

5. Bei der Entladung der Elektronenlawinen treten sogenannte übergroße Impulse³ auf, die jedoch für die Zählung ohne Bedeutung sind.

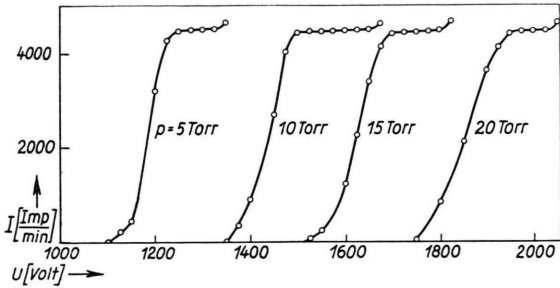


Abb. 1. Die Abhängigkeit der Charakteristik eines Zinn-tetramethylzählrohrs vom Druck (als Parameter) bei konstanter radialer Einstrahlung.

In einer weiteren Versuchsreihe haben wir die äußere Strahlungsquelle durch radioaktives, C^{14} -indiziertes Zinn-tetramethyl ersetzt, das dem Zählgas beigemischt war. Wir fanden folgende Ergebnisse:

1. Zählrohre, die mit einer Mischung von indiziertem und nichtindiziertem Zinn-tetramethyl gefüllt sind, sind ebenfalls selbstlöschende Zählrohre.

2. Bei konstantem Gasdruck von 10 Torr, aber variablem Mischungsverhältnis hängt die mittlere Plateauhöhe linear von der Menge an zugesetztem indiziertem Zinn-tetramethyl ab (Abb. 2a und 2b).

Es können auf diese Weise C^{14} -Aktivitäten bis zu 10^{-9} Curie mit einem Fehler von etwa 2% nachgewiesen werden.

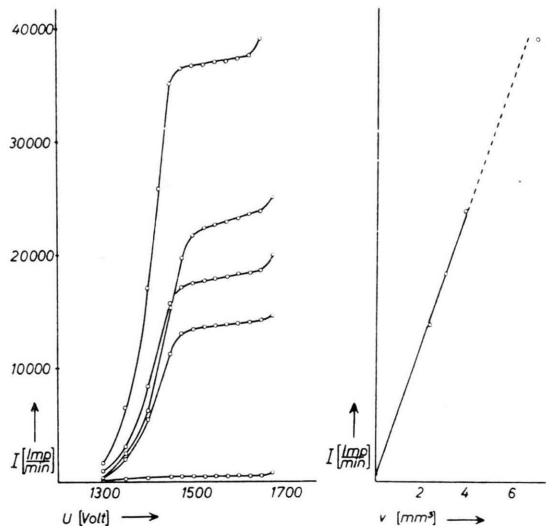


Abb. 2 a.

Abb. 2 b.

Abb. 2a. Die Abhängigkeit der Charakteristik bei konstantem Druck von der Menge an zugesetztem C^{14} -indiziertem Zinn-tetramethyl. Der Parameter ist das zugesetzte Volumen einer Standardlösung von $38 \mu\text{Curie/cm}^3$ an C^{14} -aktiviertem Zinn-tetramethyl.

Abb. 2b. Die korrigierten mittleren Plateauhöhen der in Abb. 2a dargestellten Charakteristiken in Abhängigkeit von der Konzentration an radioaktivem Zinn-tetramethyl. Die aus Abb. 2a entnommenen, unmittelbar gezählten Impulse sind unter Berücksichtigung der Totzeit des Zählrohrs korrigiert. Der erste Meßpunkt befindet sich im Schnittpunkt von Kurve und Ordinatenachse. Abszisse: zugegebenes Volumen einer radioaktiven Standardsubstanz.

Der Einfluß sekundärer Gleitsysteme auf die Verfestigung kfz. Einkristalle

Von J. DIEHL und H. REBSTOCK

Institut für Theoretische und Angewandte Physik
der Technischen Hochschule und Max-Planck-Institut
für Metallforschung, Stuttgart

(Z. Naturforsch. 11 a, 169—171 [1956]; eingegangen am 21. Dezember 1955)

Neuerdings hat sich gezeigt, daß die Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Einkristalle im Zugversuch bei mittleren Temperaturen allgemein aus drei klar unterscheidbaren Bereichen besteht, einem relativ flachen, linearen Anfangsteil (Bereich I — easy glide), einem zweiten linearen, aber wesentlich steileren Mittelteil (II) und einem allmählich flacher werdenden End-

teil (III)¹. Sieht man von „erholungsartigen“ Prozessen, wie der thermisch aktivierten Quergleitung, auf die das Flacherwerden der Verfestigungskurve in Bereich III zurückgeht², ab, so läßt sich die Fließspannung τ und damit auch die Verfestigung $\tau = \tau(a)$ nach SEEGER³ in zwei Anteile⁴

$$\tau = \tau_G + \tau_S, \quad (1)$$

$$\tau_S = \frac{[U_0 - k T \cdot \ln(N F b v_0/a)]}{v(a)} \quad (1a)$$

aufspalten, von denen der eine (τ_G) durch das Spannungsfeld der im Kristall vorhandenen Versetzungen bestimmt ist und nur über die elastischen Konstanten von der Temperatur abhängt, der andere (τ_S) die zum Durchschneiden der die Gleitebene kreuzenden Versetzungen notwendige Schubspannung angibt und stär-

¹ J. DIEHL, Dissertation Stuttgart 1955: Z. Metallkde., im Druck. Die Dreiteilung der Kurven läßt sich auch entnehmen aus E. N. DA C. ANDRADE u. C. HENDERSON, Phil. Trans. Roy. Soc. A 244, 177 [1951]; T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN u. J. K. REDMAN, Report of a Conference on Defects in Crystalline Solids, London, The Phys. Soc. 1955, p. 369.

² J. DIEHL, S. MADER u. A. SEEGER, Z. Metallkde. 46, 650 [1955].

³ A. SEEGER, Z. Naturforsch. 9 a, 758, 856 und 870 [1954].

⁴ Wegen der verwendeten Bezeichnungen s. Fußn. ³.



ker temperaturabhängig ist⁵. Durch Temperaturwechsel während der Verformung lassen sich bei Kenntnis der verschiedenen Konstanten in (1a) und der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten τ_G und τ_S getrennt bestimmen. Die entsprechende Aufteilung der Verfestigung von Cu (99,96%) zeigt Abb. 1. Zu Beginn der Verformung liegen τ_G und τ_S in derselben Größenordnung; in Bereich II überwiegt die Zunahme von τ_G bei weitem diejenige von τ_S ⁶, d. h. der Verfestigungsanstieg in Bereich II ($d\tau/da$)_{II} geht hauptsächlich auf die Ausbildung starker innerer Spannungen zurück. Dies erklärt auch die geringe Temperaturabhängigkeit von ($d\tau/da$)_{II}. Die Spannungsfelder werden offenbar durch die an Hindernissen aufgestauten Versetzungen des Hauptgleitsystems hervorgerufen.

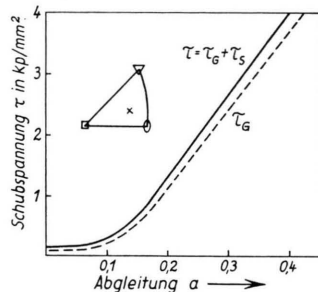


Abb. 1. Aufteilung der Verfestigung eines Cu-Einkristalls in τ_G und τ_S für die Verfestigungsbereiche I und II.

Aus einer Reihe von Gründen (vor allem wegen der Orientierungs- und Temperaturabhängigkeit des Beginns sowie der Orientierungsabhängigkeit des Anstiegs von Bereich II) hat man anzunehmen, daß die starke Verfestigung in Bereich II durch zusätzliche Gleitbewegungen in sekundären (latenten) Gleitsystemen verursacht wird. Dabei ergeben sich zunächst folgende Fragestellungen: 1. Hat man mit einem laufenden Mitgleiten sekundärer Systeme zu rechnen oder bildet sich lediglich, wie von FRIEDEL⁷ vorgeschlagen, zu Beginn des Bereichs II eine „Hindernisstruktur“ aus, die sich mit wachsender Verformung nicht mehr ändert? 2. Führt die Betätigung der sekundären Systeme hauptsächlich zu einem gleichmäßigen Dichterwerden des die Hauptgleitebene durchstoßenden „Versetzungswaldes“ [Verkleinerung von v in (1a)], das τ_S erhöht, oder zur Bildung von schwer überwindbaren Hindernissen, die Versetzungsaufstauungen hervorrufen und somit τ_G vergrößern? Beide Fragen lassen sich experimentell entscheiden, wenn man im Bereich II etwa durch eine kleine Torsion zusätzliches Gleiten in sekundären Gleitsystemen hervorruft und dessen Auswirkung auf die nachfolgende Zugverformung verfolgt.

Abb. 2 zeigt zwei Zugverfestigungskurven von ein-kristallinen Cu-Hohlrohren (5,5 mm Außendurchmesser, 0,75 mm Wandstärke)^{6a}. Bei ↓ wurde jeweils die Dehnung unterbrochen, der Kristall um den angegebenen Scherwinkel γ tordiert und anschließend weiter gedehnt. Die Zwischentorsion bewirkt (Kurve A) im wesentlichen eine Parallelverschiebung der Verfestigungskurve zu höheren Schubspannungen; die Fließspannung wird erhöht, nicht aber der Verfestigungsanstieg ($d\tau/da$)_{II} (gestrichelte Extrapolation in A; von der zusätzlichen Überhöhung, die offenbar rasch wieder abklingt, sei hier abgesehen). Dieses Ergebnis ändert sich bei mehreren Zwischentorsionen nicht (Kurve B). Gleichen Torsionswinkeln entsprechen in Bereich II immer etwa gleiche Beträge von $\Delta\tau$, in Bereich III wird hingegen $\Delta\tau$ kleiner. Durch Temperaturwechselversuche wurde festgestellt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die Fließspannungserhöhung infolge Zwischentorsion vornehmlich auf einer Zunahme von τ_G beruht und τ_S überraschend klein ist.

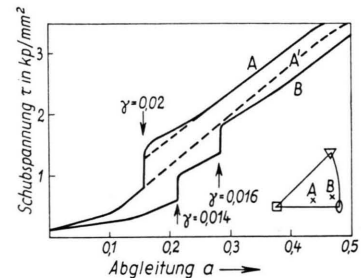


Abb. 2. Verfestigungskurven mit Zwischentorsion von Cu-Hohlrohren. A Kurve mit einer Zwischentorsion, A' Verlauf der Kurve ohne Torsion, B Kurve mit zwei Zwischentorsionen.

Daraus geht hervor: 1. daß sekundäre Gleitsysteme nur durch dauerndes Mitgleiten eine Erhöhung des Verfestigungsanstiegs in Bereich II hervorrufen können und 2. daß solche Gleitbewegungen offenbar in der Hauptsache eine Neubildung von diskreten Hindernissen (unbewegliche Versetzungen oder Versetzungspakete, die schwer zu durchdringen sind) bewirken, gegen die die Versetzungen des Hauptgleitsystems aufgestaut werden. Die Laufwege der Versetzungen in der Hauptgleitebene sollten demnach mit zunehmender Verformung abnehmen. Dies läßt sich durch Oberflächenbeobachtungen nachprüfen, bei denen man nach einem Verfahren von BLEWITT, COLTMAN und REDMAN⁸ die Länge l der während einer konstanten Zusatzverformung Δa neu entstehenden Gleitlinien als Funktion der Vorverformung a mißt (Lichtmikroskop; einseitige Auflicht-Dunkelfeldbeleuchtung; Oberfläche vor der Zusatzverformung elektrolytisch poliert). Bei reiner Zug-

⁵ Gl. (1a) stellt den einfachsten Fall dar. Wegen der genauen Verhältnisse bei kfz. Kristallen, die etwas komplizierter sind als in Gl. (1a), s. A. SEEGER, Phil. Mag. **46**, 1194 [1955].

⁶ Wie aus den Versuchen von M. A. ADAMS u. A. H. COTTELL Phil. Mag. **46**, 1187 [1955] hervorgeht, ist jedoch in Bereich III τ_S etwa proportional zu τ_G .

^{6a} A n m. b. d. K o r r.: Der Abgleitungsmaßstab in Abb. 2 und 3 bedarf noch einer Korrektur, die mit den Kristallverbiegungen in der Nähe der Einspannungen zusammenhängt. Dadurch verschwinden die ursprünglich als reell angesehenen Unterschiede in ($d\tau/da$)_{II} zwischen Vollkristallen (Abb. 1) und Hohlrohren (Abb. 2).

⁷ J. FRIEDEL, Phil. Mag. **46**, 1169 [1955].

⁸ T. H. BLEWITT et al.¹.

verformung nimmt im Bereich II $1/l$ proportional zur Ableitung a zu (Abb. 3, Kurve C). Im Bereich III treten Abweichungen von dieser linearen Beziehung ein⁹, die an anderer Stelle eingehender behandelt werden sollen. Eine Zwischentorsion in Bereich II (Kurve D) bewirkt ganz analog zur Verfestigungskurve eine Parallelverschiebung der $(1/l)$ - a -Kurve. Das Verhältnis der Sprunghöhe $\Delta(1/l)$ und der Fließspannungserhöhung $\Delta\tau$ scheint (innerhalb $\pm 10\%$) etwa gleich demjenigen der Steigungen $d(1/l)/da$ und $(d\tau/da)_{II}$ in den linearen Bereichen der beiden Kurven zu sein, d. h.

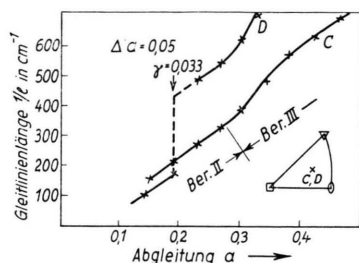


Abb. 3. Gleitlinienlänge in Abhängigkeit von der Ableitung. C reine Zugverformung, D Zugverformung mit Zwischentorsion.

⁹ Dieses Ergebnis weicht von demjenigen von BLEWITT, COLTMAN u. REDMAN ab, die angeben, daß $1/l$ bis zu großen Ableitungen linear mit a geht. Die eingezeichneten Meß-

punkte deuten jedoch auf ein ähnliches Verhalten wie bei unseren Messungen hin.

Insbesondere weist erneut auf den engen Zusammenhang zwischen den Oberflächenerscheinungen und den Vorgängen im Kristallinneren hin.

Herrn Prof. Dr. U. DEHLINGER und Herrn Dr. A. SEEGER danken wir für wertvolle Anregungen und Diskussionen, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Instrumenten.

¹⁰ H. W. PAXTON u. A. H. COTTRELL, Acta Met. 2, 3 [1954].

Spannungen und Dehnungen im gestörten elastischen Medium

VON GEORG RIEDER

Institut für Theoretische und Angewandte Physik und Max-Planck-Institut für Metallforschung der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 11 a, 171–173 [1956]; eingegangen am 30. Dezember 1955)

Ausgehend von der Behandlung der Wärmespannungen bei KRÖNER¹ gelangt man zu folgender allgemeiner Formulierung einer Dehnungstheorie der inneren Spannungen: Man zerlegt die Gesamtdehnung ε_g , welche die tatsächliche Endlage der Punkte des elastischen Mediums beschreibt, in eine spannungswirksame Dehnung ε_σ und eine vorgegebene (eingepreßte) Extradehnung ε_λ

$$\varepsilon_g = \varepsilon_\sigma + \varepsilon_\lambda. \quad (1)$$

Die Extradehnung² kann man sich außer durch ungleichmäßige Erwärmung auch durch unendlich dicht liegende Schnitte mit infinitesimalen Verschiebungssprüngen erzeugt denken, während die spannungswirk-

same Dehnung durch das HOOKEsche Gesetz

$$\sigma_g = c \cdot \varepsilon_\sigma \quad ((c \equiv (c_{ijklm})) \quad (2)$$

mit der Gesamtspannung σ_g verknüpft ist, welche sich in der üblichen Weise durch die an einer gedachten Schnittfläche auftretenden Kräfte definieren läßt³. Die Auflösung nach den gesuchten Größen ε_g , ε_σ und σ_g ergibt sich aus der Forderung, daß die Gesamtdehnung ein reiner Deformator, die Gesamtspannung eine reine Inkompatibilität⁴ sein muß. Mit

$$\text{Ink } \varepsilon_\lambda = -\eta_\lambda \quad (3)$$

und

$$\sigma_g = \text{Ink } \chi \quad (4)$$

kommt man auf die Differentialgleichung

$$\text{Ink } (s \cdot \text{Ink } \chi) = \eta_\lambda \quad (s = c^{-1}). \quad (5)$$

Nach Auflösung dieser Gleichung folgt in einfacher Weise

$$\varepsilon_g = \varepsilon_\lambda + s \cdot \text{Ink } \chi = \text{Def } \vartheta + \varepsilon. \quad (6)$$

Der Eindeutigkeitsbeweis für die Spannungen ist unter sehr allgemeinen Bedingungen für das unendlich aus-

¹ E. KRÖNER, Z. angew. Phys. 7, 249 [1955].

² Bei H. REISSNER (Z. angew. Math. Mech. 11, 1 [1931]) als „Spannungsquellen“ oder „Anfangsformänderungen“ bezeichnet.

³ (2) und die folgenden Gleichungen gelten auch für veränderliches c .

⁴ Der Differentialoperator Ink ist erklärt durch

$$\text{Ink } \chi \equiv \nabla \times \chi \times \nabla.$$

Vgl. E. KRÖNER, l. c.¹ und Z. Phys. 139, 175 [1954]. Sonstige Bezeichnungen nach M. LAGALLY, Vorlesungen über Vektorrechnung, Leipzig 1949, Akademische Verlagsgesellschaft.