion in (1) die relative Wahrscheinlichkeit dafür dar, daß die Spannung  $s$

<sup>1)</sup> R. Becker, Phys. ZS. **26**, 919, 1925; ZS. f. techn. Phys. **7**, 547, 1926. —

<sup>2)</sup> Vgl. z. B. die Mitteilung von M. Polanyi in diesem Heft der ZS. f. Phys. —

<sup>3)</sup> Dieser Ausdruck wird im folgenden in einem anderen Sinne gebraucht als bei W. Schütze, ZS. f. Phys. **76**, 135, 1932.

in einem hinreichend großen Bereich  $V$  von thermischen Spannungsschwankungen zur theoretischen Schubfestigkeit  $S$  ergänzt wird. Nimmt man nun weiter an, daß jeder derartige Vorgang den gleichen mittleren Beitrag (unabhängig von Temperatur und Schubspannung  $s$ ) zur Abgleitung liefert, so erhält man für die Gleitgeschwindigkeit  $u$  die Formel (1), in der  $C$  eine Konstante bedeutet. (Unter „Gleitgeschwindigkeit“ soll die zeitliche Ableitung der Abgleitung, also der Relativverschiebung zweier im Abstand 1 voneinander befindlicher Gleitebenen, verstanden werden.)

Nach (1) müßte man für die Gleitgeschwindigkeit eine sehr starke, mit den chemischen Reaktionsgeschwindigkeiten zu vergleichende Temperaturabhängigkeit erwarten. Diese zunächst überraschende Folgerung wurde durch mehrere Untersuchungen bestätigt<sup>1)</sup>; bei ihrer weiteren Verfolgung ist die merkwürdige Tieftemperaturplastizität der Metalle entdeckt worden<sup>2)</sup>, die bis jetzt als nicht vereinbar mit der Beckerschen Auffassung angesehen wurde; es herrschte die Meinung, daß diese bzw. die Formel (1) die Unmöglichkeit jeder plastischen Deformation bei hinreichend tiefen Temperaturen verlangen würde.

In dieser Mitteilung soll nun darauf hingewiesen werden, daß die Beckersche Formel wohl für die *Gleitgeschwindigkeit*, nicht aber für die *Streckgrenze* jene exponentielle Temperaturabhängigkeit ergibt; für die Streckgrenze führt sie vielmehr (nach Hinzuziehen einer naheliegenden Annahme) zu einer Temperaturabhängigkeit [Gleichung (6)], die mit der Beobachtung quantitativ übereinstimmt. — Gleichzeitig soll darauf hingewiesen werden, daß die Erscheinungen der Kristallplastizität weder durch thermische Spannungsschwankungen, noch durch die lokale spannungserhöhende Wirkung (Kerbwirkung) von Materialfehlern *allein* erklärt werden können; beide Faktoren spielen eine wesentliche Rolle. Insbesondere kann man aus der Beckerschen Formel selbst unter Berücksichtigung der Fließgeschwindigkeitsmessungen von Becker und Boas<sup>1)</sup> unmittelbar ablesen, daß Materialfehler an der Kristallplastizität maßgebend beteiligt sein müssen.

## 2. Berücksichtigung der Kerbwirkung von Materialfehlern.

R. Becker<sup>1)</sup> zeigte, wie man das Verhältnis

$$\frac{S}{s} = p \quad (2)$$

<sup>1)</sup> R. Becker, Phys. ZS. **26**, 919, 1925; R. Becker u. W. Boas, Metallwirtschaft 1929, S. 317. — <sup>2)</sup> M. Polanyi u. E. Schmid, Naturwissensch. **17**, 301, 1929; M. Polanyi, Metallwirtschaft **9**, Heft 26, 1930; W. Boas u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **57**, 575, 1929; **61**, 767, 1930.

aus Fließgeschwindigkeitsmessungen bestimmen kann; bei Wolfram und bei technischem Kupferdraht ergab sich  $p$  zu etwa 2,5. Trotz mancher Unsicherheiten (vgl. 3.) dürfte dieser Wert der Größenordnung nach zutreffen.

Andererseits weiß man, daß zwischen theoretischer und technischer Schubfestigkeit, ebenso wie zwischen theoretischer und technischer Reißfestigkeit, eine größenordnungsmäßige Diskrepanz besteht<sup>1)</sup>; in beiden Fällen ist der theoretische Festigkeitswert um 2 bis 4 Zehnerpotenzen größer als der wirklich beobachtete technische. Daraus folgt, daß die Größe  $s$  in (1), die wegen des erwähnten Wertes von  $p$  die Größenordnung der theoretischen Festigkeit  $S$  hat, nicht mit der üblichen, aus Belastung, Querschnitt und den Richtungskosinussen von Gleitfläche und Gleitrichtung berechneten *makroskopischen Schubspannung*  $\sigma$  identisch sein kann.

Es ist nun sehr naheliegend, die Größe  $s$  mit jener *mikroskopischen Schubspannung* zu identifizieren, die in der Nähe der kerbwirksamsten Fehlstellen herrscht und die die makroskopische Spannung um mehrere Zehnerpotenzen übertreffen kann. Diese Fehlstellen brauchen nicht Hohlräume oder Risse zu sein, bei denen der Zusammenhang zwischen den beiden Ufern unterbrochen ist; es genügt z. B., wenn beide Ufer gegeneinander in tangentialer Richtung um eine oder mehrere Gitterteilungen *versetzt* sind, wie es offenbar bei der in *I.* erwähnten lokalen Gleitung der Fall ist. Die plastizitätsfördernde Wirkung solcher „*Versetzungen*“ wurde von Polanyi schon vor Jahren erkannt (vgl. die eingehende Erörterung ihrer Wirksamkeit in der Arbeit von Polanyi in diesem Heft). — Alle Materialfehler (Griffithsche Risse, Polanyische Versetzungen und sonstige Inhomogenitäten), die zu lokalen Spannungserhöhungen Anlaß geben können, sollen im folgenden *Kerbstellen* genannt werden.

Wir gelangen damit zur folgenden Vorstellung. In der Nähe von Kerbstellen ist die mikroskopische Schubspannung gegenüber der makroskopischen  $\sigma$  erhöht; an den *wirksamsten* Kerbstellen hat sie den Wert

$$s = q \cdot \sigma, \quad (3)$$

wo der *Kerbwirkungsfaktor*  $q$  sehr viel größer als 1 ist. Eine Gleitung kann praktisch nur an den Stellen mit dem höchsten Kerbwirkungsfaktor einsetzen; sie findet statt, wenn die hier herrschende mikroskopische Schubspannung  $s$  von thermischen Spannungsschwankungen zu  $S$  ergänzt wird. Aus (2) und (3) ergibt sich

$$S = p \cdot q \cdot \sigma; \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. A. Smekal in Auerbach-Hort, Handb. d. phys. u. techn. Mech. IV, 2.

da der „thermische Faktor“  $p \approx 2,5$ ,  $p \cdot q$  aber  $10^2$  bis  $10^4$  ist, muß die Diskrepanz zwischen theoretischer und technischer Schubfestigkeit zum größten Teil von der Wirkung der Kerbstellen herrühren. Trotzdem dürften gerade die charakteristischsten Züge der Kristallplastizität den Beckerschen Spannungsschwankungen zuzuschreiben sein, wie es besonders im anschließenden dritten Teil dieser Arbeit (im folgenden als „Z. K. III“ zitiert) gezeigt werden soll.

### 3. Der Zusammenhang zwischen Gleitgeschwindigkeit und Streckgrenze.

Aus den in „Z. K. III“ beschriebenen Versuchen folgt, daß die in 1. angeführte Vorstellung über den Mechanismus des plastischen Gleitens noch wesentlicher Ergänzungen bedarf, damit sie den Erfahrungstatsachen gerecht werden kann. Ohne hierauf näher einzugehen, soll zunächst gezeigt werden, daß die *Beckersche Formel mit den vorliegenden Tieftemperaturversuchen in quantitativer Übereinstimmung ist*. Diese Tieftemperaturversuche beziehen sich nicht auf die *Fließgeschwindigkeit*, sondern auf die *Streckgrenze* bzw. auf die ihr entsprechende orientierungsunabhängige Größe, die *kritische Schubspannung*; diese muß man also vor allem mit der Formel (1) in Zusammenhang bringen.

Die kritische Schubspannung kann als diejenige Schubspannung definiert werden, bei deren Erreichen im Gleitsystem die Gleitgeschwindigkeit plötzlich rasch anwächst, während sie kurz vorher unmerklich klein war. Dieses Ansteigen der Gleitgeschwindigkeit beim Überschreiten der Streckgrenze ist oft so rapide, daß bei einer um wenige Prozente kleineren Spannung die Dehnung kaum mehr nachzuweisen ist; zu einer wenig höheren Spannung würde aber schon eine so hohe Deformationsgeschwindigkeit gehören, daß die üblichen Dehnungsapparate sie nicht erzeugen können. Man kann also die kritische Schubspannung auch als diejenige Schubspannung (im Gleitsystem) definieren, bei der die Gleitgeschwindigkeit *irgendeinen bestimmten* durch die üblichen Versuchseinrichtungen *erreichbaren* und *feststellbaren* Wert besitzt; in diesem Geschwindigkeitsbereich schwankt ja die entsprechende Spannung nur wenig.

Die Existenz der Streckgrenze einerseits, ihre Unschärfe andererseits läßt sich aus der Beckerschen Formel unmittelbar ablesen. Der gesamte Exponent ergab sich bei den erwähnten Versuchen von Becker bzw. von Becker und Boas zu etwa 30; nehmen wir für den thermischen Faktor  $p$  den Wert 2,5 an, so sinkt die Gleitgeschwindigkeit bei einer 10%igen Spannungsabnahme auf  $1/80$ , bei einer 20%igen sogar unter  $1/5000$ .

Erhöht man dagegen die Spannung um 10 %, so steigt die Gleitgeschwindigkeit auf das Fünzigfache.

Diese Zahlenverhältnisse entsprechen durchaus den Erfahrungstatsachen. So haben Boas und Schmid<sup>1)</sup> gefunden, daß die kritische Schubspannung von Cadmiumkristallen bei einer Erhöhung der Belastungsgeschwindigkeit auf das Hundertfache (entsprechend einer ungefähr verhundertfachen Dehnungsgeschwindigkeit) bei Zimmertemperatur von 60,1 g/mm<sup>2</sup> auf 68,6, also um 11,4 % steigt. Das ist gerade derjenige Zuwachs, den nach dem eben Erwähnten die Beckersche Formel unter Benutzung der von Becker bzw. Becker und Boas an W und Cu gemessenen Werte des Exponenten und des Faktors  $p$  ergibt.

In der Wirklichkeit findet man oft (vgl. z. B. „Z. K. II“, Fig. 2b), daß die plastische Deformation noch plötzlicher einsetzt, als man es auf Grund der Beckerschen Formel erwarten würde. Diese Erscheinung kann zweierlei Ursachen haben. Erstens greift, wie in „Z. K. III“, 5. gezeigt wird, der Gleitvorgang von der ursprünglich angestoßenen Gleitebene zu den benachbarten über, so daß schließlich eine ganze „Gleitzone“ in Bewegung kommt, unter entsprechender Vervielfachung der gesamten Gleitgeschwindigkeit. Zweitens werden bei Erhöhung der Belastung immer mehr Kerbstellen aktionsfähig und das Gleiten setzt an einer wachsenden Anzahl von Stellen ein, was ebenfalls ein besonders rasches Anwachsen der Gleitgeschwindigkeit zur Folge hat.

Diese Verhältnisse lassen erkennen, daß eine Formel von der Art der Beckerschen für die *makroskopische* Gleitgeschwindigkeit (also für die gesamte Gleitgeschwindigkeit aller im Kristall tätigen Gleitebenen bzw. Gleitzonen) nicht oder nur in besonderen Fällen gültig sein kann; sie kann sich nämlich nur auf die Gleitgeschwindigkeit einer Gleitebene oder einer Gleitzone von bestimmter Dicke beziehen, nicht aber auf *Anzahl* und *Dicke* der an der Erzeugung der makroskopischen Gleitgeschwindigkeit beteiligten Gleitzonen. Diese Größen dürften vielmehr in erster Linie durch die im Kristall vorhandenen Risse, Versetzungen usw. gegeben sein. Trotzdem ist der angenäherte Nachweis der Beckerschen Formel an der makroskopischen Gleitgeschwindigkeit nicht so unmöglich, wie er beim ersten Blick erscheint. Vor allem ist ja die *Streckgrenze* ziemlich unempfindlich gegen die „Realstruktur“ des Kristalls, da die Beckersche exponentielle Abhängigkeit der Gleitgeschwindigkeit von der Schubspannung erdrückend stark ist gegenüber dem Einfluß einer Änderung der Gleitzonenzahl oder -dicke selbst um

<sup>1)</sup> W. Boas u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **61**, 767, 1930.

1 bis 2 Zehnerpotenzen (vgl. Fig. 1 und 2). Aber auch Gleitgeschwindigkeitsmessungen bei veränderlicher Spannung können die durch (1) dargestellte Abhängigkeit manchmal ziemlich unverzerrt wiedergeben. So ist bei einer Spannungsverminderung eine wesentliche Änderung der Zahl und der Dicke der einzelnen Gleitzonen nicht zu erwarten; ist also der *Spannungskoeffizient* der Gleitgeschwindigkeit bei *Erhöhung* und bei *Verminderung* der Spannung der *gleiche*, so sind wesentliche Abweichungen von der Beckerschen Formel nicht zu erwarten. Diese Bedingung war bei den Beckerschen Fließgeschwindigkeitsmessungen an Wolframkristallen tatsächlich erfüllt.

#### 4. Die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze nach der Beckerschen Formel.

Definiert man die kritische Schubspannung nach 3. als die Schubspannung, bei der die Gleitgeschwindigkeit einen bestimmten bequem herstellbaren und feststellbaren Wert besitzt, so erhält man den Zusammenhang zwischen ihr und der Temperatur, indem man in der Beckerschen Formel die Gleitgeschwindigkeit  $u$  konstant hält. Unter der naheliegenden Voraussetzung, daß  $V$  ungefähr proportional  $G$  ist<sup>1)</sup>, ergibt sich dann

$$(S - s)^2 = \text{konst} \cdot T, \quad (5)$$

oder

$$s = S - \text{konst} \cdot \sqrt{T}. \quad (5a)$$

Nun war  $S = q \cdot p_\tau \sigma_\tau$  und  $s = q \cdot \sigma_\tau$ , wo  $\sigma_\tau$  die makroskopische Spannung und  $p_\tau$  der thermische Faktor ist, die bei einer willkürlichen Grundtemperatur  $\tau$  (z. B. 300° K) zur gewählten Gleitgeschwindigkeit gehören; dividiert man also die Gleichung (5a) durch den Kerbwirkungsfaktor  $q$ , so entsteht

$$\sigma = p_\tau \cdot \sigma_\tau - \text{konst} \cdot \sqrt{T}. \quad (5b)$$

In dieser Formel ist  $\sigma$  nach Voraussetzung die kritische Schubspannung bei der Temperatur  $T$  und  $p_\tau \sigma_\tau$  die kritische Schubspannung  $\sigma_0$  beim absoluten Nullpunkt. Man kann also schreiben

$$\sigma = \sigma_0 - B \cdot \sqrt{T}. \quad (6)$$

---

<sup>1)</sup> Wäre nämlich  $G$  unendlich groß, der Kristall also völlig starr, so müßte die Spannungsschwankung jede Stelle einer Gleitebene *gleichzeitig* betätigen;  $V$  würde also die ganze Gleitebene mit ihrer entsprechend weiten Umgebung umfassen. Wäre dagegen  $G \cong 0$ , d. h. die Gitterteilchen fast unabhängig voneinander beweglich, so könnten sie durch die Wärmebewegung *einzeln* in die nächste Gleichgewichtslage gehoben werden; ein solcher Diffusionsmechanismus der Plastizität ist bei amorphen Körpern vorhanden (vgl. R. Becker, a. a. O.; ferner Fußnote 2, S. 658 in „Z. K. III“).

Fig. 1 gibt ein anschauliches Bild davon, wie trotz des extrem steilen Anstiegs der Gleitgeschwindigkeit mit der Temperatur die sehr kleine Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung, insbesondere auch die Tieftemperaturplastizität, zustande kommt. Die Schnittlinien der Beckerschen Fläche  $u = u(s, T)$  mit den Vertikalebene sind äußerst steil ansteigende Kurven; die Schnittlinien mit den Horizontalebene, die die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von der Temperatur liefern, sind dagegen von ganz anderem Charakter, da sie keine Exponentialfunktion darstellen. Fig. 2 zeigt, daß es für die erhaltene Kurve der kritischen Schubspannung in Abhängigkeit von der Temperatur ziemlich gleichgültig ist, in welcher Höhe die Horizontalebene liegt, mit anderen Worten, welche Gleitgeschwindigkeit man zugrunde

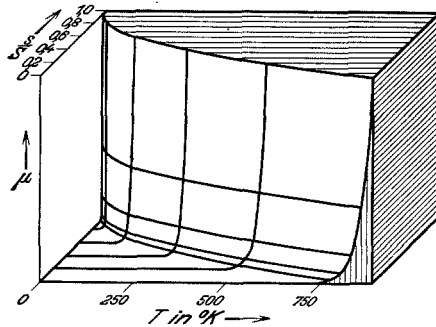


Fig. 1. Die Beckersche Funktion. Bei  $300^\circ \text{K}$  ist der Exponent = 30,  $S/s = 2,5$  gesetzt. Höhenverhältnis zweier benachbarter Niveauflächen  $e = 2,718 \dots$

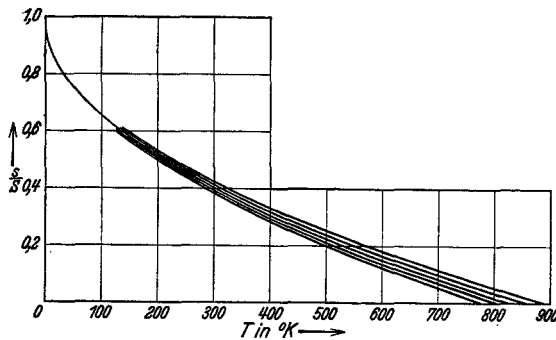


Fig. 2. Grundriß zu Fig. 1; Kurven konstanter Gleitgeschwindigkeit. Die mittlere Kurve gilt für  $S/s = 2,5$  und den Exponenten 30 bei  $300^\circ \text{K}$ . Das Verhältnis der Gleitgeschwindigkeiten für zwei benachbarte Kurven ist  $e = 2,718 \dots$

legt. Das Verhältnis der für die oberste und unterste Kurve von Fig. 2 angenommenen Gleitgeschwindigkeiten beträgt  $e^4 \approx 55$ ; trotzdem liegen die entsprechenden Kurven ganz nahe beieinander.

In unmittelbarster Nähe des absoluten Nullpunktes ist dann die Temperaturbewegung nicht mehr wirksam; trotzdem steigt die kritische Schubspannung nicht wesentlich an, da ja die Spanne zwischen theoreti-

scher und technischer Schubfestigkeit zum größten Teil von der Wirksamkeit der *Kerbstellen* herrührt. Die Gefahr eines Abgleitungsbruches braucht auch beim absoluten Nullpunkt nicht zu bestehen, da das Gleiten nicht gleichzeitig an allen Stellen einer Gleitebene, sondern von einer Stelle ausgehend nach und nach erfolgt, so daß stets der größte Teil der Gleitebene tragfähig bleibt. Allerdings können die jeweils tätigen Gleitstellen infolge der in ihnen stattfindenden Kohäsionsverminderung als Griffithsche Risse wirken, oder auch einfach durch die Verminderung des tragenden Querschnitts die Reißfestigkeit herabsetzen. Eine solche Erscheinung („negative Reißverfestigung“) ist wiederholt beobachtet worden<sup>1)</sup>.

### 5. Vergleich mit der Erfahrung.

Fig. 3 und 4 zeigen, daß die kritische Schubspannung von Zink und Cadmium sich von den tiefsten Temperaturen bis zu dem Schmelzpunkt

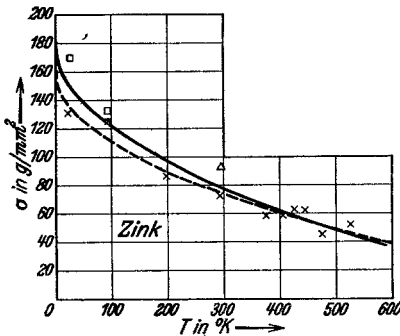


Fig. 3.

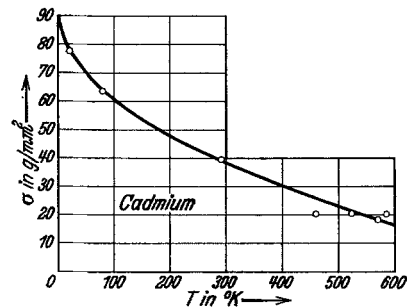


Fig. 4.

Fig. 3. Die kritische Schubspannung von Zinkkristallen in Abhängigkeit von der Temperatur. Meßwerte, entnommen aus W. Fahrenhorst u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **64**, 845, 1930. —  $\circ$  E. Schmid, Proc. Int. Congr. Appl. Mech. Delft 1924, S. 342;  $\Delta$  P. Rosbaud u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **32**, 207, 1925;  $\square$  M. Polanyi u. E. Schmid, Naturwissensch. **17**, 301, 1929;  $\times$  W. Fahrenhorst u. E. Schmid, a. a. O. — Kurven berechnet aus Gleichung (6); ausgezogene Kurve (alle Punkte berücksichtigend) mit  $\sigma_0 = 180 \text{ g/mm}^2$  und  $B = 5,9$ ; gestrichelte Kurve (nur die Messungen von Fahrenhorst und Schmid berücksichtigend) mit  $\sigma_0 = 160 \text{ g/mm}^2$  und  $B = 4,5$ .

Fig. 4. Die kritische Schubspannung von Cadmiumkristallen in Abhängigkeit von der Temperatur. Messungen von W. Boas u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **57**, 575, 1929. — Kurve berechnet aus Gleichung (6) mit  $\sigma_0 = 90 \text{ g/mm}^2$ ,  $B = 3,0$ .

durch Formel (6) innerhalb der Meßgenauigkeit bzw. der Reproduzierbarkeit darstellen läßt. Es ist auch bemerkenswert, daß der thermische Faktor  $p$ , der sich aus dieser Darstellung als  $\sigma_0/\sigma$  ergibt, sehr gut mit dem von Becker

<sup>1)</sup> E. Schmid, ZS. f. Phys. **32**, 918, 1925; W. Fahrenhorst u. E. Schmid, ebenda **64**, 845, 1930; A. Smekal, Phys. ZS. **34**, 633, 1933; vgl. E. Orowan, ZS. f. Phys. **86**, 195, 1933.



und Boas (a. a. O.) aus der Fließgeschwindigkeit von Wolfram und technischem Kupferdraht bestimmten Wert 2,5 übereinstimmt; bei Zink hat er den Wert 2,3, bei Cadmium 2,4. Diese Übereinstimmung, wie auch die überraschende Bewährung der Formel (6) bei der Darstellung der Meßergebnisse an Zn und Cd könnte allerdings zum Teil auf einem günstigen Zufall beruhen, da die Verhältnisse, wie der dritte Teil dieser Arbeit zeigen wird, verwickelter sind, als daß sie durch die einfache Formel (1) erschöpfend dargestellt werden könnten (vgl. 3.). In der Tat müßte die Streckgrenze von Wolfram nach (1) entsprechend Fig. 1 und 2 schon bei  $T = 833^{\circ}$  K verschwinden. Es ist auch möglich, daß das Konstantwerden der kritischen Schubspannung von Cadmium (Fig. 4) knapp unterhalb des Schmelzpunktes keine zufällige Schwankung der Versuchspunkte, sondern eine reale Abweichung von der Formel (6) ist; Andeutungen in dieser Richtung sind auch bei Wismut<sup>1)</sup> und Magnesium<sup>2)</sup> vorhanden. All das braucht jedoch nicht auf ein Versagen der Beckerschen Formel oder der bei der Ableitung von (6) gemachten Annahme hinzuweisen; wie in 3. bereits angedeutet wurde und in „Z. K. III“ ausführlich erörtert wird, sind auf die *makroskopische* Ableitung bzw. Gleitgeschwindigkeit noch diejenigen Faktoren von Einfluß, in denen sich die Strukturempfindlichkeit der Kristallplastizität offenbart; nur solange ihre Wirkungsweise sich nicht wesentlich ändert, kann die durch (1) bzw. (6) dargestellte Abhängigkeit rein zum Ausdruck kommen.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, zu betonen, daß die Temperatur, bei der die kritische Schubspannung nach (6) verschwindet, wo also der Kristall die Plastizitätseigenschaften einer Flüssigkeit annehmen müßte, *nichts mit dem Schmelzpunkt zu tun hat*; der Schmelzpunkt ist diejenige Temperatur, bei welcher der Kristall den Dampfdruck seiner Schmelze erreicht, er ist aber kein ausgezeichneter Punkt bezüglich der Kristalleigenschaften selbst.

---

<sup>1)</sup> M. Georgieff u. E. Schmid, ZS. f. Phys. **36**, 759, 1926; vgl. Fig. 6.  
— <sup>2)</sup> E. Schmid, ZS. f. Elektrochem. **37**, 447, 1931, Tabelle 1.