

Theorie der Kristallplastizität

III. Die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kristallplastizität

Von A. SEEGER

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung Stuttgart und Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 9a, 870—881 [1954]; eingegangen am 2. Juni 1954)

Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung und der Verfestigung reiner Metalle wird mit Hilfe des im Teil I und Teil II dieser Arbeit entwickelten Modells behandelt, nach dem sich einer durch strukturelle Veränderungen im Kristall bedingten Verfestigung τ_g ein zweiter, stärker temperaturabhängiger Verfestigungsanteil überlagert. Dieser führt von der Erschwerung der Versetzungswanderung durch Versetzungslinien her, welche die Hauptgleitebene durchstoßen und zur Bildung von „jogs“ führen. Bei höheren Temperaturen kommt noch ein Erholungsprozeß hinzu, der sich in einer Verminderung von τ_g äußert.

Als Verlauf der kritischen Schubspannung erhält man bei tiefen Temperaturen lineare Abnahme mit wachsender Temperatur, bei höherer Temperatur Temperaturunabhängigkeit. Dies wird durch die Beobachtung an Bi, Cd, Mg und Zn gut bestätigt. Bei kubisch-flächenzentrierten Metallen mit niedriger Stapelfehlerenergie (Cu, Au) ist die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung wegen der starken Dissoziation in Halbversetzungen in Übereinstimmung mit dem Experiment viel geringer als bei den hexagonalen Metallen.

Für die Temperaturabhängigkeit der Verfestigung ergibt sich, ebenfalls in Übereinstimmung mit dem Experiment, daß bei tiefen Temperaturen der Verfestigungskoeffizient so lange temperaturunabhängig sein soll, als die Gleitung auf eine Gleitebene beschränkt bleibt. Die starke Temperaturabhängigkeit des Verfestigungsanstiegs im sogenannten Wechselwirkungsbereich kubisch-flächenzentrierter Metalle erklärt sich durch die Zunahme der Zahl der als Hindernisse in der Hauptgleitebene wirkenden Versetzungen.

1. Allgemeine Diskussion der Temperaturabhängigkeit

Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung und der Verfestigung ist im gewissen Sinne ein Zentralproblem der Theorie der Kristallplastizität. Der augenfälligste Unterschied zwischen den plastischen Eigenschaften der Metallkristalle und denjenigen der amorphen Stoffe besteht gerade darin, daß viele Metalle bis zu den allertiefsten Temperaturen herab gut verformbar bleiben. Dies zeigt sofort, daß für die Plastizität der Kristalle keine Platzwechselvorgänge verantwortlich sein können. Diese Tatsache war es ja in erster Linie, die den Anstoß zur Einführung der Versetzungen in die Theorie der Kristallplastizität gegeben hat.

Obwohl alle Versetzungstheorien der Verfestigung somit den geringen Einfluß der thermischen Energie auf die Plastizität reiner Metalle von Beginn an berücksichtigt hatten, blieb doch gerade die Behandlung der Temperaturabhängigkeit bei den bisher veröffentlichten Theorien am unbefriedi-

gendsten. Dies rührte davon her, daß entweder solche Fälle wie Cu, die bei nicht allzu hohen Temperaturen überhaupt keine Temperaturabhängigkeit zeigen oder die hexagonalen Metalle, die eine deutliche Temperaturabhängigkeit aufweisen, als typisch angesehen wurden. Wir werden in dieser Mitteilung zeigen, daß die in Teil I¹ und Teil II² dieser Arbeit beschriebenen Vorstellungen über den Mechanismus der plastischen Verformung von Kristallen die betreffenden Tatsachen zwangsläufig verstehen lassen.

Die Verfestigung von Einkristallen zerlegt man in ihrer Abhängigkeit von Verformungstemperatur, Verformungsgeschwindigkeit und Zeit zweckmäßigerweise in drei Anteile. Der erste Anteil röhrt von der elastischen Wechselwirkung der Versetzungen (Grundverfestigung und Wechselwirkungsverfestigung) her. Er zeigt lediglich die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten (bei isotropen Medien z. B. des Schubmoduls G), weshalb wir ihn mit τ_g bezeichnen. Leider liegen nur für wenige Kristalle Messungen der Tempe-

¹ A. Seeger, Z. Naturforschg. 9a, 758 [1954], im folgenden als I bezeichnet.

² A. Seeger, Z. Naturforschg. 9a, 856 [1954], im folgenden als II bezeichnet.



raturabhängigkeit der elastischen Konstanten vor. Der zweite, wesentlich stärker von der Temperatur abhängende Anteil röhrt von denjenigen Hindernissen her, die mit Hilfe thermischer Energie überwunden werden können. Bei reinen Metallen treten solche Hindernisse vor allem beim Kreuzen von Versetzungslinien auf. Der dritte Anteil schließlich ist die verfestigende Wirkung der Erholung. Einige Angaben über mögliche Erholungsvorgänge sind bereits in Teil I, Abschnitt 4, gemacht worden.

In der vorliegenden Arbeit wollen wir vor allem den Einfluß der beiden zuerst genannten Anteile untersuchen. Dies bedeutet, daß wir uns mit der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung bis zum Schmelzpunkt und der Verfestigung bis zur Erholungstemperatur befassen werden.

Die zusätzliche Verfestigung beim Schneiden von Versetzungen behandeln wir mit einem einfachen Modell, bei dem angenommen wird, daß ohne äußere Spannung dieses Schneiden eine einheitliche Aktivierungsenergie U_0 erfordert. Wie in II, Abschn. 3, ausgeführt worden ist, trifft diese Annahme wohl für die Basisgleitung hexagonaler Metalle, nicht aber für die Oktaedergleitung kubisch-flächenzentrierter Kristalle zu. Man müßte also, um eine zahlenmäßige Interpretation der experimentellen Ergebnisse zu ermöglichen, das Modell für die kubisch-flächenzentrierten Metalle wesentlich verfeinern. Da jedoch einerseits vollständige und ausführliche Messungen nur für hexagonale Metalle zur Verfügung stehen und andererseits die allgemeinen Züge, insbesondere die Unterschiede zwischen Au und Cu einerseits und Ni und Al andererseits, gut wiedergegeben werden, beschränken wir uns hier auf das Modell mit einheitlichem U_0 ^{2a}.

Schon in I war bei der Diskussion des Kriechens benutzt worden, daß die Aktivierungsenergie U für das Kreuzen von Versetzungslinien unter der Wirkung einer Schubspannung gegenüber dem Wert U_0 erniedrigt ist. Wir setzen dementsprechend für die Gleitgeschwindigkeit

$$\dot{a} = NFb \tau_0 \exp\left(-\frac{U_0 - v(a) \cdot (\tau - \tau_G)}{kT}\right) \quad (1)$$

^{2a} Zusatz b. d. Korr.: Nachdem ausführlichere Messungen der sehr schwachen Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cu bekannt geworden sind (A. H. Cottrell, Conference on the Mechanical Effects of Dislocations in Crystals, Bir-

mingham 1954), wurde die notwendige Verfeinerung der Theorie und die Deutung der experimentellen Resultate an anderer Stelle gegeben (A. Seeger, Phil. Mag. **45**, im Druck).

$$v(a) = bdl'_0 \quad (2)$$

eingeführt. Wie in I bedeuten in den Gln. (1) und (2) N die Zahl der an Hindernissen aufgehaltenen Versetzungen pro Volumeneinheit, F die pro Aktivierung von einer Versetzung überstrichene Fläche der Gleitebene, b die Versetzungssstärke, v_0 die Debye-Frequenz, d den Versetzungsdurchmesser (gegeben durch den Bereich, in dem sich die Sprungbildung beim Kreuzen vollzieht) und l'_0 den Abstand der Durchstoßpunkte der als Hindernis wirkenden Versetzungen in der Gleitebene.

Einer besonderen Erklärung bedarf die Abhängigkeit der Größe v , die die Dimension eines Volumens hat, von der Abgleitung a . Sie spielt erst im Bereich der Wechselwirkungsverfestigung eine Rolle und kommt dadurch zustande, daß der Abstand l'_0 der als Hindernisse für das Hauptgleitsystem wirkenden Versetzungen infolge der Betätigung von Nebengleitsystemen mit zunehmender Abgleitung vermindert wird.

Für den Vergleich mit dem Experiment lösen wir Gl. (1) nach der äußeren Schubspannung auf. Es ist

$$\tau = \tau_G(a) + \frac{U_0 - kT \ln(NFb v_0/a)}{v(a)}. \quad (3)$$

Diese Gleichung gilt, solange

$$\tau \geq \tau_G \quad (4)$$

ist, also für Temperaturen

$$T \leq T_0(\dot{a}), \quad (5)$$

wobei

$$kT_0 = \frac{U_0}{\ln(NFb v_0/\dot{a})} \quad (6)$$

ist. Bei Temperaturen $T > T_0(a)$ ist die thermische Energie so groß, daß die vorgegebene Gleitgeschwindigkeit \dot{a} erzielt werden kann, ohne daß die Aktivierungsenergie für das Kreuzen der Versetzungen durch die äußere Schubspannung erniedrigt werden muß. Da alsdann das Kreuzen

mining 1954), wurde die notwendige Verfeinerung der Theorie und die Deutung der experimentellen Resultate an anderer Stelle gegeben (A. Seeger, Phil. Mag. **45**, im Druck).

keine zusätzliche Verfestigung bewirkt, gilt für $T > T_0$

$$\tau = \tau_G(a). \quad (7)$$

Da τ_G nur indirekt über die elastischen Konstanten von der Temperatur abhängt, ist τ oberhalb T_0 in unserem Modell praktisch temperaturunabhängig.

2. Die kritische Schubspannung hexagonaler und rhomboedrischer Kristalle

Zur Prüfung der in Abschnitt 1 abgeleiteten Zusammenhänge eignet sich besonders die kritische Schubspannung τ_0 , da hier der Einfluß der Erholung sicher vernachlässigt werden kann. Man muß dabei τ_0 durch die bis zur Abgleitung $a=0$ extrapolierte, mit konstanter Abgleitgeschwindigkeit a gemessene Verfestigungskurve definieren.

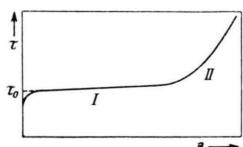


Abb. 1. Schema der Verfestigungskurve: I: Bereich der Grundverfestigung. II: Wechselwirkungsbereich (bei kubisch-flächenzentrierten Metallen) bzw. Einsetzen der Zwillingsbildung (bei hexagonal dichtest gepackten Metallen). Die kritische Schubspannung τ_0 wird durch Extrapolation von I erhalten.

(Abb. 1.) Für den sehr häufigen Fall, daß die Verfestigungskurve zu Beginn linear verläuft, bekommt man praktisch dasselbe Resultat, wenn eine mit konstanter Belastungsgeschwindigkeit gemessene Verfestigungskurve zugrunde gelegt wird.

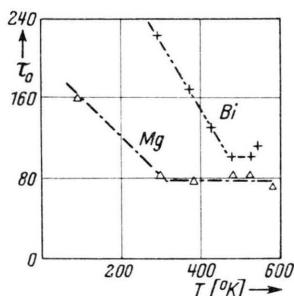


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung $\tau_0(T)$ in p/mm^2 von Magnesium- und Wismuteinkristallen.

³ E. Schmid u. W. Boas, Kristallplastizität, Berlin 1935.

⁴ M. Georgieff u. E. Schmid, Z. Phys. **36**, 759 [1926].

⁵ E. Schmid, Z. Elektrochem. **37**, 447 [1931].

⁶ W. Fahrenhorst u. E. Schmid, Z. Phys. **64**, 845

Abb. 2 gibt die von Schmid und Boas³ nach Messungen von Georgieff und Schmid⁴ (Bi) und Siebel und Schmid⁵ (Mg) angegebene Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Wismut- und Magnesiumeinkristallen wieder.

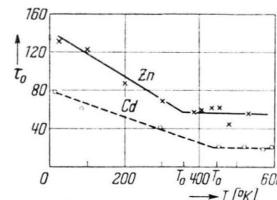


Abb. 3. $\tau_0(T)$ in p/mm^2 von Zink- und Cadmium-einkristallen.

In Abb. 3 sind die entsprechenden Meßwerte für Zink⁶ und für Cadmium⁷ eingetragen. Man erkennt, daß die von unserer Theorie geforderte lineare Abnahme von τ_0 mit wachsender Temperatur und die Temperaturunabhängigkeit von τ_0 bei höherer Temperatur die Messungen viel besser wiedergibt als die von manchen Autoren betrachtete parabolische Abhängigkeit

$$\tau_0 = \tau_{00} - \alpha \sqrt{T}. \quad (8)$$

Insbesondere wurde bei den meisten der oben genannten Versuche mit besonderer Sorgfalt nachgeprüft, daß der Temperatureinfluß auf die kritische Schubspannung bei höheren Temperaturen geringer als bei tiefen Temperaturen ist und nahezu ganz verschwindet.

Die kritische Schubspannung ist bei hohen Temperaturen somit durch die Gl. (7) und am absoluten Nullpunkt durch

$$\tau_0 = \tau_G + U_0/v \quad (9)$$

gegeben. Wir wollen uns davon überzeugen, daß die beiden Summanden in Gl. (9) im allgemeinen von derselben Größenordnung sind, so daß man keinen neben dem anderen vernachlässigen kann. Es gilt bei den meisten Metallen

$$U_0 = \gamma b^3 G, \quad (10)$$

wo γ eine numerische Konstante von der Größenordnung 0,1 bis 1 ist. Für Zn ($G = 3700 \text{ kp/mm}^2$, $b = 2,66 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, $U_0 \approx 20 \text{ kcal/Mol}$) ist $\gamma \approx 1/5$. Für v setzen wir näherungsweise

$$v = b^2 l_0, \quad (11)$$

so daß

$$U_0/v = \gamma b G/l_0 \quad (12)$$

[1930]. Da diese Ergebnisse später genauer ausgewertet werden, seien die von den Autoren aufgeführten Verunreinigungen angegeben: 0,013% Cd; 0,031% Pb; 0,004% Fe; 0,002% Cu.

⁷ W. Boas u. E. Schmid, Z. Phys. **57**, 575 [1929].

gilt. Andererseits ist nach I, Abschnitt 2, τ_G durch das innere Spannungsfeld τ_i des Versetzungsnetzwerkes bestimmt, was

$$\tau_G = \gamma' b \cdot G / l_0 \quad (13)$$

liefert. γ' ist hier ebenfalls etwa $1/5$, so daß die Theorie in guter Übereinstimmung mit dem aus Abb. 3 zu entnehmenden Verhältnis von $\tau_G = 60 \text{ p/mm}^2$ zu $U_0/v = 80 \text{ p/mm}^2$ bei Zink ist.

Um die Messungen weiter auswerten zu können, muß neben der Verformungsgeschwindigkeit \dot{a} vor allem die Energie U_0 bekannt sein. Letzteres ist unter den angeführten Metallen nur für Zn der Fall. Es ergibt sich⁸ aus Kriechversuchen und Erholungsmessungen eine Aktivierungsenergie von 20 kcal/Mol und aus Messungen über die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von Feinkorngrenzen eine Aktivierungsenergie von 21,5 kcal/Mol. Da zum mindesten der letztgenannte dieser Prozesse mit dem Kreuzen von Versetzungslinien verbunden ist, setzen wir

$$U_0 = 21,5 \text{ kcal/Mol.} \quad (14)$$

T_0 ergibt sich aus den Messungen von Fahrenhorst und Schmid⁶ zu

$$T_0 = 360^\circ\text{K}, \quad (15)$$

so daß nach Gl. (6)

$$\ln \delta = \ln (NFb r_0 / \dot{a}) = 29,7 \quad (16)$$

und

$$\delta = NFb r_0 / \dot{a} = 7,9 \cdot 10^{12} \quad (17)$$

ist. Für v ergibt sich aus Gl. (3)

$$v = \frac{-\ln \delta}{d\tau/d(kT) - d\tau_G/d(kT)}. \quad (18)$$

Wir setzen, wie in II, Abschnitt 3, besprochen, $d = b$ und vernachlässigen wegen der zu erwartenden geringen Temperaturabhängigkeit von G im Nenner von Gl. (18) das zweite Glied neben dem ersten. Es ergibt sich dann aus Gl. (18)

$$l'_0 = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm.} \quad (19)$$

Die Versuche wurden mit einer Belastungsgeschwindigkeit von etwa $5 \text{ p mm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ durchgeführt. Bei tiefen Temperaturen, bei denen Erholung keine Rolle spielt (also etwa von -50°C an abwärts), ist der Verfestigungsparameter bei den

Versuchen von Fahrenhorst und Schmid unabhängig von der Temperatur, nämlich

$$\vartheta = d\tau/d\dot{a} = 380 \text{ p/mm}^2. \quad (20)$$

Zur Umrechnung von Zugspannung auf Schubspannung haben wir als Mittelwert über alle verwendeten Kristallorientierungen noch einen Faktor $1/3$ berücksichtigt und damit für die Verformungsgeschwindigkeit

$$\dot{a} = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (21)$$

gefunden. Man kann aus dem gemessenen Wert von δ das Produkt NF bestimmen, wenn man nach der Formel

$$r_0 = k \Theta / \hbar \quad (22)$$

die Frequenz r_0 der thermischen Schwankungen aus der Debye-Temperatur Θ und damit aus Messungen der spezifischen Wärme entnimmt. Für Zn ist⁹

$$\Theta = 240^\circ\text{K} \quad (23)$$

also

$$r_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ sec}^{-1} \quad (24)$$

so daß sich

$$NF = b r_0 / \delta \cdot \dot{a} = 2,6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad (25)$$

ergibt.

F ist von der Größenordnung $l'_0/2$, so daß man für die Gesamtzahl der pro Volumeneinheit an c-Versetzungen aufgehaltenen Versetzungslinien etwa

$$N = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (26)$$

erhält. Nimmt man eine gleichförmige Verteilung dieser Versetzungen in Richtung der c-Achse an, so ergibt sich für den mittleren Abstand in c-Richtung

$$\lambda_c \approx 1/NF = 375 \text{ \AA}. \quad (27)$$

Die gegenseitigen Größenverhältnisse von l'_0 nach Gl. (19) und von λ_c nach Gl. (27) sind sehr befriedigend. Sie zeigen, daß die senkrecht zur hexagonalen Basisebene verlaufenden Versetzungslinien viel seltener sind als die in der Basisebene liegenden Versetzungen. Es ist ferner sehr befriedigend, daß sich aus Gl. (19) die Dichte

$$\varrho \approx l'_0^{-2} \quad (28)$$

der ungefähr parallel zur c-Achse verlaufenden Versetzungen kleiner ergibt als die Versetzungsdichte bei Aluminium, für welches auf anderem

⁸ C. H. Li, E. H. Edwards, J. Washburn u. E. R. Parker, Acta Met. 1, 223 [1953].

⁹ Die in dieser Arbeit benutzten Zahlenwerte für Debye-Temperaturen sind aus A. H. Wilson, Theory of Metals, 2. Aufl. Cambridge 1953 entnommen.

Wege erhaltene Zahlenwerte in I, Tab. 1, angegeben worden sind.

Der auf die eben dargelegte Weise gewonnene Zahlenwert von λ_c ist leider etwas unsicher, da er von den Meßwerten T_0 , U_0 und $d\tau/dT$ exponentiell abhängt. Aus diesem Grunde ist es auch nicht möglich, mit geschätzten Zahlenwerten für U_0 die Messungen für die übrigen oben angegebenen Metalle auszuwerten. Es wäre sehr erwünscht, wenn für Bi, Mg, Cd ebenfalls experimentelle Werte für U_0 zur Verfügung ständen.

Man kann versuchen, an Hand von Gl. (27) den „Laufweg“ der Stufenversetzungen abzuschätzen. Dazu hat man eine plausible Annahme über den Zahlenwert von δ_c im unverformten Kristall zu machen. Da die Dichte der in der hexagonalen Basisebene liegenden Versetzungen größtenteils gleich der Versetzungsdichte in kubisch-flächenzentrierten Metallen, somit $l_0 \approx 10^{-4}$ cm sein wird, kann man annehmen, daß im Anfangsstadium der Verformung aus einer im ursprünglichen Kristall vorhandenen a-Versetzung

$$l_0/\lambda_c \approx 10^{-4}/375 \cdot 10^{-8} = 27 \quad (29)$$

a-Versetzungen entstanden sind. Dies bedeutet, daß ihr Laufweg von der Größenordnung

$$l_0 \cdot l'_0/\lambda_c = 27 \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 6,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \quad (30)$$

ist. Man hat demnach bei Einkristallen mit einem Radius von der in Gl. (30) angegebenen Größenordnung einen Einfluß der Kristalldicke auf die kritische Schubspannung von Einkristallen zu erwarten. Im allgemeinen, z. B. immer dann, wenn die Oberfläche durch eine Oxydschicht bedeckt ist, hat man zu erwarten, daß Versetzungen durch die Oberfläche aufgehalten werden. Man findet dann einen Anstieg der kritischen Schubspannung bei Verkleinerung des Kristalldurchmessers.

Messungen der Dickenabhängigkeit der kritischen Schubspannung, auf die direkt die oben benützten, an Zink gewonnenen Daten anwendbar wären, scheinen noch nicht veröffentlicht worden zu sein. Da bei Cadmium, wie unten gezeigt werden wird, die Verhältnisse anscheinend ähnlich wie bei Zink liegen, kann man die von Andrade¹⁰ mit-

geteilten Meßergebnisse von Makin an Cd als Illustration der oben skizzierten Vorstellungen über den Dickeneffekt bei der kritischen Schubspannung heranziehen. Makin findet, daß für einen mit einer Oxydschicht bedeckten Cadmium-einkristall die kritische Schubspannung etwas höher liegt als für einen „sauberen“ Kristall. Bei Kristalldurchmessern von $5 \cdot 10^{-2}$ cm beginnt in beiden Fällen die kritische Schubspannung anzusteigen, um bei einem Durchmesser von $2,5 \cdot 10^{-3}$ cm den 14-fachen Normalwert anzunehmen. Einen Effekt gleicher Größenordnung haben Yakovleva u. Yakutovich¹¹, ebenfalls an Cadmium-einkristallen, beobachtet. Sie fanden eine Verdopplung der kritischen Schubspannung bei der Vergrößerung des Kristalldurchmessers auf 10^{-2} cm. Wir glauben, daß diese Ergebnisse in der oben dargelegten Weise als Laufwegeeffekte gedeutet werden müssen.

Die Tatsache, daß auch die nicht besonders oxydierten Kristalle einen Dickeneffekt in derselben Richtung zeigten wie die mit einer künstlichen Oxydschicht bedeckten, ist wohl so zu verstehen, daß bei einem unedlen Metall wie Cadmium sich immer eine Oxydhaut mit einer Dicke von der Größenordnung 10^{-7} cm ausbildet. Diese Auffassung wird durch die Befunde von Barrett¹² über die elastische Nachwirkung beim Bespülen der Kristalloberfläche mit einer desoxydierenden Säure gestützt. Bei einem sehr edlen Metall wie Gold hat man dagegen einen Effekt im umgekehrten Sinne, d. h. eine Erniedrigung der kritischen Schubspannung bei Verkleinerung des Durchmessers wegen der Erleichterung des Versetzungsaustritts zu erwarten. Experimentelle Ergebnisse hierüber scheinen jedoch noch nicht vorzuliegen^{12a}.

Messungen der Geschwindigkeits- und Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Cadmium-einkristallen wurden von Boas und Schmid¹³ veröffentlicht. Zwar sind diese Messungen nicht genügend umfangreich, um eine Prüfung unserer Theorie zu gestatten, doch kann man die Richtigkeit der Theorie voraussetzen und durch Extrapolation der Meßergebnisse (Abb. 4) Zahlenwerte für U_0 und l'_0 ableiten. Bezeichnet T_1 und T_2

¹⁰ E. N. da C. Andrade in Properties of Metallic Surfaces, p. 133 (Institute of Metals Monograph and Report Series No. 13), London, 1953.

¹¹ E. S. Yakovleva u. M. V. Yakutovich, Žurn. eksper. teor. Fiz. **20**, 1146 [1950]; (zitiert bei R. Clark und G. B. Craig, Progr. Met. Phys. III, 115 [1952].

¹² C. S. Barrett, Acta Met. **1**, 2 [1953].

^{12a} Zusatz b. d. Korr.: An Cu wurde ein Dicken-Effekt in dieser Richtung inzwischen aufgefunden (s. I^{54a}).

¹³ W. Boas u. E. Schmid, Z. Phys. **61**, 767 [1930].

die kritischen Temperaturen ($= T_0$) für die beiden Gleitgeschwindigkeiten \dot{a}_1 und \dot{a}_2 , so ergibt sich aus

$$U_0 = \ln(\dot{a}_2/\dot{a}_1) \frac{kT_1 T_2}{T_2 - T_1} \quad (31)$$

mit $T_1 = 470^\circ\text{K}$, $T_2 = 560^\circ\text{K}$, $\dot{a}_2/\dot{a}_1 = 100$ für die Aktivierungsenergie

$$U_0 = 27 \text{ kcal/Mol} \quad (32)$$

und mit

$$d = b = 2,97 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (33)$$

$$l_0' = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}. \quad (34)$$

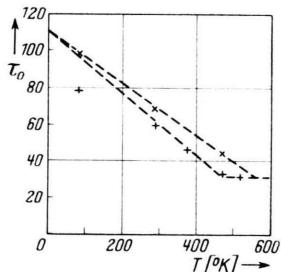


Abb. 4. $\tau_0(T)$ in p/mm² von Cadmiumumeinkristallen für verschiedene Verformungsgeschwindigkeiten. +: langsame Verformung ($\dot{a} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$); \times : rasche Verformung ($\dot{a} = 2 \cdot 10^{-1} \text{ sec}^{-1}$).

Die Zahlenwerte für U_0 und l_0' passen in Anbetracht des größeren Atomradius von Cadmium mit den entsprechenden Werten von Zink recht gut zusammen. Der (mit großer Unsicherheit behaftete) nach Gl. (27) ermittelte Wert

$$\lambda_c \approx 1900 \text{ Å} \quad (35)$$

ist allerdings wesentlich größer als bei Zink.

Roscoe¹⁴ hat die Geschwindigkeitsabhängigkeit der kritischen Schubspannung bei Raumtemperatur über einen großen Geschwindigkeitsbereich hinweg gemessen (Abb. 5). Von den vier angegebenen Meßpunkten liegen 3, gegen $\ln \dot{a}$ auf-

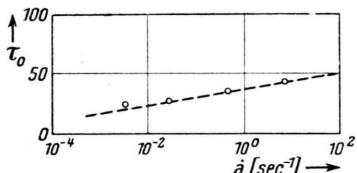


Abb. 5. Geschwindigkeitsabhängigkeit der kritischen Schubspannung $\tau_0(\dot{a})$ in p/mm² von Cadmiumumeinkristallen bei Raumtemperatur (nach Roscoe).

¹⁴ R. Roscoe, Phil. Mag. **21**, 399 [1936].

¹⁵ Bei hexagonalen Metallen wird dieser Bereich nicht wie bei kubischen durch den Wechselwirkungs-

getragen, sehr genau auf einer Geraden. Aus deren Neigung ergibt sich mit Hilfe der Gl. (2), (3) und (33)

$$l_0' = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \quad (36)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem oben abgeleiteten Wert. Man kann aus den Roscoeschen Messungen schließen, daß bei ihnen λ_c wesentlich kleiner ist als durch Gl. (35) angegeben wird. Eine genaue Bestimmung von NF ist wegen des Fehlens von Meßpunkten bei sehr kleinen Gleitgeschwindigkeiten leider nicht möglich, doch werden die Verhältnisse wohl ähnlich wie bei den oben besprochenen Versuchen an Zink liegen.

Aus der oben gegebenen Diskussion ersieht man, daß Messungen der Geschwindigkeits- und Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung sowie eine gleichzeitige unabhängige Bestimmung von U_0 eine sehr empfindliche Prüfung unserer Theorie und — z. B. bei der Anwendung auf Legierungen — eine Feststellung ihrer Grenzen erlauben würde. Eine derartige Untersuchung würde es auch gestatten, einen etwaigen Einfluß der Peierls-Kraft festzustellen, da diese ihrer Natur nach bei höheren Temperaturen temperaturabhängig sein sollte. Da, wie die obigen Untersuchungen gezeigt haben, ein solcher zusätzlicher Einfluß nicht vorhanden zu sein scheint, kann man schließen, daß die Peierls-Kraft in den hier besprochenen Metallen — wie schon in I dargelegt — keine wesentliche Rolle spielt.

3. Die Verfestigung hexagonaler Metalle

Bei der Anwendung der Gl. (3) auf die Verfestigungskurve hat man, solange nur Gleitung im Hauptgleitsystem stattfindet¹⁵, $v(a)$ als konstant anzunehmen. Dann ergibt sich der Verfestigungsanstieg

$$\vartheta = d\tau/da = d\tau_G/da \quad (37)$$

unterhalb der Erholungstemperatur als unabhängig von Verformungsgeschwindigkeit und Versuchstemperatur. Bei den Messungen von Boas und Schmid¹³ ist in der Tat der Verfestigungsanstieg (siehe Abb. 6) bei tiefen Temperaturen

$$\vartheta = 210 \text{ p/mm}^2, \quad (38)$$

unabhängig von Temperatur und Geschwindigkeit. Bei Zimmertemperatur spielt sich, wie man

bereich, sondern durch das Einsetzen der Zwillingsbildung abgelöst.

aus der starken Geschwindigkeitsabhängigkeit der Verfestigung ersehen kann, während der Verformung ein erholsartiger Prozeß ab.

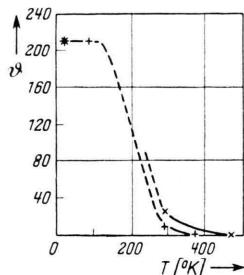


Abb. 6. Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verfestigungsanstiegs ϑ in p/mm^2 von Cadmiumkristallen. Verformungsgeschwindigkeiten wie in Abb. 4 angegeben.

Parker, Washburn und Mitarbeiter¹⁶ haben Schubversuche an Zink bei verschiedenen Temperaturen angestellt. Der Mittelwert der Messungen ist

$$\text{bei } -196^\circ\text{C}^{16} \vartheta = 186 \text{ p/mm}^2, \quad (39a)$$

$$\text{bei } -50^\circ\text{C}^{17} \vartheta = 190 \text{ p/mm}^2 \text{ und} \quad (39b)$$

bei Raumtemperatur¹⁸

$$\vartheta = 140 \text{ p/mm}^2 \text{ (mit } \dot{a} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}). \quad (39c)$$

Das Absinken des Verfestigungskoeffizienten bei Raumtemperatur ist in Übereinstimmung mit Erholungsmessungen¹⁷, wonach bei Zink bei -30°C die Erholung merklich wird.

Meißner, Polanyi und Schmid¹⁹ haben Versuche an Cd bei der Temperatur des flüssigen Heliums angestellt und dabei selbst bei derart tiefen Temperaturen noch eine gewisse Temperatur- und Zeitabhängigkeit der Erscheinungen beobachtet. Eine bei $4,2^\circ\text{K}$ gemessene Fließkurve, die in ziemlich guter Näherung ein logarithmisches Fließgesetz zeigt, läßt sich auf Grund der in I, Abschnitt 5, gegebenen Theorie des logarithmischen Kriechens größtenteils verstehen. Da der thermisch aktivierte Prozeß in jener Theorie derselbe ist wie in der hier gegebenen Theorie der Temperaturabhängigkeit der Verfestigung, kann man daraus schließen, daß selbst die Erscheinungen bei tiefsten Temperaturen sich dem hier gegebenen Bild einfügen. Eine genaue Untersuchung der Verhältnisse bei sehr tiefen Temperaturen wäre jedoch aus folgendem Grunde sehr erwünscht: Bei

der bisherigen Diskussion wurde vorausgesetzt, daß v_0 eine temperaturunabhängige Konstante ist. Da bei extrem tiefen Temperaturen die thermischen Wellen mit der Debye-Frequenz v_0 immer seltener werden, ist es denkbar, daß sich dadurch eine Verringerung der Temperaturabhängigkeit bei Annäherung an 0°K gegenüber der vorliegenden Theorie ergibt. Die bisherigen Messungen erlauben hierüber noch keine Aussagen.

4. Die kritische Schubspannung der kubisch-flächenzentrierten Metalle

Bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen müßte eigentlich, wie schon oben erwähnt, das hier gegebene Modell in der Weise verallgemeinert werden, daß den verschiedenartigen Aktivierungsenergien Rechnung getragen wird. Da jedoch das vorliegende experimentelle Material viel spärlicher als bei den hexagonalen Metallen ist, führen wir auch hier die Diskussion an Hand der einfachen Gl. (3) durch.

Für die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung gilt das zu Beginn von Abschnitt 2 Gesagte. Man wird also auch für die flächenzentriert-kubischen Metalle, abgesehen von der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten, bei tiefer Temperatur zunächst eine lineare Abnahme von τ_0 mit der Temperatur und dann Temperaturunabhängigkeit von der kritischen Schubspannung erwarten.

Die auffallendste experimentelle Tatsache zur Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung kubisch-flächenzentrierter Metalle ist es, daß manche Metalle wie Cu oder Au gar keine oder fast keine Temperaturabhängigkeit zeigen, während bei anderen, wie z. B. Al, die kritische Schubspannung bei tiefen Temperaturen von der Temperatur abhängt. Für Cu hat Blewitt²⁰ gezeigt, daß für $T < 300^\circ\text{K}$ weder die kritische Schubspannung noch die Verfestigung bis zu ziemlich großen Abgleitungen von der Temperatur abhängt. Dasselbe Ergebnis war hinsichtlich der kritischen Schubspannung von Neurath und Koehler²¹ gefunden worden. Messungen von τ_0

¹⁶ E. H. Edwards, J. Washburn u. E. R. Parker, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **197**, 1525 [1953].

¹⁷ R. Drouard, J. Washburn u. E. R. Parker, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **197**, 1226 [1953].

¹⁸ C. H. Li, J. Washburn u. E. R. Parker, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **197**, 1125 [1953].

¹⁹ W. Meißner, M. Polanyi u. E. Schmid, Z. Phys. **66**, 477 [1930].

²⁰ T. H. Blewitt, Phys. Rev. **91**, 1115 [1953]; vgl. jedoch Anm.^{2a}.

²¹ P. W. Neurath u. J. S. Koehler, J. Appl. Phys. **22**, 621 [1951].

an sehr reinen Goldeinkristallen von Andrade und Henderson²² sind in Abb. 7 wiedergegeben. Dabei wurden sowohl die aus der Extrapolation der Verfestigung ermittelten Werte wie die von den Autoren selbst angegebenen kritischen Schubspannungen eingetragen. Letztere wurden an der Stelle der ersten starken Verminderung des Anstiegs der Verfestigungskurve genommen. Die Temperaturabhängigkeit ist bei beiden Arten der Ermittlung von τ_0 sehr gering.

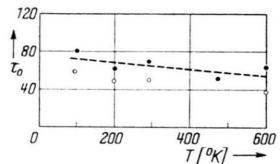


Abb. 7. $\tau_0(T)$ in p/mm^2 von Goldeinkristallen. ●: Gemäß Abb. 3 aus linearem Anfangsteil entnommen; ○: von Andrade und Henderson angegebene kritische Schubspannungen.

Eine etwas stärkere Temperaturabhängigkeit zeigen die entsprechenden Messungen²² an Ni (Abb. 8). Sie sind mit dem oben skizzierten theoretischen Verlauf verträglich. Ihre weitere Auswertung ist leider nicht möglich, da keinerlei Anhaltspunkte für die Größe von U_0 vorliegen und

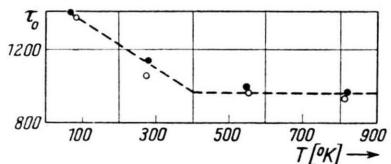


Abb. 8. $\tau_0(T)$ in p/mm^2 von Nickeleinkristallen. Bezeichnung wie in Abb. 7.

außerdem die Messungen von Andrade und Henderson nicht mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit, sondern in einer Art statischen Versuchsführung gemacht wurden, bei der die Dehnung zwei Minuten nach Aufbringen der Last abgelesen wurde. Auffallend bei den an Ni gewonnenen Daten ist, daß für $T > T_0$ die kritische Schubspannung viel höher ist als bei anderen Metallen. Hier

scheint die Peierls-Kraft wesentlich zu τ_0 beizutragen, was wegen des homöopolaren Charakters der durch die d-Elektronen bewirkten Bindung nicht überraschend ist (vgl. II, Abschn. 1, Schluß, sowie I, Abschn. 2).

Ag zeigt eine Unregelmäßigkeit hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit, die von Andrade und Henderson²² mit der Bildung einer Oxydschicht an der Oberfläche in Verbindung gebracht wird. Es ist somit zur Anwendung der Theorie nicht geeignet.

An Al liegen Messungen der kritischen Schubspannung von einer ganzen Reihe von Autoren vor, die sich jedoch im allgemeinen auf Raumtemperatur und Temperatur der flüssigen Luft beschränken. Die Messungen von Heinzelmann²³ ergeben die Mittelwerte $70 \text{ p/mm}^2 (15^\circ\text{C})$ und $110 \text{ p/mm}^2 (-185^\circ\text{C})$, diejenigen von Paxton und Cottrell²⁴ ergeben als Mittelwerte $57,3 \text{ p/mm}^2 (20^\circ\text{C})$ und $70 \text{ p/mm}^2 (-185^\circ\text{C})$. Die Meßwerte von Staubwasser²⁵ liegen etwas höher als diejenigen von Cottrell und Paxton und zeigen einen ähnlichen Temperaturgang.

Rosi und Mathewson²⁶ haben Messungen von τ_0 bei mehreren Temperaturen veröffentlicht, auf die wir etwas ausführlicher eingehen müssen. Die Autoren geben die Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E ihrer Proben, der wohl aus der elastischen Geraden der Verfestigungskurve ermittelt wurde, an. Da diese Temperaturabhängigkeit viel stärker als die von anderen Autoren^{27, 28, 29} gemessene ist und außer-

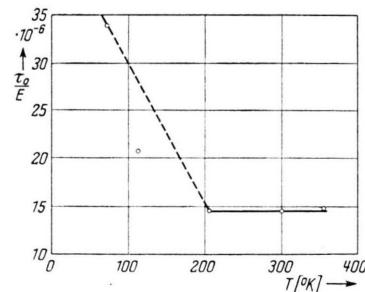


Abb. 9. Temperaturabhängigkeit der reduzierten kritischen Schubspannung (τ_0 geteilt durch Elastizitätsmodul E) von Aluminiumeinikristallen nach Rosi und Mathewson.

gedacht, daß er uns seine Ergebnisse vor der Veröffentlichung zugänglich gemacht hat.

²² F. D. Rosi u. C. H. Mathewson, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. 188, 1159 [1950].

²³ W. Köster, Z. Metallkd. 39, 5 [1948].

²⁴ T. S. Kê, Phys. Rev. 71, 533 [1947]; vgl. auch C. Zener, Elasticity and Anelasticity of Metals, Chicago 1948, p. 16.

²⁵ P. M. Sutton, Phys. Rev. 91, 816 [1953].

²² E. N. da C. Andrade u. C. Henderson, Philos. Trans. A 244, 177 [1951].

²³ M. Heinzelmann, Diplomarbeit Stuttgart 1948/49. (Zugversuche an 99,99% Al-Schmelzflußeinkristallen, Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$.)

²⁴ D. W. Paxton u. A. H. Cottrell, Acta Met. 2, 3 [1954].

²⁵ W. Staubwasser, Dissertation Göttingen 1954. Herrn Staubwasser sei auch an dieser Stelle dafür

dem auch die Temperaturabhängigkeit von τ_0 bei Rosi und Mathewson stärker als oben angegeben ist, liegt es nahe, τ_0/E gegen die Temperatur aufzutragen. Auf diese Weise würden systematische Fehler in der Spannungsmessung oder in der Temperaturanzeige eliminiert werden. Wie Abb. 9 zeigt, erhält man für $T > 200^\circ\text{K}$ ein temperaturunabhängiges τ_0/E , während sich bei tieferen Temperaturen ein uneinheitlicher Verlauf ergibt, der mit den Messungen anderer Autoren^{23, 24, 25} nicht im Einklang steht.

Wir wollen abschätzen, auf welche Größenordnung von U_0 ein Wert $T_0 = 200^\circ\text{K}$ führt. Bei den Versuchen, die mit konstanter Belastungsgeschwindigkeit durchgeführt wurden, ist

$$\dot{a} \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \quad (40)$$

gewesen. Mit $\Theta = 410^\circ\text{K}$, $v_0 = 8,6 \cdot 10^{12} \text{ sec}^{-1}$, $NF = 10^5 \text{ cm}^{-1}$ erhält man aus Gl. (6)

$$U_0 = 13,5 \text{ kcal/Mol.} \quad (41)$$

Uns ist kein Meßwert einer Aktivierungsenergie in Al von dieser Größenordnung bekannt. Da jedoch die durch einen Sprung bewirkte Verlängerung einer Versetzungslinie bei Zn rund doppelt so groß wie bei Al ist und die elastischen Konstanten bei Zn und Al etwa gleich sind, erscheint der Zahlenwert von Gl. (41) im Vergleich zu demjenigen für Zn [Gl. (14)] nicht unplausibel.

Auch für die Versuche von Paxton und Cottrell²⁴, bei denen \dot{a} zwischen $3 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ und $4 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ liegt, liefert die eben gegebene Abschätzung vernünftige Resultate. Nimmt man an, daß die kritische Schubspannung bei diesem Material bis zu 200°K herab konstant bleibt, so erhält man durch lineare Extrapolation nach Gl. (3)

$$U_0/v = 22 \text{ p/mm}^2. \quad (42)$$

Mit $d = 2,6 \text{ b}$ und $l_0' = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ ergibt sich

$$U_0 = 13,2 \text{ kcal/Mol.} \quad (43)$$

Die Messungen der Geschwindigkeitsabhängigkeit von Staubwasser²⁵ (siehe Abb. 11) zeigen, daß man sich bei den hier verwendeten Gleitgeschwindigkeiten in der Tat oberhalb von T_0 befindet.

Da sich die oben dargelegte Auffassung von der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Aluminium nur auf Messungen bei zwei verschiedenen Temperaturen sowie auf Abschätzungen stützt, wäre jedoch eine genauere experimentelle Untersuchung im Temperaturbe-

^{29a} Zusatz b. d. Korr.: Durch neuere Messungen (A. H. Cottrell^{2a}) wurde die oben erschlossene Temperaturunabhängigkeit von τ_0/G bei Al oberhalb 200°K bestätigt. Wegen Abschätzungen für die in dieser Ar-

reich zwischen Raumtemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft sehr am Platze^{29a}.

Den Unterschied zwischen Cu und Au einerseits und Al und Ni andererseits bringen wir im Sinne der Diskussion in II, Abschnitt 3, damit in Verbindung, daß die spezifische Stapelfehlerenergie in den erstgenannten Metallen viel geringer ist als in der letztgenannten Gruppe. Es ist deshalb der Gleichgewichtsabstand $2\eta_0$ der beiden Halbversetzungen einer in einer {111}-Ebene gelegenen vollständigen Versetzung und damit auch die Ausdehnung d einer Versetzung sowie die Energie U_0 für die Sprungbildung bei Cu und Au viel größer als etwa bei Al. Da das Glied $\ln \delta$ bei allen erwähnten Metallen wohl von derselben Größenordnung ist, wirkt sich in Gl. (3) das temperaturabhängige Glied neben U_0 bei Cu viel weniger aus als bei Al. Die dadurch reduzierte relative Temperaturabhängigkeit wird noch weiter verkleinert durch die Vergrößerung von v bzw. d . Wir sehen es als ein besonderes Verdienst der hier gegebenen Theorie an, daß sie den bisher vollkommen unverständlichen Unterschied zwischen dem Temperaturverhalten von Al und Cu zwanglos verstehen läßt.

5. Die Verfestigung der kubisch-flächenzentrierten Metalle

Bei der Berechnung des Verfestigungskoeffizienten kubisch-flächenzentrierter Metalle hat man zu beachten, daß $v(a)$ bei kubischen Kristallen infolge der Vermehrung der Versetzungen in Nebengleitsystemen sich mit zunehmender Abgleitung ändern kann. Es gilt also bei Temperaturen, bei denen die Erholung während der Verformung noch nicht merklich ist, für den Verfestigungskoeffizienten

$$\vartheta = \frac{d\tau}{da} = \frac{d\tau_G}{da} - \frac{dv}{da} \cdot \frac{U_0 - kT \ln(NFb v_0/a)}{v^2(a)}. \quad (44)$$

Zusammen mit dem in Teil I, Abschnitt 4, Ausgeführten besagt Gl. (44), daß — abgesehen von der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten — der Verfestigungsanstieg im Bereich der Grundverfestigung ($v = \text{const}$) unterhalb des Erholungsbereiches temperaturunabhängig sein soll. Über die Temperaturabhängigkeit der Verfestigung von Aluminium liegen Messungen von Boas und

beit diskutierten Aktivierungsenergien U_0 und einem Vergleich mit den Meßergebnissen siehe A. Seeger, Jogs in Dislocation Lines (Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol 1954).

Schmid³⁰ an Einkristallen mit einer Reinheit von 99,6% vor. Die in den betrachteten Temperaturbereich fallenden Meßergebnisse dieser Autoren sind in Abb. 10 wiedergegeben. Wie man sieht, weichen sie sehr stark von den an reinerem Material gewonnenen Kurven von Heinzelmann²³ sowie den einen ähnlichen Verlauf zeigenden Verfestigungskurven von Staubwasser²⁵ ab. Offensichtlich ist gerade bei Aluminium der Einfluß der Verunreinigungen auf die Verfestigung so stark, daß wir die Messungen von Boas und Schmid³⁰ aus unseren Betrachtungen ausschließen müssen.

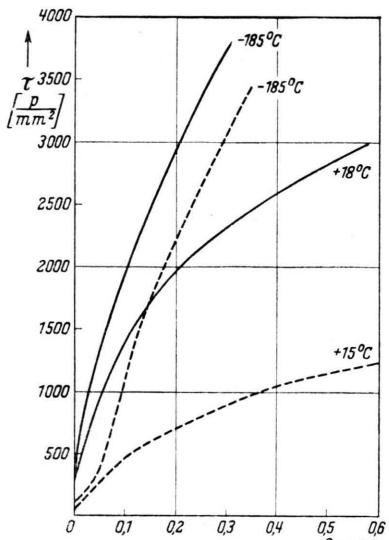


Abb. 10. Über Orientierungen im Innern des Orientierungsdreiecks gemittelte Verfestigungskurven von Aluminium-Einkristallen bei -185°C und bei Raumtemperatur. Ausgezogen: Boas und Schmid³⁰, Reinheitsgrad 99,6%; gestrichelt: Heinzelmann²³, Reinheitsgrad 99,99%.

Die Meßergebnisse von Staubwasser und Heinzelmann ergeben für mittlere Lagen der Stabachse im Orientierungsdreieck in Übereinstimmung mit dem oben Gesagten im linearen Anfangsteil der Verfestigungskurve einen gar nicht oder im Sinne einer Verminderung mit wachsender Temperatur sehr wenig von der Temperatur abhängenden Verfestigungskoeffizienten. Es ist anzunehmen, daß von etwa 100°C an der Verfestigungskoeffizient bei Aluminium auch im Bereich der Grundverfestigung wie bei Zink wegen beginnender Erholung mit der Temperatur stärker abnimmt.

Für den Beginn des Wechselwirkungsbereiches ist nach I, Abschnitt 4, die latente Verfestigung im Nebengleitsystem i mit der höchsten „wirksamen“ Schubspannung maßgebend. Man hat also eine Temperaturabhängigkeit in dem Sinne zu erwarten, daß das zweite Gleitsystem und damit der Wechselwirkungsbereich bei tieferen Temperaturen einsetzt, d. h., daß der „easy glide“-Bereich bei tieferen Temperaturen ausgeprägter ist. Dies haben Staubwasser²⁵ und insbesondere Andrade und Henderson²² beobachtet. Die diesbezüglichen Meßergebnisse an Aluminium sind von Stahl³¹ zusammengestellt worden.

Vom Beginn des Wechselwirkungsbereiches darf man in Gl. (44)

$$v' = dv(a)/da < 0 \quad (45)$$

nicht mehr außer acht lassen, da ja nach dem in I Gesagten nunmehr die Zahl der Versetzungen in Nebengleitsystemen sich mit wachsender Abgleitung rasch vergrößert und l_0' sich dementsprechend vermindert. Man hat also im Wechselwirkungsbereich eine viel stärkere Temperaturabhängigkeit als im Grundverfestigungsbereich zu erwarten. Dies entspricht den Beobachtungen von Staubwasser, der im einen Bereich eine sehr starke, im anderen Bereich dagegen fast gar keine Temperaturabhängigkeit des Verfestigungskoeffizienten beobachtet hat.

Dieser Befund wirft die Frage auf, ob sich die gesamte gemessene Temperaturabhängigkeit auf die eben besprochene Weise erklären läßt oder ob man annehmen muß, daß die Verfestigung von Aluminium bei Raumtemperatur während der Verformung durch Erholung wesentlich erniedrigt wird. Letzteres ist in Anbetracht des an Zink gewonnenen Befundes deshalb unwahrscheinlich, weil bei Aluminium bei Raumtemperatur keine merkliche Erholung nach der Verformung innerhalb der hier in Frage kommenden Zeiträume beobachtet wird. Es zeigt sich in der Tat, daß man die Messungen der Geschwindigkeits- und Temperaturabhängigkeit der Verfestigung²⁵ auf Grund von Gl. (44) verstehen kann, wenn man annimmt, daß NF im Wechselwirkungsbereich sich etwa um einen Faktor 10^3 gegenüber dem Anfangsteil der Verfestigungskurve vermindert. Eine solche Veränderung ist sehr plausibel, wobei die im Verfestigungsbereich einsetzende starke Vergrößerung

³⁰ W. Boas u. E. Schmid, Z. Phys. 71, 703 [1931].

³¹ H. Stahl, Diplomarbeit Stuttgart 1954.

von $\tau_G(a)$ in erster Linie die Zahl N der Versetzungen und die Abnahme von l_0' vor allem die pro Aktivierung überstrichene Fläche F verkleinert.

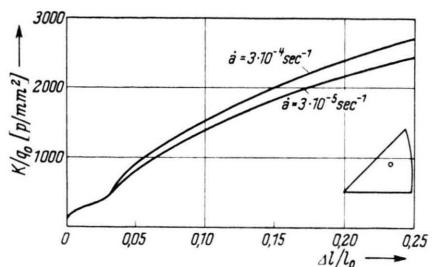


Abb. 11. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Spannungs-Dehnungskurve von zwei Aluminiumeinkristallen gleicher Orientierung nach Staubwasser²⁵.

Die Messung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Verfestigungskurve²⁵, die in Abb. 11 wiedergegeben ist, illustriert sehr hübsch die aus der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung gefolgte Tatsache, daß man sich bei Aluminium bei Raumtemperatur und bei Verformungsgeschwindigkeiten von der Größenordnung 10^{-4} sec^{-1} oberhalb der Grenztemperatur T_0 befindet. Dieser Versuch, bei dem keinerlei Unsicherheit hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten besteht, zeigt erstens, daß τ_0 geschwindigkeitsunabhängig ist [Gl. (7)], zweitens, daß ϑ im Anfangsteil geschwindigkeitsunabhängig ist [Gl. (44)] und drittens, daß die Temperaturabhängigkeit im Wechselwirkungsbereich erst nach einer gewissen Abgleitung einsetzt, nämlich dann, wenn T_0 infolge der Verkleinerung von NF auf die Versuchstemperatur gestiegen ist [Gl. (6)].

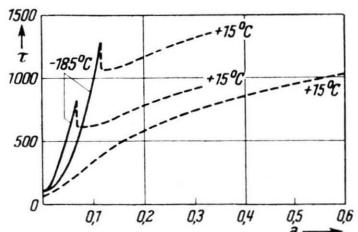


Abb. 12. Verfestigungskurven $\tau(a)$ in p/mm^2 von Aluminium nach Heinzelmann²³ bei Übergang von tiefer zu hoher Temperatur. Ausgezogen: Versuchstemperatur -185°C ; gestrichelt: Versuchstemperatur $+15^\circ\text{C}$.

Das Ergebnis dieser Diskussion der Versuche bei zügiger Verformung ist, daß man sie im Rahmen unserer seitherigen Vorstellungen ohne die Zuhilfenahme von Erholungsvorgängen verstehen kann. Anders dagegen liegen die Verhältnisse bei

Temperaturwechsel (Heinzelmann²³, s. Abb. 12 und 13; Staubwasser²⁵) und Geschwindigkeitswechsel (Staubwasser²⁵) während der Verformung. Hier tritt nach dem Wechsel zur höheren Temperatur oder zu niedrigerer Geschwindigkeit sehr deutlich ein „verfestigungsloser“ Bereich auf, der wohl durch einen Abbau der bei niedrigerer Temperatur oder höherer Geschwindigkeit entstandenen Verfestigung zu erklären ist. Im Gegensatz zu der fast momentan eintretenden Änderung desjenigen Anteils von τ , der mit dem Schneiden von Versetzungen zusammenhängt, hat man anzunehmen, daß dieser Verfestigungsrückgang durch strukturelle Änderungen im Kristall bedingt ist. Zwischen diesem Ergebnis bei Temperatur- und Geschwindigkeitswechsel und den oben gezogenen Folgerungen braucht kein Widerspruch zu bestehen, da, wie Abb. 12 und 13 zeigen, der Erholungseinfluß die Größenordnung der Verfestigung bei zügiger Verformung und damit auch die oben gegebenen Abschätzungen unverändert läßt.

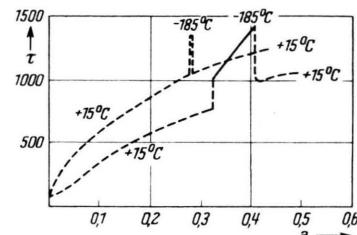


Abb. 13. Verfestigungskurve $\tau(a)$ in p/mm^2 von Aluminium²³ bei wiederholtem Temperaturwechsel, Bezeichnungen wie Abb. 12.

Zum Abschluß der Diskussion der Verfestigung von Aluminium wollen wir noch darauf eingehen, wie man den Unterschied zwischen der Erholung entlasteter Kristalle und der Erholung bei Temperaturwechsel während der Verformung verstehen kann. Es scheinen uns hier vor allem zwei Prozesse in Frage zu kommen, von denen der erste unter konstanter Spannung auch ohne die Weiterverformung auftreten müßte. Es ist nämlich zu erwarten, daß die Quergleitung von Schraubenversetzungen unter angelegter Spannung rascher abläuft als im entlasteten Zustand, da sie ja durch zusätzliche Schubspannung im Quergleitsystem begünstigt werden kann, während die Spannung im ursprünglichen Gleitsystem am Versetzungsort auf jeden Fall Null ist. Die Aktivierungsenergie, die von Schöck³² für Aluminium zu ungefähr 1 eV be-

³² G. Schöck, Dissertation Stuttgart 1954.

rechnet wurde, hat die richtige Größenordnung um eine Mitwirkung dieses Prozesses bei Raumtemperatur zu ermöglichen. Der zweite Prozeß ist dagegen mit der Weiterverformung, und zwar mit der Erzeugung von Leerstellen und Zwischengitteratomen bei der Bewegung von Schraubenversetzungen mit Sprüngen verknüpft. Da eine Voraussetzung für das „Klettern“ von Stufenversetzungen das Vorhandensein einer hinreichend starken atomaren Fehlordnung ist, muß durch die bei der Verformung auftretende „Übersättigung“ mit Leerstellen und Zwischengitteratomen das Klettern von Stufenversetzungen und somit auch die damit verbundene Erholung erleichtert werden.

Nach Abschluß der obigen Überlegungen erhielten wir Kenntnis von einer Arbeit von Stokes und Cottrell³³, die sich speziell mit der Verfestigungskurve von Aluminium bei Temperaturwechsel befaßt. Wir glauben, daß auch ihre Ergebnisse sich auf Grund der obigen Diskussion verstehen lassen. Die Tatsache, daß Stokes und Cottrell vor dem verfestigungslosen Bereich manchmal eine Art oberer Streckgrenze erhielten, spricht für die Wichtigkeit des oben besprochenen Diffusionsmechanismus, da dieser ja leicht eine zeitliche Verzögerung des Erholungseffektes verstehen läßt.

Bei den von Blewitt²⁰ untersuchten Kupfereinkristallen beginnen die Verfestigungskurven für 78°K und 300°K bei $a = 0,2$ voneinander abzuweichen. Dies ist so zu verstehen, daß l_0' und damit auch $v(a)$ mit zunehmender Verformung so stark abnimmt, daß der Einfluß der großen Versetzungsausdehnung d in Kupfer schließlich kompensiert wird und damit die Verfestigungskurve temperaturabhängig wird.

Zum Abschluß besprechen wir nun noch die Resultate von Andrade und Henderson²² zur Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurve. Aus Abb. 25 der zitierten Arbeit geht hervor, daß der lineare Anfangsteil bei Ni unabhängig von der Temperatur dieselbe Neigung aufweist. Für Au haben Andrade und Henderson selbst Darstellungen von $d\tau/da$ als Funktion der Temperatur gegeben. Da jedoch alle verwendeten Kristalle verschiedene Orientierungen haben, sind hier im allgemeinen noch die Einflüsse der Orientierungs-

abhängigkeit überlagert. Wir geben deshalb in Abb. 14a und 14b nur die glatt verlaufenden Kurven, nämlich diejenigen für sehr kleine Abgleitungen sowie diejenigen für $a = 0,2$ und $a = 0,3$ wieder. Wie man sieht, entsprechen diese etwa unserer Auffassung, wonach bei kleinen Abgleitungen keine, bei größeren Abgleitungen jedoch lineare Temperaturabhängigkeit auftreten sollte. Die stärkere Abnahme von $d\tau/da$ bei höheren Temperaturen (und bei größeren Verformungsgraden) ist wohl als eine Wirkung der Erholung zu deuten.

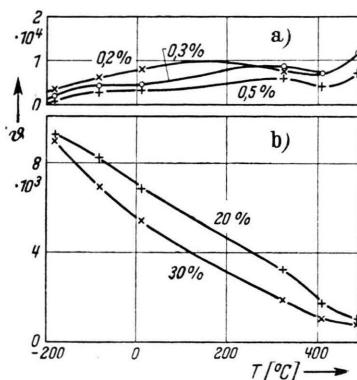


Abb. 14. Verfestigungskoeffizienten $\vartheta = d\tau/da$ in p/mm^2 für Goldeinkristalle in Abhängigkeit von der Temperatur, entnommen aus Andrade und Henderson (Parameterwerte geben a in % an). a) Sehr kleine Abgleitungen, b) große Abgleitungen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die in dieser Arbeit entwickelte Auffassung von den für die Plastizität reiner Metalle wichtigsten Vorgängen ein sehr befriedigendes, abgerundetes Bild ergibt, in das sich vor allem auch diejenigen Eigenschaften gut einfügen, die innerhalb derselben Kristallstruktur von Metall zu Metall verschieden ausfallen. Es ist zu hoffen, daß es von dem jetzt gewonnenen Standpunkt aus möglich sein wird, auch die Vorgänge bei der Verformung von Legierungen genauer als bisher möglich zu deuten und damit auch das große, an technischen Werkstoffen gewonnene empirische Material theoretisch zu verstehen.

Der Verfasser wünscht allen Angehörigen der an der Technischen Hochschule Stuttgart über Metallplastizität arbeitenden Gruppe, die die Entstehung dieser Arbeit mit Rat und Tat gefördert haben, herzlichst zu danken. Sein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. U. Dehlinger für sein Interesse und seine fördernde Unterstützung.

³³ R. J. Stokes u. A. H. Cottrell, Acta Met. 2, 341 [1954].