

Mitteilungen der deutschen Materialprüfungsanstalten

Sonderheft IX:

Arbeiten aus dem **Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung** und dem
Staatlichen Materialprüfungsamt zu Berlin-Dahlem

Inhalt

	Seite
Bauer, O., und M. Hansen. Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen. I. Der Einfluß von Blei. (Ein Beitrag zur Kenntnis des ternären Systems Kupfer—Zink—Blei)	3
Bauer, O., v. Göler und G. Sachs. Untersuchungen an Kupfer und Messing.	22
Schmid, E., und G. Wassermann. Versuche zum Duraluminproblem	29
Hansen, M. Die Alterungshärtung der aluminiumreichen Silber-Aluminiumlegierungen . .	37
Bauer, O., und K. Sipp. Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens.	40
Bauer, O., und H. Sieglerschmidt. Der Einfluß kleiner Zusätze von Kupfer und Nickel auf die Wärmeausdehnung und auf das Wachsen des Gußeisens.	63
Schmid, E. Anordnung der Kristallite in Vielkristallen (Texturen)	69
Karnop, R., und G. Sachs. Versuche über die Rekristallisation von Metallen. II.	77
Kuntze, W., und G. Sachs. Zur Kenntnis der Streckgrenze von Stahl.	82
Laute, K., und G. Sachs. Was ist Ermüdung?.	89
Eisenschütz, R., B. Rabinowitsch und K. Weissenberg. Zur Analyse des Formveränderungswiderstandes	91
Sachs, G. Zur Ableitung einer Fließbedingung	94
Schmid, E. Festigkeit und Plastizität von Metallkristallen	97
Boas, W., und E. Schmid. Über die Dehnung von Kadmiumkristallen.	103
Karnop, R., und G. Sachs. Das Fließen von Metallkristallen bei Torsion	116
Karnop, R. und G. Sachs. Fertigkeitseigenschaften von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung	122
Göler, v., und G. Sachs. Untersuchungen an Kristallen von β -Messing	129
Masima, M., und G. Sachs. Mechanische Eigenschaften von Messingkristallen	133
Masima, M., und G. Sachs. Leitfähigkeit und Kaltverformung	143
Masima, M., und G. Sachs. Dichte und Kaltverformung	146

Mit 371 Abbildungen



Berlin
Verlag von Julius Springer
1929

ISBN-13: 978-3-642-90188-1 e-ISBN-13: 978-3-642-92045-5
DOI: 10.1007/978-3-642-92045-5
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1929

Der Einfluß von dritten Metallen auf die Konstitution der Messinglegierungen¹.

Von O. Bauer und M. Hansen².

Einleitung.

Die Kenntnis des Einflusses von dritten Metallen (Blei, Zinn, Aluminium, Nickel, Eisen, Mangan u. a.) auf die Eigenschaften der Messinglegierungen ist von großer technischer Bedeutung, und zwar hinsichtlich des Auftretens dieser Metalle als Verunreinigungen, wie auch hinsichtlich ihres, die Güte des Messings verbessernden Einflusses in Form von absichtlichen Zusätzen.

Während die Ansichten über den Einfluß geringer Gehalte von Fremdmetallen (Verunreinigungen) auf die Eigenschaften der Messinglegierungen noch weit auseinandergehen³, hat der absichtliche Zusatz von einem oder — in den meisten Fällen — mehreren Metallen zur Entwicklung einer großen Anzahl hochwertiger Legierungen geführt, die als Sondermessinge bekannt sind und sich vor den reinen Kupfer-Zink-Legierungen durch bessere mechanische und technische Eigenschaften auszeichnen. Geeignete Zusätze⁴ zum Messing — insbesondere zu den Legierungen des ($\alpha + \beta$)-Gebietes (mit 61 bis 54,3% Cu) — erhöhen die Elastizitätsgrenze, Zugfestigkeit (besonders die Warmfestigkeit), Härte und Korrosionsbeständigkeit und verbessern die Walz- und Schmiedbarkeit dieser Legierungen.

Die notwendige Grundlage und Voraussetzung für die planmäßige Erforschung der Wirkung von Zusatzmetallen auf die Eigenschaften der Zink-Kupfer-Legierungen, wie auch für die sachgemäße Verarbeitung und ersprißliche Weiterentwicklung der Sondermessinge bildet die Kenntnis des Aufbaus dieser Legierungen. Bevor man aber an die Aufklärung der Konstitution der — meistens empirisch entwickelten — technischen Son-

dermessinge, die in der Regel zwei oder mehr Zusatzmetalle (Fe, Mn, Al, Ni) enthalten, herantreten kann, ist es nötig, zunächst den Einfluß eines Metalles kennenzulernen.

Über den Aufbau der in Frage stehenden ternären Legierungen existieren zwar bereits eine Anzahl Arbeiten¹, doch beschränken sich diese Untersuchungen durchweg auf die Beantwortung einzelner Fragen (Erstarrungstemperaturen, Aufbau bei Raumtemperatur u. a.). An einer eingehenden Erforschung der Gleichgewichtsverhältnisse bei verschiedenen Temperaturen (Bestimmung der Phasenumwandlungen zwischen Kristallen und Schmelzen während und nach der Erstarrung, sowie der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit der Zusatzmetalle in den α - und β -Kristallarten der reinen Zink-Kupfer-Legierungen, Feststellung der Natur der „besonderen“ Kristallarten u. a.) hat es bisher gefehlt².

Die vorliegenden Untersuchungen haben das Ziel, diesem Mangel durch Ausarbeitung der ternären Systeme in dem für die technische Verwendung in Betracht kommenden Bereich abzuhefen.

Der Gleichwertigkeitskoeffizient.

Die systematische Untersuchung des Gefüges einiger ternärer Sondermessinge führte Guillet³ zur Auffindung einer Beziehung, nach der sich der Ersatz des Zinks durch das betreffende Zusatzmetall regeln soll.

Durch Zusatz eines dritten Metalles zu den Zink-Kupfer-Legierungen wird das ($\alpha + \beta$)-Zustandsgebiet (61 bis 54,3% Cu) — sofern sich das betreffende Metall in den α - und β -Kristallen löst und nicht die Bildung einer neuen Kristallart hervorruft — entweder zu kupferreicheren oder zinkreicheren Konzentrationen verschoben. Im ersten Fall wird also eine gewisse Menge Zink, im zweiten Fall eine bestimmte Menge Kupfer durch das Zusatzmetall ersetzt. Bezieht man das Gefüge der erhaltenen ternären Legierung auf das Gefüge der reinen ($\alpha + \beta$)-Legierungen, indem man die Mengenteile der α - und β -Kristalle miteinander vergleicht, so kann man der ternären Legierung einen bestimmten

¹ Diese Arbeiten werden bei den einzelnen Systemen besprochen.

² Die erste Untersuchung in dieser Richtung ist die Arbeit von C. H. M. Jenkins: „The constitution and physical properties of some of the alloys of copper, zinc, and cadmium.“ J. Inst. Metals Bd. 38, S. 271—303. 1927.

³ L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 2, S. 97—116. 1905; Bd. 3, S. 243—288. 1906.

¹ Original: Z. Metallkunde Bd. 21, S. 145—151, 190—196. 1929.

² Mit der vorliegenden Arbeit beginnt eine Reihe von Veröffentlichungen von Untersuchungen über den Einfluß von Blei, Zinn, Aluminium, Nickel, Eisen, Mangan, Silizium u. a. auf die Konstitution der Kupfer-Zink-Legierungen.

³ Vgl. Z. Metallkunde Bd. 13, S. 254—256, 491—495. 1921. Von der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde (Ausschuß zur Untersuchung der Einwirkung von Verunreinigungen im Messing) sind in den Jahren 1921 bis 1928 im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit einer Anzahl deutscher Metallwerke Untersuchungen über den Einfluß von Aluminium, Eisen, Blei und Zinn auf die verschiedenen mechanischen Eigenschaften der Messinglegierungen durchgeführt (vgl. die Berichte in Z. Metallkunde Bd. 13, S. 254—256, 491 bis 495. 1921; Bd. 16, S. 119—120. 1924; Bd. 17, S. 143 bis 144. 1925). Die Veröffentlichung eines Teiles der Ergebnisse befindet sich in der Z. Metallkunde Bd. 21, S. 152—159. 1929.

⁴ M. Keinert: Gewerbliche Metallkunde. Berlin 1926, Gebr. Borntraeger.

„scheinbaren“ Kupfergehalt zuschreiben¹. Zu der Gruppe der das Zink ersetzenden Zusatzmetalle gehören Aluminium und in sehr beschränktem Maße auch Zinn, während ein Nickelzusatz einen bestimmten Kupfergehalt ersetzen kann. Blei, Eisen, Magnesium und Silizium bilden schon bei sehr kleinen Gehalten neue Kristallarten.

Nach Guillet besitzt ein dem Messing zugesetztes Metall den Gleichwertigkeitskoeffizienten t , wenn 1 Teil des betreffenden Metalles t Teile Zink ersetzen muß, damit die ternäre Legierung dasselbe Gefüge hat wie die binäre². Bezeichnet man mit $A\%$ den wirklichen, mit $A'\%$ den scheinbaren Kupfergehalt der Legierung, mit $q\%$ die Menge des zugesetzten Metalles und mit t seinen Gleichwertigkeitskoeffizienten, so gelten nach Guillet folgende Beziehungen, auf deren Ableitung hier verzichtet sei:

$$\begin{aligned} 1. \quad q &= 100 \frac{(A - A')}{A'(t - 1)}. \\ 2. \quad t &= 1 + 100 \frac{(A - A')}{A' \cdot q}. \\ 3. \quad A' &= \frac{100A}{100 + q(t - 1)}. \end{aligned}$$

Guillet bestimmte die Gleichwertigkeitskoeffizienten der folgenden Metalle: Mangan = 0,5, Eisen = 0,9, Blei = 1, Zinn = 2, Magnesium = 2, Aluminium = 6, Silizium = 10 und Nickel = -0,9 bis -1,5.

Wenn auch nicht zu verkennen ist, daß der Guillet'sche Gleichwertigkeitskoeffizient verbreitete Anwendung

gefunden hat und bis heute die einzige Handhabe für die Auffindung der mutmaßlichen Struktur — und damit auch in gewissem Sinne der Eigenschaften — der ternären Sondermessinge gewesen ist, so haften dieser Methode doch sehr starke Mängel an, da das ihr zugrunde liegende Prinzip in dieser Form sicher keine Gültigkeit haben kann: Die Konstitution der ternären Systeme und insbesondere der dem Gleichwertigkeitskoeffizienten zugrunde liegende Verlauf der Löslichkeitsisothermen ist nicht so einfach, als daß den α - und β -Kristallarten gleiche und über ein größeres Konzentrationsgebiet konstante Gleichwertigkeitskoeffizienten zuzuschreiben wären. In den Fällen (z. B. bei Zusätzen von Blei, Eisen, Magnesium, Silizium und auch Zinn und Mangan), in denen sich nach dem Überschreiten der Löslichkeitsgrenzen schon bei verhältnismäßig kleinen Gehalten des Zusatzmetalles neue Kristallarten bilden, ist die Annahme eines Gleichwertigkeitskoeffizienten von vornherein hinfällig. Überdies hat Guillet die Gleichwertigkeitskoeffizienten durch Vergleich des mikroskopischen Gefüges von gegossenen Legierungen ermittelt, die sich sicher nicht im Gleichgewicht befunden haben¹.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die Annahme der von Guillet angegebenen Gleichwertigkeitskoeffizienten schon mit unserer heutigen Kenntnis nicht mehr verträglich ist; an seine Stelle hat das Zustandsschaubild zu treten. Nur bei Kenntnis der Konstitution ist die Entwicklung von Sondermessingen auf eine wissenschaftliche Grundlage zu stellen².

I. Der Einfluß von Blei.

Ein Beitrag zur Kenntnis des ternären Systems Kupfer-Zink-Blei.

Einleitung.

In den technischen Messinglegierungen befinden sich fast immer geringe Bleigehalte, die durch Verwendung bleihaltigen Zinks in die Legierung gelangen. Der zulässige Höchstgehalt an Blei ist in den verschiedenen Messinglegierungen sehr verschieden: Bei etwa 70% Cu darf der Bleigehalt nur einige hundertstel Prozente, bei etwa 65% Cu etwa zehntel Prozente betragen, während Legierungen mit 60 bis 57% Cu bis etwa 3% Pb enthalten können³. Bleigehalte oberhalb 3% führen leicht zu starken Schädigungen der mechanischen Eigenschaften, weil Blei in Kupfer-Zink-Schmelzen nur beschränkt löslich ist und dadurch in erhöhtem Maße zur Seigerung neigt.

In den reinen α -Legierungen ist ein Bleigehalt bekanntlich deshalb außerordentlich unerwünscht, weil man bleihaltiges α -Messing nicht warm walzen oder anderweitig warm bearbeiten kann. Die Warmsprödigkeit dieser Legierungen wird mit sehr großer Wahrscheinlichkeit darauf zurückzuführen sein, daß das Blei praktisch ungelöst ist und als elementares Blei vorliegt. Bei Temperaturen oberhalb 327° wird daher das Blei als eine die α -Kristalle umhüllende Bleischmelze zu einer Vereinzelung der Körner und damit zur Sprödigkeit der Legierung führen³. Spielt die Möglichkeit einer Warmverarbeitbarkeit der α -Messinge keine Rolle und werden an die mechanischen Eigenschaften keine hohen Anforderungen gestellt, so setzt man diesen Legierungen gern

¹ So hat z. B. eine Legierung mit 69,58% Cu, 4,95% Al, Rest Zink dasselbe Gefüge wie eine Legierung mit 56% Cu und 44% Zn (nach Guillet). Der scheinbare Kupfergehalt der ternären Legierung ist also 56%.

² Ersetzt man z. B. 2% Zn einer Legierung mit 70% Cu und 30% Zn durch Aluminium, so hat die ternäre Legierung dasselbe Gefüge wie eine binäre Legierung von der Zusammensetzung von 70 Teilen Cu und $28 + (2 \cdot 6) = 40$ Teilen Zink, wobei 6 der Gleichwertigkeitskoeffizient des Aluminiums nach Guillet ist. Auf 100% zurückgeführt erhält man: $\frac{70 \cdot 100}{70 + 40} = 63,63\%$ Cu, Rest Zn. 63,63% Cu ist der „scheinbare“ Kupfergehalt der ternären Legierung.

³ Nach Z. Metallkunde Bd. 13, S. 256. 1921.

¹ Nach der von Genders, Reader und Foster (J. Inst. Metals Bd. 40, S. 206-208. 1928) auf Grund der Untersuchungen von geglühten Legierungen angegebenen α ($\alpha + \beta$)-Grenzkurve im Cu-Zn-Al-System wäre der Gleichwertigkeitskoeffizient des Aluminiums mit 7,0 bis 7,1, im Gegensatz zu 6 nach Guillet, anzunehmen.

² Auf weitere Ausführungen und auf eine Besprechung des von Robin (Bull. Soc. d'encour Bd. 112, S. 12-41. 1913) angegebenen „Austauschkoeffizienten“ soll in diesem Zusammenhang verzichtet werden. Bei den einzelnen ternären Systemen wird gezeigt werden, ob die gewonnenen Ergebnisse mit dem Gleichwertigkeitskoeffizienten für das betreffende Zusatzmetall in Einklang stehen oder nicht.

³ Ähnlich verhält sich Wismut in Kupfer.

Schwingungsamplitude und oberhalb der kritischen Temperatur ist das Gitter derart gestört, daß keine Kräfte innerhalb des Gitters vorhanden sind, die das einzelne Atom in eine bestimmte Richtung einstellen können. Die Richtungsverteilung der Atomachsen des Zinks ist daher bei Temperaturen oberhalb des kritischen Punktes statistisch ungeordnet.“ Die Umwandlung im β -Mischkristall besteht danach in einem stetigen Übergang eines Gitters, in dem die Zinkatome längs der Gitterachsen gerichtet sind, in ein Gitter mit statistisch ungeordneten Richtungen der Atomachsen.

Durch diese Theorie finden, wie Johansson zeigen konnte, alle experimentellen Beobachtungen über die anormale Änderung des Wärmeinhalts, der thermischen Ausdehnung, des elektrischen Widerstandes und der eigenartigen, von K. Overbeck¹ gefundenen magnetischen Eigenschaften des β -Messings eine befriedigende und zwanglose Erklärung.

Da nach Johansson weiterhin die Eigenschaftsänderungen der ferromagnetischen Metalle während der Abmagnetisierung mit der Annahme von Drehschwingungen vereinbar sind, so besteht in der Tat die auch schon früher vermutete² weitgehende Analogie der Umwandlung im β -Messing mit der magnetischen Umwandlung des Eisens, Kobalts und Nickels.

Die Johanssonsche Arbeit dürfte die Untersuchungen über die Umwandlung des β -Messings zu einem gewissen Abschluß gebracht haben³.

Es muß hier noch auf eine Veröffentlichung von P. Saldau und I. Schmidt⁴ hingewiesen werden, in der die Verfasser die Ergebnisse ihrer bisher nur durch einen Diskussionsbeitrag⁵ bekannt gewordenen metallographischen Untersuchungen über den Verlauf der Grenzkurven im Gebiet der β' -Kristallart mitteilen.

In einem Anhang zu dieser Arbeit kritisiert Saldau die von uns⁶ zur Festlegung der β' ($\beta' + \gamma$)-Grenze unterhalb 470° verwendete Methode des Wiederanlassens nach vorherigem Abschrecken bei hohen Temperaturen. Saldau hält diese Methode hier für unanwendbar, da die β -Kristallart sich zuerst unter Ausscheidung von γ -Kristallen teilweise zersetzen müsse, und erst bei tieferen Temperaturen, nach der Umwandlung in β' , Wiederlösung der γ -Kristallart erfolge.

Bei der Bestimmung der β' ($\beta' + \gamma$)-Grenzkurve nach der Methode der doppelten Wärmebehandlung gingen wir von der Annahme aus, daß die beim Abschrecken bei hohen Temperaturen (800° und höher) mikroskopisch homogen erhaltenen Legierungen des fraglichen Kon-

zentrationbereiches durch Anlassen auf Temperaturen unterhalb 470° — von tieferen Temperaturen kommend — unmittelbar dem für die betreffende Anlaßtemperatur geltenden Gleichgewichtszustand zustreben, d. h. also, daß Entmischung eintreten wird oder nicht, je nachdem, ob die Legierung bei dieser Temperatur im Gleichgewichtszustand heterogen oder homogen ist. Das Temperaturgebiet oberhalb 470° , in dem der β -Mischkristall unter Ausscheidung von γ -Kristallen entmischt wird, wird bei dieser Wärmebehandlung nur während der raschen Abschreckung durchschritten, eine mikroskopisch sichtbare Entmischung findet dabei jedoch nicht statt.

Nachdem nunmehr von Saldau und Schmidt mitgeteilt wird, daß ihre Proben auch nach der Wärmebehandlung analysiert wurden, erscheint es nicht unberechtigt, anzunehmen, daß die von uns angewendete Methode in diesem Falle nicht zum Gleichgewichtszustand führt. Das könnte nur darauf zurückzuführen sein, daß während des Abschreckens eine ultramikroskopische Entmischung eintritt, die beim nachfolgenden Anlassen zunächst vollständig wird und damit auch mikroskopisch zu erkennen ist. Erst durch längeres Glühen würde dann die Legierung in den Gleichgewichtszustand übergehen, d. h. es würde eine Wiederlösung der ausgeschiedenen γ -Kristalle eintreten.

Zur Entscheidung dieser Frage haben wir Versuche angesetzt, über deren Ergebnisse später berichtet werden wird.

Die sehr verwickelte Röntgenstruktur des γ -Messings¹ ist von Bradley und Thewlis² aufgeklärt worden. Die 52 Atome des Elementarwürfels sind auf vier Gruppen verteilt, in denen die Atome untereinander strukturell gleichwertig sind. Diese Gruppen umfassen die Zahlen 8, 8, 12 und 24. Aus den Photogrammen der dem γ -Messing analogen Ag-Zn- und Au-Zn-Kristallarten, in denen die beiden Atomarten sich in ihrem Streuungsvermögen viel mehr unterscheiden als die im periodischen System nebeneinander stehenden Elemente Cu und Zn, konnten Bradley und Thewlis schließen, daß 20 (= 8 + 12) Atome des Elementarwürfels aus Silber, Gold bzw. Kupfer bestehen, während die übrigen 32 (= 8 + 24) Atome Zinkatome sind. Die Formel der chemischen Verbindung, die der γ -Kristallart zugrunde liegt, ist daher Cu_5Zn_8 ³. Tatsächlich fällt eine Legierung dieser Zusammensetzung (mit 37,80 Gew.-% Cu) in das Gebiet der γ -Kristallart. Die Verbindung Cu_5Zn_8 existiert also nach dieser Untersuchung tatsächlich nicht⁴.

b) Kupfer-Blei (Abb. 2).

C. T. Heycock und F. H. Neville⁵ untersuchten den Einfluß geringer Kupferzusätze auf den Schmelzpunkt des Bleis (327°) und fanden einen eutektischen

¹ K. Overbeck: Ann. d. Physik Bd. 46, S. 677—697. 1915.

² O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 52f.

³ Es bliebe jetzt noch durch Röntgenuntersuchungen bei höheren Temperaturen zu beweisen, daß die gleichartige Umwandlung in der β -Kristallart der Ag-Zn-Legierungen, deren Atomarten durch eine größere Differenz im Streuungsvermögen ausgezeichnet sind als die Cu- und Zn-Atome, nicht doch durch Verteilungsänderungen der Atome bedingt sind.

⁴ P. Saldau und I. Schmidt: Z. anorg. Chem. Bd. 173, S. 273—286. 1928.

⁵ O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 19f., 24, 27f., 58, 77, 115f.

⁶ O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 113ff.

¹ O. Bauer und M. Hansen, A. a. O., S. 82.

² A. J. Bradley und J. Thewlis: Proc. Roy. Soc. London [A] Bd. 112, S. 678—692. 1926.

³ Und nicht Cu_4Zn_9 , wie Westgren und Phragmén fälschlich angenommen haben.

⁴ O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 78.

⁵ C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 61, S. 906. 1892.

Punkt bei etwa 0,06% Cu und 326°. H. Gautier¹ bestimmte zuerst die vollständige Kurve des Beginns der Erstarrung und stellte dabei ein Minimum bei etwa 50% Cu und 930° und ein Maximum bei etwa 30% Cu und 970° fest. W. C. Roberts-Austen² und besonders Heycock und Neville³ wiesen durch sehr sorgfältige Untersuchungen nach, daß sich Kupfer und Blei im flüssigen Zustande nicht in allen Verhältnissen mischen, und daß demnach die Liquidus-Kurve über ein weites Konzentrationsgebiet horizontal verläuft. Die Temperatur der Horizontalen und die Konzentrationen der bei dieser Temperatur an Kupfer bzw. Blei gesättigten Schmelzen wurde von Roberts-Austen zu 952° und 62 bzw. 23% Cu bestimmt; von Heycock und Neville sind die entsprechenden Daten zu 954° und 60 bzw. etwa 15% Cu ermittelt. Die von A. H. Hiorns⁴ angegebene Kurve ist demgegenüber als ein Rückschritt zu bezeichnen, da er ausdrücklich hervorhebt, daß die Kurve zwischen 60 und 20% Cu nicht horizontal verläuft. Die eingehende Untersuchung von K. Friedrich und A. Leroux⁵ und die mehr oberflächliche Nachprüfung von F. Giolitti und M. Marantonio⁶ führte dagegen — wenigstens hinsichtlich der qualitativen Verhältnisse — zu einer völligen Bestätigung der älteren Ergebnisse. Diese Forscher fanden für die Grenzkonzentration der kupferreicheren der beiden flüssigen Schichten etwa 64 bzw. etwa 62% Cu, für diejenige der bleireicheren Schicht etwa 15 bzw. 13,5% Cu. Die zugehörigen Temperaturen liegen bei 953° bzw. 949°. Es muß jedoch bemerkt werden, daß die von Friedrich und Leroux auf Grund von Abkühlungskurven ermittelte Kurve ähnlich wie die von Hiorns schon bei ziemlich hohen Kupfergehalten stark nach der Bleiseite abfällt, was darauf zurückzuführen sein wird, daß kein Erstarrungsgleichgewicht herrschen konnte, da während des Erkaltes nicht gerührt wurde.

Der Verlauf der Entmischungs- oder Löslichkeitskurve im Gebiet der Schmelze wurde erstmalig von K. Friedrich und M. Waehlert⁷ an einer Legierung mit 35% Cu bestimmt, indem die Zusammensetzung der beiden miteinander im Gleichgewicht befindlichen Schmelzen (nach kräftigem Rühren) für 954°, 975°, 1000° und 1025° festgestellt wurde. Danach mündet die Entmischungskurve für den Gleichgewichtszustand in die Liquiduskurve bei 54 und 19% Cu ein; das Maximum der Kurve liegt bei etwa 35,5% Cu und 1025° (Abb. 2). K. Bornemann und K. Wagenmann⁸ versuchten die Ausdehnung des Existenzgebietes zweier

Schmelzen durch Messungen des elektrischen Widerstandes bis herauf zu 1300° abzugrenzen. Der kritische Punkt wäre danach noch beträchtlich oberhalb 1500° zu suchen (Abb. 2). Dieses Ergebnis steht mit dem von Friedrich und Waehlert gar nicht im Einklang, weil möglicherweise während der Messung bei fallender Temperatur kein Gleichgewicht geherrscht hat. Friedrich und Waehlert fanden nämlich, daß vollkommene Mischbarkeit im flüssigen Zustande bei unvollständigem „Gleichgewicht“ (d. h. bei schwachem Rühren und kurzer Ruhezeit) erst wesentlich oberhalb 1025° auftritt. Gegen die Richtigkeit der Messungen von Friedrich und Waehlert spricht allerdings die von ihnen zu 54% Cu gefundene Konzentration der kupferreichen Schmelze, da dieser Wert von den thermisch gefundenen Werten erheblich abweicht. Bei Bornemann und

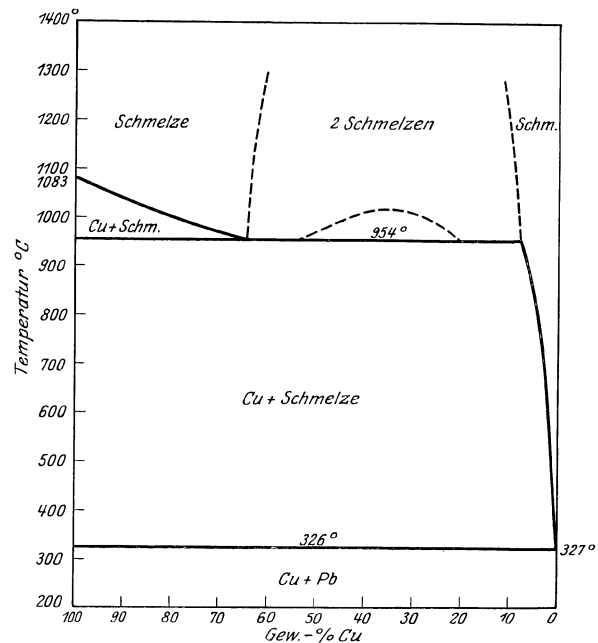


Abb. 2. Zustandsschaubild des Systems Kupfer-Blei.

Wagenmann treffen die beiden Äste der Entmischungskurven mit großer Genauigkeit bei denjenigen Konzentrationen auf die Horizontale von 954°, die nach dem Erstarrungsschaubild zu erwarten sind. Die Konzentration der bleireichen Schmelze wurden übrigens von Bornemann und Wagenmann durch Abkühlungskurven von großen Schmelzen (etwa 670 g), die während des Erkaltes kräftig gerührt wurden, und unter Berücksichtigung der Haltezeiten einwandfrei zu 7,35% Cu festgelegt. Bei allen früheren Arbeiten ist also der Kurvenabfall bei Kupfergehalten oberhalb 7,5% auf mangelndes Erstarrungsgleichgewicht zurückzuführen. B. Bogitsch¹ bestimmte den Verlauf der Entmischungskurve durch Abschrecken kleiner Flüssigkeitströpfchen von Temperaturen oberhalb und unterhalb der Kurve und fand den kritischen Punkt bei etwa 25% Cu und 970°; die Endpunkte liegen bei 65,5 und 13% Cu. Danach würde sich also das Existenzgebiet zweier Schmelzen schon 16° oberhalb der Horizontalen wieder schließen.

¹ H. Gautier: Bull. Soc. d'encour 1896, S. 1293—1318.

² W. C. Roberts-Austen: Proc. Inst. Mech. Eng. Bd. 63, S. 253—255. 1897; Engineering Bd. 63, S. 253—255. 1897.

³ C. T. Heycock und F. H. Neville: Phil. Trans. Roy. Soc. [A] Bd. 189, S. 42—45, 60—62. 1897.

⁴ A. H. Hiorns: J. Soc. Chem. Ind. Bd. 25, S. 618—619. 1906.

⁵ K. Friedrich und A. Leroux: Metallurgie Bd. 4, S. 299—302. 1907.

⁶ F. Giolitti und M. Marantonio: Gazz. chim. ital. Bd. 40 (I), S. 51—59. 1910.

⁷ K. Friedrich und M. Waehlert: Metall u. Erz Bd. 10, S. 578—586. 1913.

⁸ K. Bornemann und K. Wagenmann: Ferrum Bd. 11, S. 291—293, 309—310. 1913/14.

¹ B. Bogitsch: Comptes Rendus Bd. 161, S. 416—417. 1915.

Dieses Ergebnis erscheint sehr zweifelhaft, zumal die von Bogitsch angewandte Methode wohl kaum zur Bestimmung der Grenzen von Mischungslücken im flüssigen Zustand geeignet ist.

Nach sämtlichen Ergebnissen der thermischen Untersuchungen ist über die Konstitution der Cu-Pb-Legierungen zu sagen, daß im flüssigen Zustande eine Mischungslücke existiert, deren Ausdehnung bei 954° mit 62 bis 7,5% Cu anzunehmen ist. Ob der kritische Punkt schon bei 1025° (Friedrich und Waehlert) oder erst bedeutend oberhalb 1500° (Bornemann und Wagenmann) liegt, ist nach den genannten Arbeiten nicht einwandfrei zu entscheiden. Kupfer und Blei bilden keine Verbindungen miteinander. Das Eutektikum Cu-Pb fällt praktisch mit reinem Blei zusammen (siehe Abb. 2).

Die mikroskopische Prüfung der Legierungen, wie auch die Spannungsmessungen von N. Puschin¹, wonach über dem ganzen Konzentrationsgebiet die Spannung des reinen Bleis herrscht, stehen mit den thermischen Untersuchungen in vollkommener Übereinstimmung.

Über die Löslichkeit von Blei in festem Kupfer, die in diesem Zusammenhange besonders interessiert, liegen keine direkten Bestimmungen vor, doch ist nach den Leitfähigkeitsmessungen von L. Addicks² sowie N. B. Pilling und G. P. Halliwell³ anzunehmen, daß sie noch unterhalb 0,05 bzw. 0,02% Pb liegt.

c) Zink-Blei (Abb. 3).

Das Zustandsschaubild der Zink-Blei-Legierungen weist ebenfalls eine große Mischungslücke im flüssigen

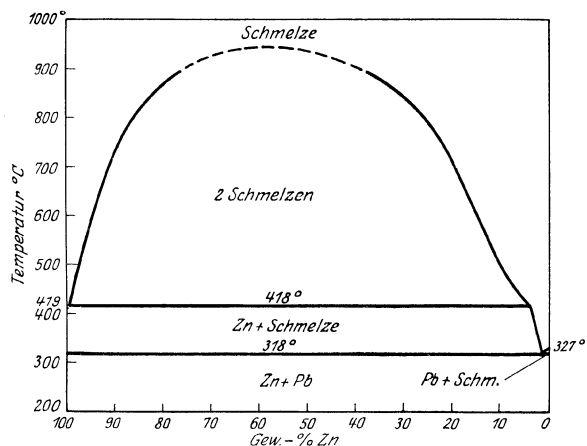


Abb. 3. Zustandsschaubild des Systems Zink-Blei.

Zustand auf, deren Ausdehnung von W. Spring und L. Romanoff⁴ bei verschiedenen Temperaturen bis herauf zu 900° durch Analysen der beiden miteinander im Gleichgewicht befindlichen flüssigen Schichten be-

¹ N. Puschin: J. Russ. Phys.-chem. Ges. Bd. 39, S. 869 bis 897. 1907.

² L. Addicks: Trans. Amer. Inst. Min. Eng. Bd. 36, S. 18 bis 27. 1906.

³ N. B. Pilling und G. P. Halliwell: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 73, S. 679—692. 1926.

⁴ W. Spring und L. Romanoff: Z. anorg. Chem. Bd. 13, S. 29—35. 1896.

stimmt wurde. C. T. Heycock und F. H. Neville^{1,2} fanden, daß der Schmelzpunkt des Bleis (327°) durch etwa 0,7% Zn auf 318° erniedrigt wird (eutektischer Punkt), und daß ein Bleizusatz von etwa 1% den Schmelzpunkt des Zinks (419°) auf 418° erniedrigt (monotektischer Punkt). Höhere Bleigehalte (bis zu 15,15%) änderten diese Temperaturen nicht mehr. Die Zusammensetzung der bei 418° miteinander im Gleichgewicht stehenden Schmelzen wurde von P. Th. Arnemann³ auf Grund eingehender thermischer Untersuchungen zu 99,5 und 3,4% Zn ermittelt. Der eutektische Punkt liegt nach Arnemann — ebenfalls in guter Übereinstimmung mit Heycock und Neville — bei 1,2% Zn und 317°. S. Konno⁴ bestimmte die Temperaturen des Beginns und des Endes der Erstarrung mit Hilfe von Widerstandstemperaturkurven zu 416° und 316°. Die Zusammensetzung der bei 416° an Blei gesättigten Schmelze wäre nach Konno zwischen 5 und 10% Zn zu suchen. W. M. Peirce⁵ fand, daß Leitfähigkeitsmessungen keinen Anhalt für eine Löslichkeit von Blei in Zink gaben. In einer Legierung mit nur 0,03% Pb war das Blei bereits mikroskopisch einwandfrei zu erkennen.

In Abb. 3 ist das auf Grund der vorliegenden Untersuchungen gezeichnete Zustandsschaubild wiedergegeben.

2. Frühere Untersuchungen über das Dreistoffsystem⁶.

Die Wirkung von Bleizusätzen auf das Gefüge der Messinglegierungen wurde erstmalig von L. Guillet in zwei Arbeiten^{7,8} beschrieben. Während er in der ersten Veröffentlichung feststellte, daß sich Blei im festen Zustande nicht mit Messing legiert, jedoch eine kornverfeinernde Wirkung ausübt, kommt er in der zweiten Arbeit zu der Ansicht, daß sowohl in α - als in β -Messing etwa 0,9% Pb löslich seien⁹, und daß diese Löslichkeit offenbar von der Zusammensetzung des Mischkristalles unabhängig sei. Bei höheren Bleigehalten ist nach Guillet das Blei als elementares Blei in Form kleiner Kugeln in und zwischen den Kristalliten eingelagert. Messinglegierungen mit mehr als 5% Pb neigen zu starken Seigerungen und bekommen dadurch ein fleckiges Aussehen. Den Gleichgewichtskoeffizienten (s. o.) nahm Guillet mit 1 an.

Es muß bemerkt werden, daß alle Schlußfolgerungen aus der Prüfung von gegossenen Proben gezogen wurden.

¹ C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 61, S. 905. 1892.

² C. T. Heycock und F. H. Neville: J. Chem. Soc. Bd. 71, S. 394, 402. 1897.

³ P. Th. Arnemann: Metallurgie Bd. 7, S. 201—211. 1910.

⁴ S. Konno: Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. Bd. 10, S. 57 bis 74. 1921.

⁵ W. M. Peirce: Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 68, S. 768—769. 1923.

⁶ Es werden nur die Arbeiten berücksichtigt, in denen der Aufbau ternärer Cu-Zn-Pb-Legierungen ohne einen absichtlich zugesetzten Gehalt an anderen Metallen untersucht wurde.

⁷ L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 2, S. 97—116. 1905.

⁸ L. Guillet: Rev. Mét. Bd. 3, S. 243—288. 1906.

⁹ In Übereinstimmung damit fand Guillet, daß Bleigehalte unter 0,8 bis 0,9% auch ohne schädlichen Einfluß auf die mechanischen Eigenschaften sind.

Die Legierungen befanden sich also nicht im Gleichgewicht.

G. D. Bengough und O. F. Hudson¹ veröffentlichten Gefügebildungen von wärmebehandelten Proben einer Legierung mit 71,0% Cu, 0,25% Pb, 0,2% Fe, 0,02% Sn, Rest Zn. Daraus geht hervor, daß die Löslichkeitsgrenze für Blei — bei einem allerdings gleichzeitig vorhandenen Eisengehalt — bedeutend unterhalb 0,25% liegen muß. Die Verfasser sagen aus, daß das Blei in den α -Kristallen in mehr oder weniger runden Teilchen eingelagert ist, die sich durch Glühen bei sehr hohen Temperaturen (etwa 910 bis 930°) zwischen den α -Kristalliten absondern.

1914 haben N. Parravano, C. Mazzetti und R. Moretti² das ganze Dreistoffsystem thermisch untersucht. Da ihre Arbeit in Deutschland wenig bekannt geworden ist, soll sie hier etwas eingehender besprochen werden.

Die Ausarbeitung erfolgte mit Hilfe mehrerer Schnitte, die für konstante Bleigehalte von 2, 4, 10, 15, 20, 30 und 50% durch das Temperaturkonzentrationsmodell gelegt wurden. Von den Schmelzen (vgl. Abb. 9), die aus Elektrolytkupfer, Zink „pro analysi“ (von Merck) und Blei (Kahlbaum) hergestellt waren, wurden Abkühlungskurven aufgenommen; die Einwaage betrug 100 g. Da es nur galt, einen Überblick über die Kristallisationsverhältnisse, insbesondere über die Ausdehnung der Mischungslücke im flüssigen Zustand zu bekommen, beschränkten sich die Verfasser auf die Festlegung der Fläche des Beginns der Erstarrung, der Fläche der Bildung zweier Schmelzen (einer kupferreichen und einer bleireichen) und der angenäherten Bestimmung der Temperaturen der sich zwischen Kristallen und Schmelzen abspielenden Reaktionen, die sich vom Zink-Kupfer-System in das ternäre System hinein erstrecken. Die Gleichgewichtsverhältnisse nach beendeter Erstarrung der kupferreichen Schmelzen wurden nicht untersucht. Die thermische Bestimmung der Grenzcurve der Mischungslücke im flüssigen Zustande wurde durch Analysen der beiden Schichten ergänzt.

In der Abb. 4 sind die aus den thermischen Werten gewonnenen Isothermen sowie die Projektion der Grenzcurve wiedergegeben. Die Untersuchung hat also gezeigt, daß das Entmischungsgebiet im flüssigen Zustand durch das ganze System hindurch verläuft. Während also die Mischungen, deren Zusammensetzungen in das Gebiet Cu-A-Zn fallen, durch Legieren darstellbar sind, bilden die Legierungen der Mischungslücke bei den Temperaturen der in Abb. 4 gezeichneten Isothermen zwei flüssige Schichten — eine kupferreiche und eine bleireiche —, die sich gegeneinander absetzen und jede für sich erstarren. Theoretisch wäre übrigens zu erwarten, daß die Grenzcurve (und deren Projektion AZn) beim Schneiden der neu auftretenden Flächen des Beginns der Ausscheidung der β -, γ -, δ -, ϵ - und η -Kristallarten jedesmal eine Richtungsänderung erfährt.

In den Abb. 5 bis 8 haben wir die von den Verfassern gegebenen thermischen Werte, soweit sie für die vorliegende Untersuchung von Bedeutung sind, zu Schnittdiagrammen zusammengestellt. Es entsprechen: a) die Punkte den Temperaturen der Ausscheidung der α -, β - bzw. γ -Kristallart, b) die Kreuze den Temperaturen der Bildung zweier Schmelzen und c) die Kreise den Temperaturen der Reaktionen zwischen α - bzw. β -Kristallen und Schmelze. Mit Ausnahme der Fälle, in denen nach Parravano die unter b und c genannten Temperaturen praktisch zusammenfallen, liegen die unter b bezeichneten Temperaturen ein wenig oberhalb der unter c genannten, doch sind die letzteren gegenüber den analogen Reaktionstemperaturen im Zn-Cu-System nur wenig verschoben. Der Zusammenhang der einzelnen thermischen Effekte untereinander blieb jedoch ungeklärt.

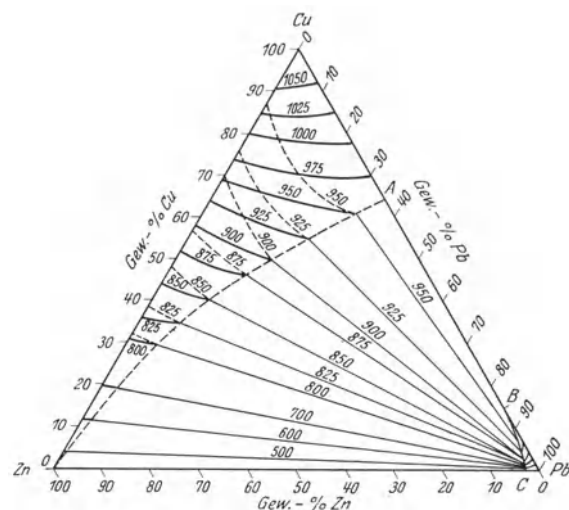


Abb. 4. Die Isothermen des Beginns der Erstarrung und der Entmischung der Schmelze im System Blei-Zink-Kupfer (nach Parravano, Mazzetti und Moretti).

Die Erstreckungsbereiche der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelzen — entsprechend den Verhältnissen im Cu-Zn-System — sind aus der in Abb. 9 wiedergegebenen Übersicht über Parravanos Schmelzen zu ersehen. Die Kreuze deuten an, daß in den betreffenden Legierungen Umsetzungen zwischen primär ausgeschiedenen Kristallen und übriggebliebener Schmelze stattgefunden haben. Die theoretisch zu erwartende Ausdehnung dieser Reaktionsflächen (im Gleichgewichtszustand) geht aus der Schraffierung hervor. In dem in diesem Zusammenhang weniger interessierenden kupferarmen Gebiet überdecken sich die Flächen.

Das Ende der Erstarrung wird von Parravano und seinen Mitarbeitern bei 327°, dem Erstarrungspunkt des reinen Bleis, angenommen, doch wird von den Verfassern ausdrücklich betont, daß auch Erstarrungstemperaturen einige Grad unterhalb 327° beobachtet wurden. Da im System Cu-Pb das Eutektikum zwischen Kupfer und Blei praktisch mit reinem Blei zusammenfällt, im System Zn-Pb das Ende der Erstarrung aber bei 318° liegt (Eutektikum bei 1,2% Pb), so muß im Dreistoffsystem das Ende der Erstarrung unterhalb oder bei 318° zu suchen sein. Man hat es also bei den zuletzt

¹ G. D. Bengough und O. F. Hudson: J. Inst. Metals Bd. 4, S. 92—111. 1910.

² N. Parravano, C. Mazzetti und R. Moretti: Gazz. chim. ital. Bd. 44 [II], S. 478—502. 1914.

erstarrenden Teilen der Schmelze in den technischen Bleimessingen streng genommen nicht mit reinem Blei, sondern mit einem außerordentlich bleireichen ternären Eutektikum zu tun.

Offenbar ohne Kenntnis von Parravanos Arbeit hat H. Niclassen¹ einen Überblick über das Dreistoffsystem gegeben und sich in der Hauptsache mit der Festlegung des Entmischungsgebietes im flüssigen Zustande befaßt. Die Arbeit ist bedeutend weniger umfangreich als die italienische. Es wurden nur 21 Schmelzen hergestellt, von denen Abkühlungskurven aufgenommen und die auf die Bildung zweier Schichten geprüft wurden.

der Schmelzen, die kupferreicher sind als Punkte der Parravanoschen Kurve, zeigten nach Parravano eine primäre Verzögerung entsprechend der Ausscheidung der kupferreichen Kristallarten (α bzw. β) und eine nachfolgende Verzögerung entsprechend der Bildung zweier Schmelzen, während bei den Schmelzen innerhalb der Mischungslücke die Entmischung mit dem Beginn der Erstarrung identisch war.

Grundsätzlich ist in vorliegendem und ähnlichen Fällen der thermischen Analyse vor der mikroskopischen Prüfung der Vorzug zu geben, da bei den Temperaturen der Bildung zweier flüssiger Schichten eine weitaus größere Annäherung an den Gleichgewichtszustand be-

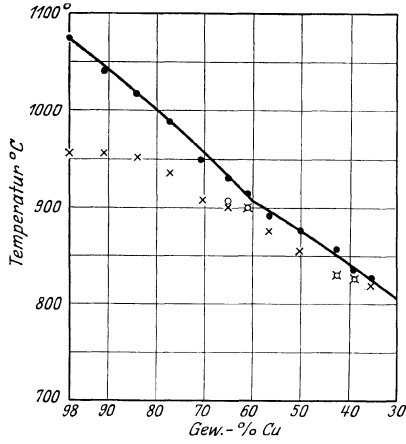


Abb. 5.

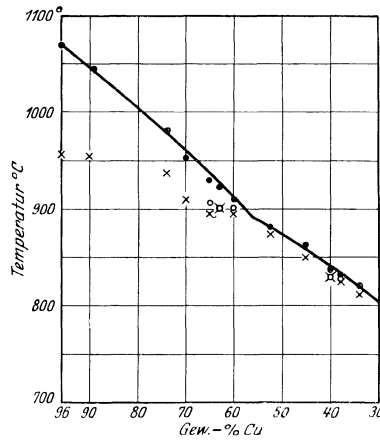


Abb. 6.

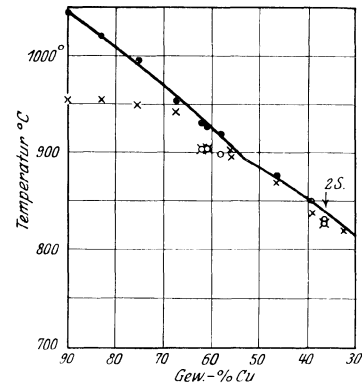


Abb. 7.

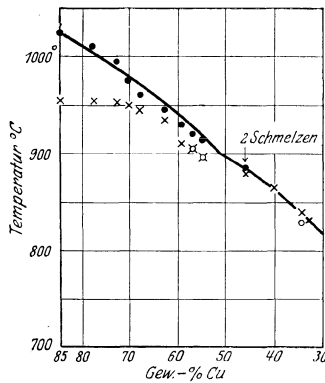


Abb. 8.

Abb. 5. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 2%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 6. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 4%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 7. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 10%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Abb. 8. Thermische Daten der Legierungen mit konstantem Bleigehalt von 15%. (Nach Parravano, Mazzetti und Moretti.)

Zeichenerklärung für die Abb. 5—8.

- Temperaturen des Beginns der Erstarrung,
- × Temperaturen des Beginns der Entmischung der Schmelze,
- Temperaturen der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelze.

Die von Niclassen bestimmte Grenzkurve (Abb. 10) weicht erheblich von der Kurve Parravanos ab. Man sieht aus Abb. 10, daß ein Zusatz von Zink zu Kupfer-Blei-Legierungen die in diesen Legierungen bestehende Mischungslücke bedeutend erweitert².

Wir geben jedoch der Parravanoschen Kurve den Vorzug, da sie sich auf eine größere Anzahl Schmelzen³ stützt, aus deren thermischen Werten der angegebene Verlauf eindeutig hervorgeht: Alle Abkühlungskurven

steht als nach beendeter Abkühlung. Durch starke Seigerungen¹ infolge des Unterschiedes im spezifischen Gewicht können leicht 2 Schichten gebildet werden, die dann zu einem falschen Rückschluß führen. Überdies kann man beim Zulegieren von Blei zu der flüssigen Messingschmelze häufig beobachten, daß das flüssige Blei bei mangelhaftem Rühren auf den Boden des Tiegels sinkt und sich der Lösung dadurch von vornherein entzieht.

In weiterer Abweichung von Parravanos Ergebnissen fand Niclassen, daß die Temperatur der Bildung von zwei Schmelzen von 952° im Cu-Pb-System ausgehend zunächst auf 980° ansteigt (Linie *uv* in Abb. 10) und dann nach 418° im Zn-Pb-System abfällt.

¹ N. Niclassen: Forsch.-Arb. z. Metallkunde, Heft 7. Berlin 1922, Gebr. Borntraeger.

² Die Kurve von Parravano ist zum Vergleich eingezeichnet.

³ Die von Niclassen angenommene starke Erweiterung der Mischungslücke im Cu-Pb-System durch Zinkzusatz stützt sich fast ausschließlich auf die Prüfung nur einer Legierung (Nr. 2).

¹ Solche wurden von Guillet schon bei Legierungen mit 5% Cu beobachtet.

Nach Beobachtungen von K. Hanser¹ liegt die Sättigungsgrenze für Blei in 60 : 40-Messing, das $\frac{1}{2}$ St. bei 650° geglüht und darauf langsam im Ofen erkaltet war, zwischen 0,8 und 1,02% Pb. Bei gegossenem 60 : 40-Messing fand er dagegen bereits bei 0,2% Pb feine punktförmige Ausscheidungen von Blei. Weiterhin stellte er fest, daß in Legierungen mit gleichen Bleigehalten, aber steigendem Gehalt von Zinnzusätzen eine Bleiauscheidung in steigendem Maße stattfand, was für eine gewisse Löslichkeit des Bleis im 60 : 40-Messing sprechen würde.

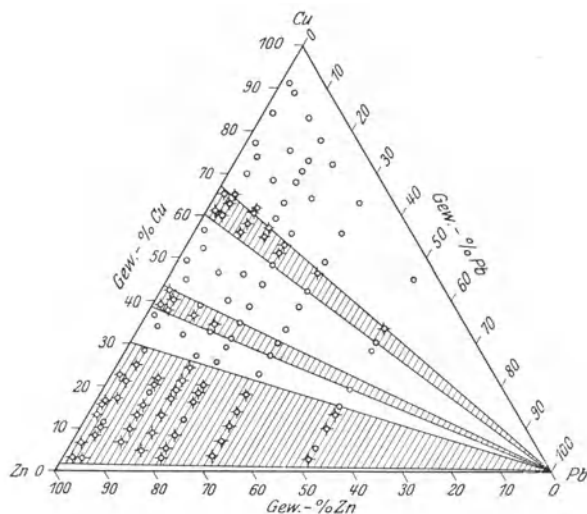


Abb. 9. Übersicht über die von Parravano, Mazzetti und Moretti hergestellten Schmelzen und die Ausdehnungsgebiete der Reaktionen zwischen Kristallen und Schmelzen.

D. Bunting² veröffentlichte einige Gefügeaufnahmen von bleihaltigen α -, ($\alpha + \beta$)- und β -Legierungen, aus denen hervorgeht, daß der größte Teil des Bleis in Form kleiner Kügelchen regellos innerhalb der Kristallite (besonders bei β -Messing) verteilt ist, während nur ein kleiner Teil (am wenigsten bei ($\alpha + \beta$)-Messing) zwischen den Korngrenzen ausgeschieden ist. Der Verfasser nimmt an, daß „winzige“ Bleigehalte in den Kristallarten der Messinglegierungen löslich sind.

3. Eigene Untersuchungen.

a) Experimentelles³.

Die Legierungen wurden hergestellt aus Elektrolytkupfer⁴, reinstem Zink „Kahlbaum“ und Elektrolytblei⁴. Das Zink wurde zuerst in Porzellantiegeln (in einem Platinofen von Heraeus) unter einer Boraxdecke geschmolzen und das Kupfer in etwa erbsengroßen Stücken unter dauernder Temperaturkontrolle nach und nach zugegeben, bis alles gelöst war. Zuletzt wurde das Blei hinzugefügt. Die Einwaage betrug 200 g. 0,5% Zn wurden bei der Einwaage als Abbrand in Rechnung gesetzt.

¹ K. Hanser: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 91—95. 1924.

² D. Bunting: J. Inst. Metals Bd. 33, S. 97—106. 1925.

³ Ein Teil der experimentellen Arbeiten lag in Händen von Fr. Irmgard Gabrich, der für ihre Mitarbeit gedankt sei.

⁴ Auch an dieser Stelle sei der Firma Mansfeld, A.-G. für Bergbau und Hüttenbetrieb, Eisleben, für die kostenlose Überlassung des Elektrolytkupfers, der Siemens & Halske A.-G., Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, für die kostenlose Überlassung des Elektrolytbleis bestens gedankt.

Zur Aufnahme von Abkühlungskurven (Zeit-Temperaturkurven) durch subjektive Beobachtung am Millivoltmeter wurden die Schmelzen im Ofen erkaltet gelassen. Für Temperaturmessungen dienten von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichte Pt-Pt/Rh-Thermoelemente, deren Eichkurve von Zeit zu Zeit an den Erstarrungspunkten reiner Metalle nachgeprüft wurde.

Zur Feststellung der Gleichgewichtskurven nach der Abschreckmethode wurden in allen Fällen gegossene

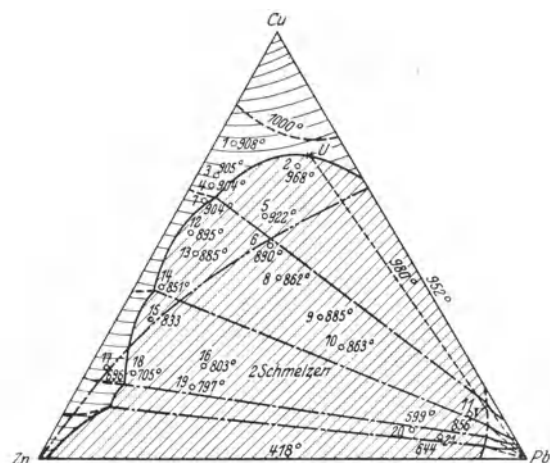


Abb. 10. Verlauf der Mischungslücke im flüssigen Zustand im System Blei-Zink-Kupfer nach Niassén.
- - - Grenzkurve nach Parravano.

Legierungen verwendet, in denen die Einstellung des Gleichgewichtes wegen des viel kleineren Kornes bedeutend schneller erfolgt als in langsam erkalteten Schmelzen, und in denen eine gleichmäßige Verteilung des Bleis gewährleistet ist. Die Schmelzen wurden auf Temperaturen etwa 100° oberhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung erhitzt und in eine schwach vorgewärmte Kokille aus weichem Eisen von 15 mm Wandstärke zu Vierkantstäben von 12 × 12 mm Querschnitt vergossen. Kräftiges Umrühren vor dem Vergießen war unerlässlich.

Die Glühungen erfolgten in horizontalen Röhrenöfen (Platinöfen) ohne Anwendung einer neutralen oder reduzierenden Atmosphäre¹. Die Einstellung des Gleichgewichtes erforderte nur verhältnismäßig kurze Zeit, die durch Vorversuche festgestellt war. Auch wurde in geeigneten Fällen von einer doppelten Wärmebehandlung (Abschrecken bei hohen Temperaturen und Wiederanlassen bei tieferen Temperaturen) Gebrauch gemacht². Das Abschrecken geschah in der Regel durch möglichst schnelles Herausziehen der Proben aus dem Ofen und Eintauchen in Eiswasser oder Wasser.

Als Ätzmittel wurde neben einer 10proz. wäßrigen Chromsäurelösung hauptsächlich ammoniakalische Kupferammoniumchloridlösung verwendet.

In sämtlichen Legierungen wurde der Blei- und Kupfergehalt bestimmt. Die zur Gefügeuntersuchung dienenden abgeschreckten Probestücke (10 mm lange Stücke der Gußstäbe) wurden nach der Wärmebehand-

¹ O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 85.

² O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 86.

lung nicht abermals analysiert, da der an der Oberfläche auftretende Zinkverlust bei kurzen Glühdauern nur gering ist¹. Überdies wurde die mikroskopische Prüfung auf einer Fläche, die mindestens 2 mm unterhalb der Oberfläche lag, ausgeführt. Der Verlauf der Grenzflächen im ternären System wäre bei der Zahl der verwendeten Legierungen durch eine abermalige Analyse der geglühten Proben, wie aus der Tabelle 1 hervorgeht, nur unwesentlich beeinflusst worden². Eine Erhöhung der Genauigkeit hätte nur durch eine bedeutend größere Anzahl Legierungen erreicht werden können.

Tabelle 1.

Änderung der Zusammensetzung einiger Legierungen durch Wärmebehandlung (1 Std. bei 800° geglüht, innerhalb 1 Std. auf 870° erhitzt und abgeschreckt).

Leg.	Zusammensetzung vor dem Glühen		Zusammensetzung nach dem Glühen	
	Gew.-% Cu	Gew.-% Pb	Gew.-% Cu	Gew.-% Pb
6110	61,56	1,08	61,71	0,98
6115	60,96	1,47	61,05	1,48
6120	61,08	1,99	60,96	1,93
6125	61,14	2,25	61,15	2,03

b) Thermische Untersuchung.

Auf Grund der Zweistoffsysteme Cu-Zn und Cu-Pb³ ist über den Verlauf der Erstarrungs- und Umwandlungsflächen im ternären System zu vermuten, 1. daß auch in den Legierungen des kupferreichen Teiles des ternären Systems eine Entmischung der Schmelze nach der Beziehung Schmelze_{Cu} ⇌ α + Schmelze_{Pb} in Analogie mit der monotektischen Reaktion im Cu-Pb-System erfolgt, 2. daß sich die peritektische Reaktion α + Schmelze ⇌ β, vom Zn-Cu-System ausgehend, nach Art der oberen schraffierten Fläche der Abb. 9 in das ternäre System erstreckt⁴, 3. daß die unter 1 und 2 genannten Reaktionen sich innerhalb eines gewissen Konzentrationsbereiches irgendwie „vereinigen“ müssen. Da Kupfer kein merkliches Lösungsvermögen für Blei besitzt, werden auch die sich ausscheidenden α- und β-Kristalle keine größeren Mengen Blei gelöst enthalten.

Die thermische Untersuchung von Parravano, Mazzetti und Moretti (vgl. Abb. 5 bis 8) hat gezeigt, 1. daß die Temperatur des Beginns der Entmischung der Schmelze innerhalb der Legierungen des α-Mischkristallgebietes bei abnehmendem Kupfergehalt zu tieferen Temperaturen verschoben wird, 2. daß die Temperatur des Beginns der peritektischen Reaktion durch Bleizusatz nur unwesentlich beeinflusst wird, 3. daß die Temperatur des Beginns der peritektischen Reaktion nur wenige Grad oberhalb der Temperatur der Bildung zweier Schmelzen liegt oder mit ihr zusammenfällt, und 4. daß die Entmischung der Schmelze in den Legierungen, die unter Primärkristallisation von β er-

starren, wenig unterhalb des Beginns der Erstarrung eintritt.

Parravano und seine Mitarbeiter nehmen also an, daß nach der Primärausscheidung der α-Kristalle zunächst die peritektische Reaktion α + Schmelze → β und darauf die Entmischung der Schmelze eintritt, oder daß beide Reaktionen bei derselben Temperatur vor sich gehen. Während der erste Fall große Wahrscheinlichkeit hat, ist der zweite Fall ausgeschlossen, da er nur für eine einzige Schmelze in jedem Schnittdiagramm denkbar wäre. Nach den von Parravano gegebenen thermischen Daten (Abb. 5 bis 8) ist es jedoch unmöglich, die Erstarrungs- und Umwandlungsverhältnisse im Sinne des ersten Falles darzustellen. Hier hatten also eigene Versuche einzusetzen.

Da ein Schnitt für konstanten Bleigehalt von 2% eingehender nach der Abschreckmethode ausgearbeitet wurde und ein Gehalt von 2% Pb sicher nicht zu einer Entmischung der Schmelze vor Beginn der Erstarrung führen kann, wurde die thermische Untersuchung dieses Schnittes gewählt. Die Legierungen (200 g) hatten die in Tabelle 2 angegebene Zusammensetzung.

Tabelle 2.

Zusammensetzung der Legierungen für die thermische Untersuchung.

Leg.	Einwaage			Analyse		
	% Cu	% Pb	% Zn	% Cu	% Pb	% Zn (Diff.)
7520	75,0	2,0	23,0	—	—	—
7020	70,0	2,0	28,0	—	—	—
6720	67,0	2,0	31,0	66,98	1,96	31,06
6420	64,0	2,0	34,0	—	—	—
62520	62,5	2,0	35,5	—	—	—
6120	61,0	2,0	37,0	61,15	1,72	37,13
6020	60,0	2,0	38,0	59,70	1,91	38,39
5820	58,0	2,0	40,0	57,90	1,93	60,17
6350 ¹	63,0	5,0	32,0	—	—	—

Die Ergebnisse der thermischen Analyse sind in Tabelle 3 zusammengestellt; in Abb. 11 sind einige Erstarrungskurven wiedergegeben. Danach ist über die Erstarrung der Legierungen folgendes zu sagen:

Die Abkühlungskurven der Legierungen des α-Mischkristallgebietes (Leg. 7520 und 7020) zeigen, in Übereinstimmung mit Parravanos Ergebnissen, eine Verzögerung entsprechend der Ausscheidung von α-Misch-

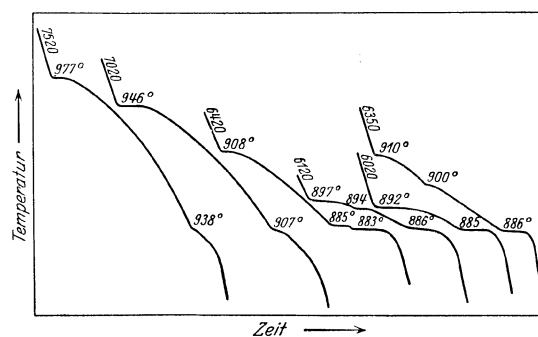


Abb. 11. Abkühlungskurven einiger Blei-Zink-Kupferlegierungen.

¹ O. Bauer und M. Hansen: A. a. O., S. 91, 94, 96f., 99, 103, 106, 108f., 111f., 115.

² Im Gegensatz zu den binären Zink-Kupfer-Legierungen.

³ Das System Zn-Pb hat keinen unmittelbaren Einfluß auf die Konstitution der bleihaltigen Messinglegierungen.

⁴ Beide Reaktionen verlaufen im ternären System in einem Temperaturintervall.

¹ Diese Legierung war trotz kräftigen Rührens während der Erstarrung etwas geseigert.

kristallen und eine Verzögerung entsprechend der Entmischung der kupferreichen Schmelze (S_{Cu}) unter Ausscheidung einer bleireichen Schmelze (S_{Pb}) und gleichzeitiger weiterer Ausscheidung von α -Kristallen. Die Temperatur des Endes der Entmischung ist aus den Abkühlungskurven nicht einwandfrei zu entnehmen.

wobei noch kupferreiche Schmelze übrigbleibt, aus der nunmehr β -Kristalle auskristallisieren.

Die Legierungen, die kupferärmer sind, als der Zusammensetzung des Punktes E entspricht, erstarren unter Ausscheidung von β -Kristallen. Nur wenige Grad unterhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung

Tabelle 3. Thermische Daten für die Erstarrung der Legierungen.

Leg.	Temperatur in °C					
	des Beginns der Erstarrung	des Beginns der Entmischung der kupferreichen Schmelze $S_{Cu} \rightarrow \alpha + S_{Pb}$	des Endes der Entmischung der kupferreichen Schmelze	des Beginns der peritektischen Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta$	der Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$	des Endes der Erstarrung
7 520	977	938	(932)	—	—	(326)
7 020	946	907	(904)	—	—	(326)
6 720	934	898	—	—	886	(326)
6 420	908	—	—	885	883	(326)
62 520	903	—	—	890	886	(326)
6 120	897	—	—	894	886	(326)
6 020	892	885	?	—	—	(326)
5 820	889	$(S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb})$	—	—	—	(326)
		885	(882)	—	—	(326)
6 350	910	$(S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb})$	—	—	—	(326)
		—	—	900	886	(326)

Die Abkühlungskurven der Legierungen des Konzentrationsbereiches, in dem eine Reaktion der α -Kristalle mit Schmelze zu erwarten ist, weisen drei Verzögerungen auf, von denen die letzte ein ausgesprochener Haltepunkt bei der konstanten Temperatur 886° ist. Dieser Haltepunkt deutet auf das Vorhandensein einer Vierphasenreaktion hin, die sich, wie an der Legierung 6350 (Tabelle 2 und 3) gezeigt werden konnte, über ein größeres Konzentrationsgebiet erstreckt. Nach den Gesetzen vom heterogenen Gleichgewicht lassen die gefundenen thermischen Daten nur die in der Abb. 12 dargestellte Deutung zu.

In den Legierungen, deren Zusammensetzungen zwischen den Punkten A und B liegen, tritt nach der Ausscheidung von α -Kristallen (1. Verzögerung) zunächst, entsprechend der 2. Verzögerung, die Entmischung der Schmelze nach der Gleichung $S_{Cu} \rightarrow \alpha + S_{Pb}$ ein. Bei der in allen Legierungen gleichen Temperatur 886° erfolgt darauf bei konstanter Temperatur die Vierphasenreaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$, durch die die peritektische Umsetzung zwischen kupferreicher Schmelze und α -Kristallen unter Bildung von β -Kristallen vollzogen und gleichzeitig die Entmischung beendet wird (3. Verzögerung).

Dagegen findet in den Legierungen zwischen B und E nach der Primärkristallisation von α zuerst die peritektische Reaktion $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta$ längs der Kurve BC statt (2. Verzögerung), während darauf bei der konstanten Temperatur 886° die Entmischung der Schmelze nach der Vierphasengleichung $\alpha + S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$ erfolgt und gleichzeitig die peritektische Reaktion beendet wird.

Während in den Legierungen zwischen A und D nicht alle α -Kristalle durch die Vierphasenreaktion aufgezehrt werden, verläuft die Reaktion in den Legierungen zwischen D und E unter völliger Umsetzung¹ der α -Kristalle,

¹ Sofern Gleichgewichtszustand herrscht.

entmischt sich die übriggebliebene Schmelze nach der Gleichung $S_{Cu} \rightarrow \beta + S_{Pb}$. Die Entmischung erfolgt in einem sehr engen Temperaturintervall.

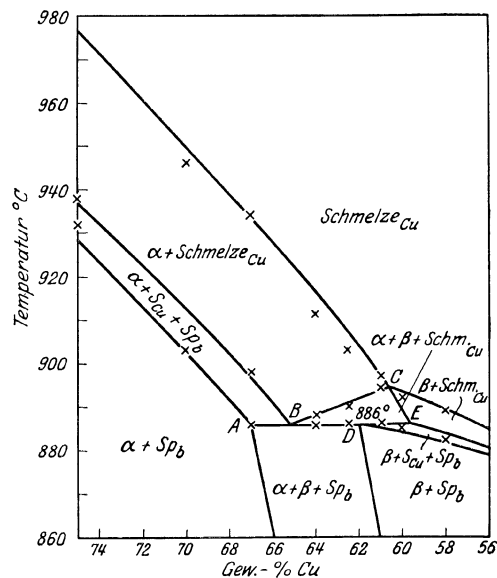


Abb. 12. Die Erstarrung und Umwandlung von Blei-Zink-Kupferlegierungen mit konstantem Bleigehalt von 2%.

Nach den beschriebenen Erstarrungs- und Umwandlungsverhältnissen ergeben sich die in der Abb. 12 bezeichneten Zustandsräume. Das Zustandsgebiet ($\alpha + \beta + S_{Cu}$) umfaßt im Schnittdiagramm für konstanten Pb-Gehalt von 2% (Abb. 21) nur etwa 10°.

Die Temperaturen des Beginns der Erstarrung sind, obwohl sie bei Legierungen mit gleichem Kupfergehalt und zunehmendem Bleigehalt ansteigen (Abb. 4), in dem untersuchten Bereich noch praktisch dieselben wie die der reinen Cu-Zn-Legierungen mit gleichem Kupfergehalt. Auf die Wiedergabe eines Isothermenschaubildes kann daher verzichtet werden.

Das Ende der Erstarrung¹ liegt für alle Legierungen bei etwa 326° (nach Parravano), doch sind Legierungen mit kleinen Bleigehalten schon nach beendeter Entmischung der Schmelze als „praktisch“ fest anzusehen.

c) Die Schnittdiagramme.

Das ternäre System wurde im Bereich von 100 bis 52% Cu und 0 bis 2,5% Pb mit Hilfe eines Schnittes für

geglühter und darauf abgeschreckter Proben erhalten. Zur Benennung der verschiedenen Gefüge sind in allen Schnittdiagrammen folgende Zeichen verwendet:

- $\alpha + S_{Pb}$ (S_{Pb} = bleireiche Schmelze oder flüssiges Blei),
- $\alpha + \beta + S_{Pb}$,
- △ $\beta + S_{Pb}$,
- $\alpha + S_{Cu} (+ S_{Pb})$ (S_{Cu} = kupferreiche Schmelze),
- $\alpha + \beta + S_{Cu} (+ S_{Pb})$.

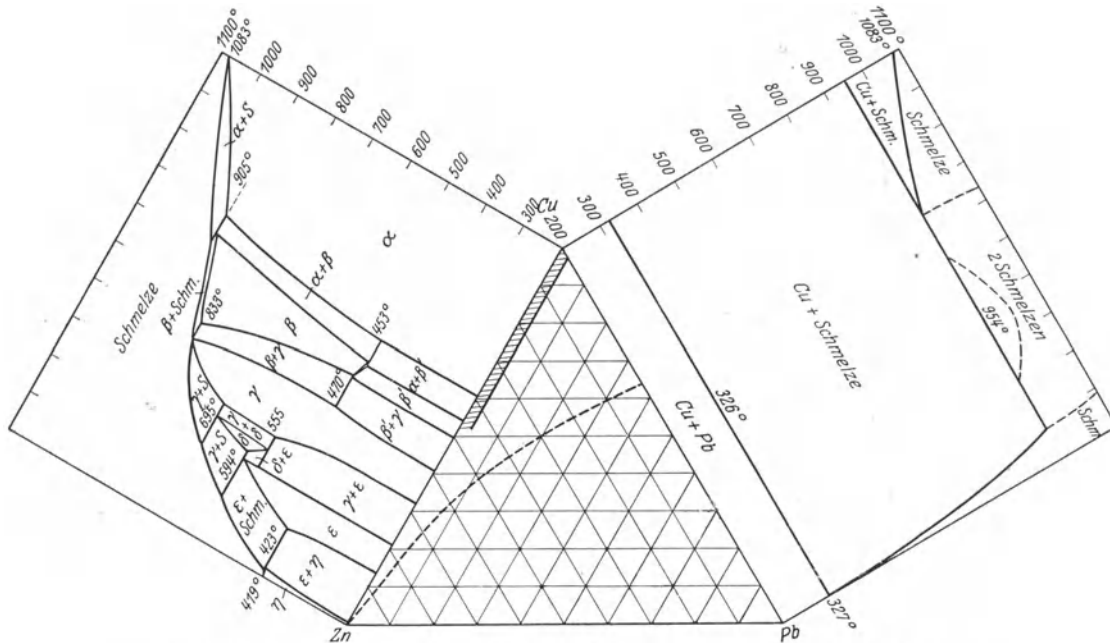


Abb. 13. Übersicht über das Dreistoffsystem Pb—Zn—Cu. (Der ausgearbeitete Teil ist schraffiert.)

konstanten Bleigehalt von 2% und mehrerer Schnitte, die für konstante Kupfergehalte von 80 bzw. 64, 61, 58 und 54% Cu (mit steigenden Bleigehalten von 0,1, 0,25, 0,5, 1,0, 1,5, 2,0 und 2,5%) durch das Konzentrations-Temperatur-Prisma gelegt wurden, ausgearbeitet. Aus Abb. 13 geht die Lage des untersuchten Konzentrationsgebietes im ternären System hervor. Die Lage der Legierungen, deren Zusammensetzungen in Tabelle 4 gegeben sind, sowie der Schnitte *a*, *b*, *c*, *d*, *e* und *f* in der Konzentrationsebene zeigt Abb. 14. Man sieht, daß einige Legierungen infolge des wechselnden Zinkabbrandes von der beabsichtigten Zusammensetzung etwas abweichen. Das betreffende Schnittdiagramm wurde daher entweder für den Mittelwert des Kupfergehaltes aller

Aus den Schnittdiagrammen *a*, *c*, *d* und *e* (Abb. 15, 17, 18, 19 und 20) geht hervor, daß die Legierungen mit etwa 0,1% Pb, einerlei bei welchen Temperaturen sie abgeschreckt waren, noch ungelöstes Blei enthalten. Die Löslichkeitsgrenze von Blei in α -, $(\alpha + \beta)$ - und β -Messing befindet sich also bei allen Temperaturen sicher unterhalb dieses Bleigehaltes. In allen Legierungen mit etwa 0,1% Pb waren, wie bei der Besprechung des mikroskopischen Gefüges (Abschnitt d) noch näher ausgeführt wird, nach dem Glühen und Abschrecken bei den Temperaturen der eingezeichneten Zustandspunkte, wie auch nach langsamem Erkalten von 800° auf Zimmertemperatur (innerhalb von 2 Tagen) stets geringe Mengen Blei einwandfrei zu erkennen. Eine merkliche Löslichkeitsänderung mit der Temperatur war nicht nachzuweisen.

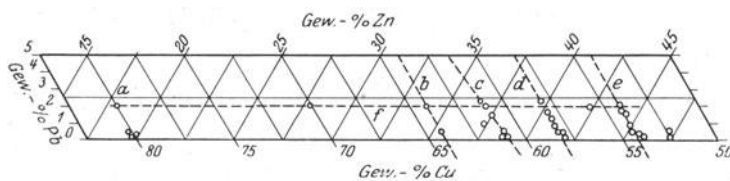


Abb. 14. Die Lage der ausgeführten Schmelzen und Schnitte in der Konzentrationsebene.

Schmelzen des Schnittes gezeichnet oder der Schnitt wurde durch möglichst viele Legierungen gelegt.

Die Zustandspunkte in den Schnittdiagrammen sind durch mikroskopische Beobachtung hinreichend lange

Die Legierungen des Schnittes *a* (Abb. 15) für annähernd konstanten Kupfergehalt von 80% liegen bei allen Temperaturen zwischen 326° und 940° im Zustandsraum $\alpha + S_{Pb}$. Bei etwa 940° beginnen die α -Kristalle zu schmelzen, wobei sich die bleireiche Schmelze in der kupferreichen Schmelze löst, bis bei etwa 950° nur α -Kristalle und kupferreiche Schmelze vorliegen.

Das Schaubild des Schnittes *b* (Abb. 16) für konstanten Kupfergehalt von 64,0% zeigt, daß die Grenze zwischen dem α - und $(\alpha + \beta)$ -Gebiet des Kupfer-

¹ Über die Temperatur des Endes der Erstarrung vgl. auch die Ausführungen auf S. 9.

Zinksystems durch Bleizusatz erhöht wird, und zwar erhöhen 2% Pb die Grenztemperatur von 710° auf etwa 780°.

Die Schnittdiagramme *c* und *d* (Abb. 17 und 18) wurden eingehender ausgearbeitet. Aus beiden Schaubildern geht hervor, daß außer der α ($\alpha + \beta$)-Grenze auch die β ($\alpha + \beta$)-Grenze des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz beträchtlich erhöht wird¹.

Für die Legierungen des Schnittes *d* mit konstantem Kupfergehalt von 58% (Abb. 18) gewinnt die Bestimmung der Erhöhung der Übergangstemperatur $\beta \rightleftharpoons (\alpha + \beta)$ durch Bleizusatz erhebliche Bedeutung,

da die in Deutschland genormte Legierung mit 58% Cu, 2% Pb, Rest Zink (Schraubenmessing) als Preßmessing große Verwendung findet². Das Verpressen dieser Legierung hat im Zustandsraum ($\beta + S_{Pb}$) — nach Abb. 18, also bei Temperaturen oberhalb 735° — zu erfolgen. Die Erhöhung der Übergangstemperatur durch 2% Pb beträgt 90°.

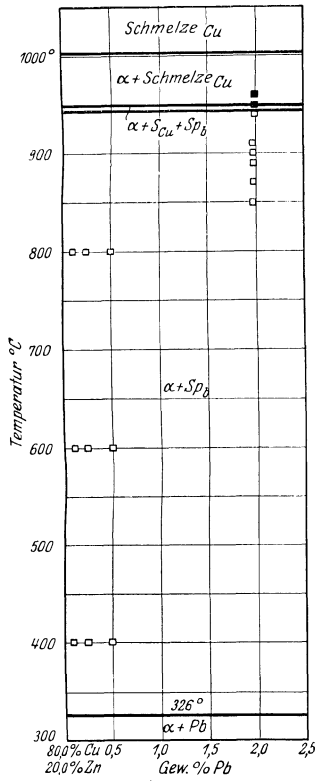


Abb. 15. Schaubild des Schnittes *a* für konstanten Kupfergehalt von 80,0%.

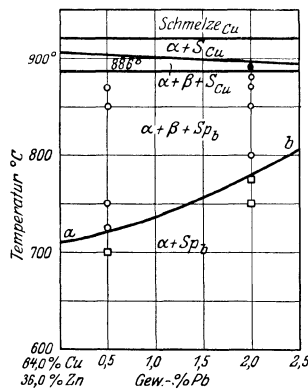


Abb. 16. Schaubild des Schnittes *b* für konstanten Kupfergehalt von 64,0%.

Wird die genannte Legierung bei Temperaturen kurz unterhalb der Entmischungstemperatur des β -Mischkristalls (735°) verpreßt, so wirken die an den Korngrenzen der β -Kristallite sich zuerst ausscheidenden α -Nadeln wie Verunreinigungen, die die Preßteile brüchig und spröde machen, so daß das Material die Presse mit narbiger und rissiger Oberfläche verläßt. Wird das Verpressen bei Temperaturen bedeutend unterhalb 735° ausgeführt³, so daß sich schon beträchtliche Mengen von α -Nadeln in den β -Kristalliten ausgeschieden haben, bevor das Material die Matrize passiert, so bildet sich,

¹ Die Erhöhung dieser Phasengrenzen durch Bleizusatz bei konstantem Kupfergehalt ist auf Grund räumlicher Vorstellung vorauszusehen. Der Grad der Erhöhung kann jedoch nur experimentell ermittelt werden und ist aus den Schnittdiagrammen zu entnehmen.

² Vgl. DIN 1709, Blatt I.

³ Beim Stangenpressen trifft das für den letzten Stangenabschnitt infolge der fortschreitenden Abkühlung des Preßblocks während des Pressens fast stets zu.

Tabelle 4.
Zusammensetzung der gegossenen Legierungen.

Leg.	Beabsichtigte Zusammensetzung			Analyse			
	% Cu	% Pb	% Zn	% Cu	% Pb	% Fe ¹	% Zn (Diff.)
8001	80,0	0,1	19,99	80,13	0,09	(0,05)	19,73
80025	80,0	0,25	19,75	79,81	0,23	(0,05)	19,91
8005	80,0	0,5	19,5	89,10	0,49	(0,05)	19,36
8020	80,0	2,0	18,0	79,86	1,97	(0,05)	18,12
7020	70,0	2,0	28,0	70,10	2,01	(0,05)	27,84
6405	64,0	0,5	35,95	64,01	0,48	(0,05)	35,46
6420	64,0	2,0	34,0	64,02	1,98	(0,05)	33,95
6101	61,0	0,1	38,99	60,68	0,12	(0,05)	39,15
61025	61,0	0,25	38,75	60,72	0,25	0,04	38,99
6105	61,0	0,5	38,5	60,64	0,57	0,04	38,75
6110	61,0	1,0	38,0	61,56	1,08	(0,05)	37,31
6115	61,0	1,5	37,5	60,96	1,47	(0,05)	37,52
6120	61,0	2,0	37,0	61,08	1,99	(0,05)	36,88
6125	61,0	2,5	36,5	61,14	2,25	(0,05)	36,56
5801	58,0	0,1	41,99	57,82	0,11	(0,05)	42,02
58025	58,0	0,25	41,75	57,74	0,28	0,05	41,93
5805	58,0	0,5	41,5	57,88	0,49	0,05	41,58
5810	58,0	1,0	41,0	57,89	0,82	0,05	41,24
5815	58,0	1,5	40,5	57,99	1,22	0,05	40,74
5820	58,0	2,0	40,0	58,05	1,65	0,05	40,25
5825	58,0	2,5	39,5	58,06	2,26	0,05	39,63
5620	56,0	2,0	42,0	55,70	1,95	(0,05)	42,30
5401	54,0	0,1	45,99	53,79	0,12	(0,05)	46,04
54025	54,0	0,25	45,75	53,76	0,29	0,05	45,90
5405	54,0	0,5	45,5	54,27	0,47	0,05	45,21
5410	54,0	1,0	45,0	54,06	0,98	0,04	44,92
5415	54,0	1,5	44,5	54,01	1,47	0,05	44,48
5420	54,0	2,0	44,0	54,18	1,95	0,05	43,82
5425	54,0	2,5	43,5	54,12	1,67	0,05	44,16
525005	52,5	0,05	47,45	52,06	0,05	(0,05)	47,84
52501	52,5	0,1	47,4	52,39	0,10	(0,05)	47,46
525025	52,5	0,25	47,25	52,37	0,27	(0,05)	47,31

wie W. Köster² und R. Hinzmann³ festgestellt haben, ein Gefüge aus, das in mechanischer Hinsicht gegenüber dem Gefüge des bei richtiger Temperatur gepreßten Materials stark im Nachteil ist: Dehnung und Kerbzähigkeit nehmen bei zu kaltem Verpressen bedeutend ab. Die genaue Kenntnis der Entmischungstemperatur als der Mindesttemperatur beim Warmpressen ist daher unerlässlich.

Die Ausarbeitung des Schnittes *e* brauchte sich nur auf Temperaturen unter 500° zu beschränken, da sich sämtliche Legierungen dieses Schnittes oberhalb 500° im ($\beta + S_{Pb}$)-Raum befinden. Die Grenzfläche zwischen dem ($\beta + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Raum verläuft in der in den Abb. 19 und 20 angegebenen Weise. Abb. 19 gilt für einen konstanten Kupfergehalt von 54,1% (unter Nichtberücksichtigung der Schmelzen mit weniger als 0,29% Pb). In der Abb. 20 sind dagegen auch die beiden Legierungen mit 0,12 und 0,29% Pb verwendet worden, wobei jedoch die Legierung mit 0,47% Pb nicht berücksichtigt werden konnte.

¹ Der in Klammern angegebene Eisengehalt von 0,05% ist auf Grund der Eisenbestimmungen in den anderen Legierungen angenommen worden.

² W. Köster: Z. anorg. allg. Chem. Bd. 154, S. 197—208. 1926.

³ R. Hinzmann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 297—303. 1927.

Die Löslichkeit von Blei in β -Messing wurde an Hand der gegossenen 3 Legierungen 525005, 52501 und 525025 (vgl. Tabelle 4) nach dem Glühen und Abschrecken bei

von 0,05% Pb in β -Messing löslich sind. In den beiden anderen Legierungen mit 0,10 und 0,27% Pb waren Bleiteilchen nach allen Wärmebehandlungen einwandfrei zu erkennen (Näheres über das Gefüge im Abschnitt d).

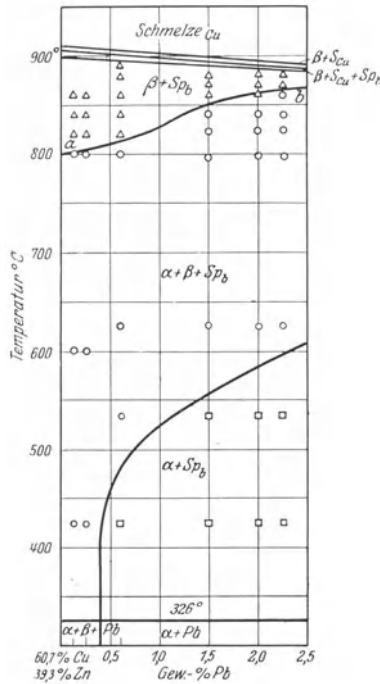


Abb. 17. Schaubild des Schnittes e für konstanten Kupfergehalt von 60,7%.

400°, 600° und 800°, sowie nach langsamem Erkalten auf Raumtemperatur untersucht. Die erste Legierung

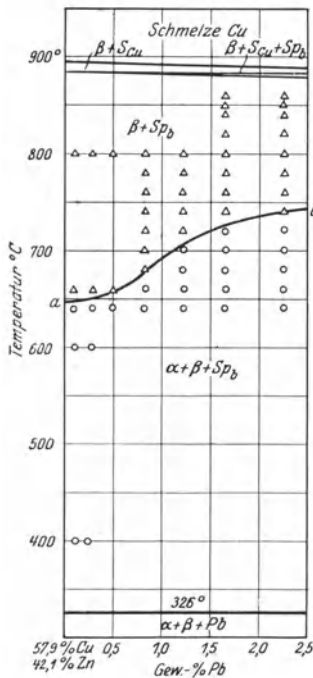


Abb. 18. Schaubild des Schnittes d für konstanten Kupfergehalt von 57,9%.

(mit 0,05% Pb) bestand aus großen regelmäßigen β -Polygonen; Bleiteilchen waren mikroskopisch nicht zu erkennen¹. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß die durch den Guß hervorgerufene außerordentlich feine Verteilung dieser geringen Bleimenge einen einwandfreien mikroskopischen Nachweis überhaupt unmöglich macht, zumal das Blei unter dem Mikroskop schwarz erscheint und von winzigen Poren, die in jeder gegossenen Messinglegierung vorhanden sind, und anderen Bestandteilen (Eisen?) nicht zu unterscheiden sein wird, wenn es sich nicht durch eine charakteristische Anordnung der Teilchen zu erkennen gibt. Es ist demnach nicht der Schluß berechtigt, daß Gehalte

¹ In einer langsam aus dem Schmelzfluß erstarrten Legierung mit 51,98% Cu und 0,05% Pb waren an einzelnen Stellen Bleitropfchen zu sehen.

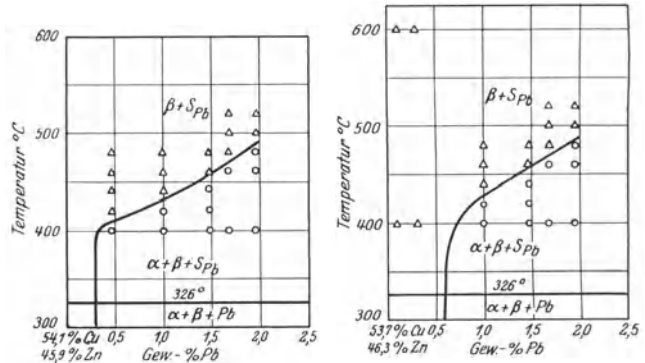


Abb. 19 u. 20. Schaubilder des Schnittes e aus Abb. 14.

Der Einfluß von Blei auf die Konstitution der Kupfer-Zink-Legierungen geht am deutlichsten aus dem in Abb. 21 wiedergegebenen Schaubild des Schnittes für konstanten Bleigehalt von 2% hervor. Um die Verschiebung der $\alpha(\alpha + \beta)$ - und $\beta(\alpha + \beta)$ -Grenzkurven durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen deutlich zu

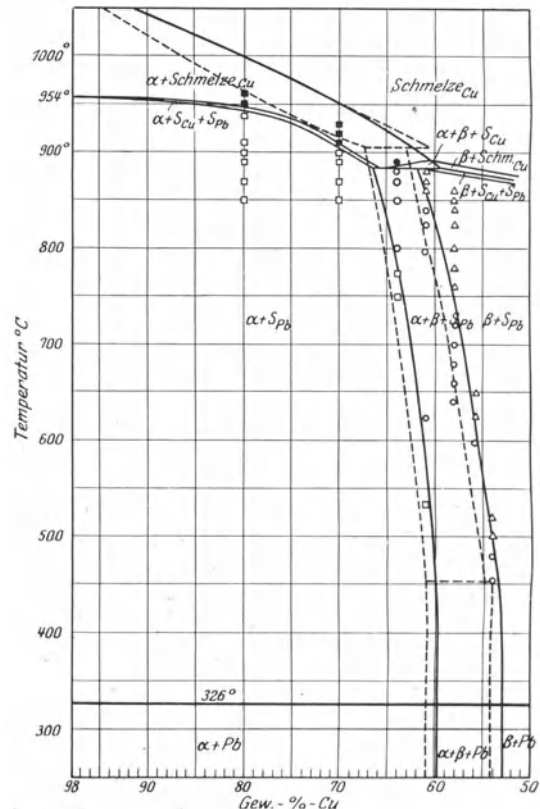


Abb. 21. Schaubild des Schnittes f für konstanten Bleigehalt von 2%.

machen, ist ein Teil des Kupfer-Zink-Schaubildes gestrichelt eingezeichnet. Während die Temperaturen des Beginns der Erstarrung praktisch zusammenfallen, wird das Zustandsgebiet der α -Kristalle + Schmelze, besonders bei den Legierungen mit mehr als 80% Cu, durch Bleizusatz bedeutend erweitert. Neben der Verschiebung der $\alpha(\alpha + \beta)$ - und $\beta(\alpha + \beta)$ -Grenzkurven durch Blei-

zusatz — bei konstantem Kupfergehalt — zu höheren Temperaturen ist die Erniedrigung der Temperatur des Endes der Erstarrung auf etwa 326° am bemerkenswertesten.

Nach den Schaubildern der Vertikal-schnitte (Abb. 15 bis 21) und den bei Unlöslichkeit von Blei in α - und β -Messing theoretisch zu erwartenden Grenzlinien¹ wurden die Horizontalschnitte (Isothermenschaubilder) für 850°, 800°, 700°, 600°, 500° und 400° gezeichnet (Abb. 22 bis 27). Das Isothermenschaubild für Raumtemperatur ist mit dem für 400° geltenden (Abb. 27) identisch, an Stelle von S_{Pb} ist jedoch Pb zu setzen. In Abb. 28 ist das für Raumtemperatur geltende Zustandsschaubild des ganzen Dreistoffsystems wiedergegeben.

Man erkennt aus Abb. 28, daß die Zustandsgebiete der α - und β -Kristalle durch Bleizusatz zu kupferärmeren Konzentrationen verschoben werden, an Ausdehnung aber abnehmen. Die Löslichkeit von Zink in Kupfer wird durch Blei nicht beeinflußt, da sich auf der nach Pb verlaufenden Grenzkurve das Verhältnis von Kupfer zu Zink nicht ändert. Dasselbe gilt für die anderen Löslichkeitsgrenzen. Vom Standpunkt eines konstanten Kupfergehaltes könnte man jedoch von einer „scheinbaren“ Erhöhung der Löslichkeit des Zinks sprechen, da ja z. B. ($\alpha + \beta$)-Legierungen durch Bleizusatz in α -Legierungen übergeführt werden. Nach Abb. 27 geht ein 60:40-Messing durch 1,6% Pb in ein α -Messing über.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Aufbau der Kupfer-Zink-Blei-Legierungen, abgesehen von den Erstarrungsverhältnissen, allein durch die „praktische“ Unlöslichkeit des flüssigen und festen Bleis in den α - und β -Kristallen bedingt wird. Die oben beschriebene Verschiebung der α ($\alpha + \beta$)- und β ($\alpha + \beta$)-Grenzkurven des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen gilt nur unter der Voraussetzung gleichen Kupfergehaltes der binären und ternären Legierungen. Vergleicht man dagegen die Konstitution der binären und ternären Legierungen unter der Voraussetzung eines konstanten Verhältnisses des Kupfergehaltes zum Zinkgehalt, so kann von einer Verschiebung der Grenzkurven des binären Systems — wie aus einem

¹ Diese Grenzkurven in den Isothermenschaubildern werden erhalten durch Verbindung der für die betreffende Temperatur geltenden binären Übergangspunkte $\alpha \rightleftharpoons (\alpha + \beta)$ und $\beta \rightleftharpoons (\alpha + \beta)$ mit dem der Zusammensetzung des Bleis entsprechenden Eckpunkt des Konzentrationsdreiecks. In Abb. 28 sind die sich auf Raumtemperatur beziehenden Grenzlinien wiedergegeben.

Mitt. Sonderheft IX.

Vergleich der Schaubilder der Vertikal- und Horizontalschnitte hervorgeht — keine Rede sein: alle Legierungen

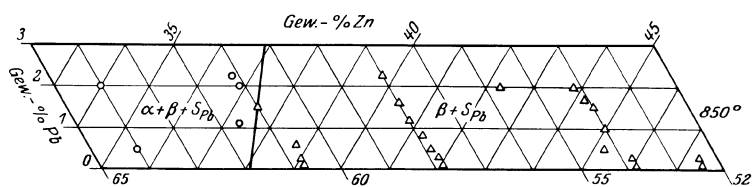


Abb. 22.

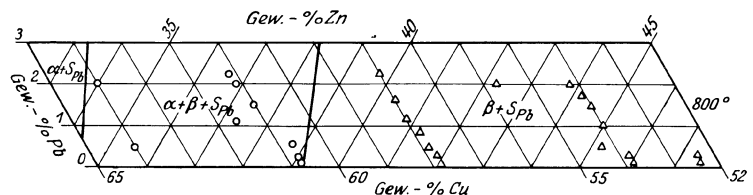


Abb. 23.

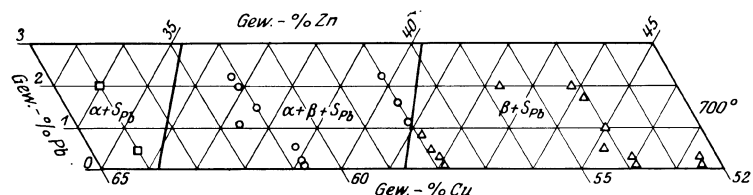


Abb. 24.

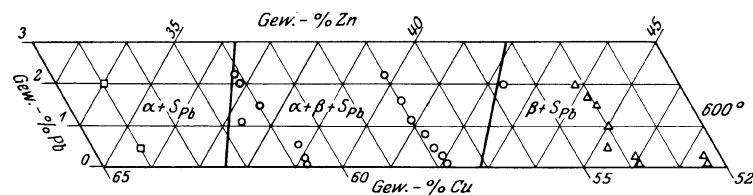


Abb. 25.

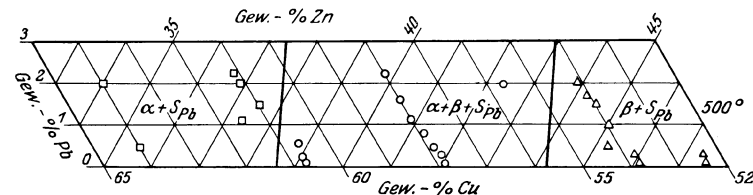


Abb. 26.

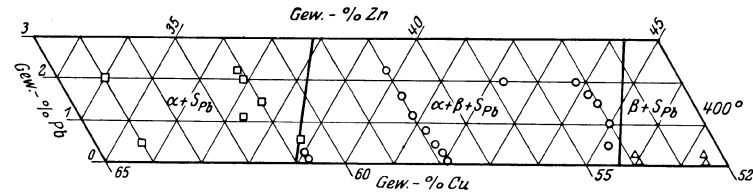


Abb. 27.

Abb. 22 bis 27. Schaubilder der Schnitte für konstante Temperaturen von 850°, 800°, 700°, 600°, 500° und 400°.

mit gleichem Verhältnis Cu: Zn haben dieselben Übergangstemperaturen. Das Verhältnis der Mengen an α - und β -Kristallen ist bei allen Legierungen, die innerhalb des Gebietes ($\alpha + \beta + Pb$) (Abb. 28) auf einer Geraden durch den Zustandspunkt des Bleies liegen, ebenfalls gleich.

Der Gleichwertigkeitskoeffizient des Bleis war von Guillet bei einer Löslichkeit von 0,9% in α - und β -Messing mit 1 angenommen worden. Nach Gleichung 3 (S. 4) würde also der scheinbare Kupfergehalt der Legierung gleich dem tatsächlichen Kupfergehalt sein, d. h. die Löslichkeitsgrenzen verlaufen nach Guillet

bei konstantem Kupfergehalt. Bei der von uns festgestellten außerordentlich geringen Löslichkeit des Bleis hat es keinen Sinn mehr, von einem Gleichwertigkeitskoeffizienten zu sprechen¹.

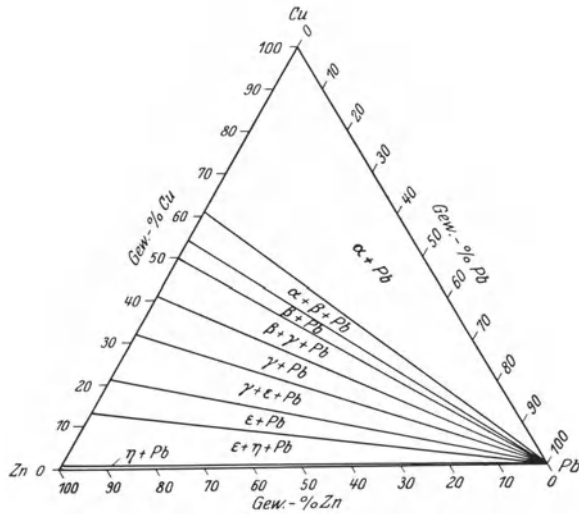


Abb. 28. Zustandsschaubild des Dreistoffsystems Pb—Zn—Cu bei Raumtemperatur.

d) Das mikroskopische Gefüge.

Zur näheren Erläuterung der Schnittdiagramme sollen im folgenden eine Anzahl Gefügebilder besprochen werden.

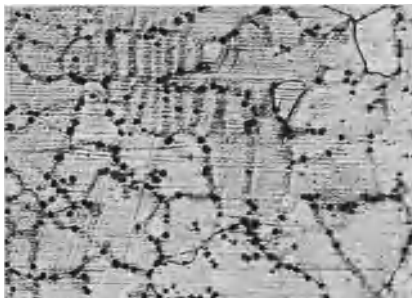


Abb. 29. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 70,10% Cu, 2,01% Pb. Gegossen. $v = 200$.

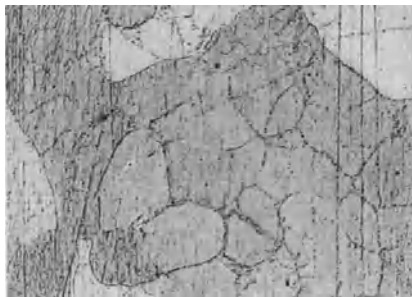


Abb. 31. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,06% Cu, 0,98% Pb. Gegossen. $v = 200$.

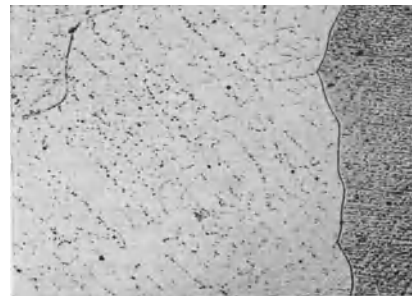


Abb. 30. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,27% Cu, 0,47% Pb. Gegossen. $v = 200$.

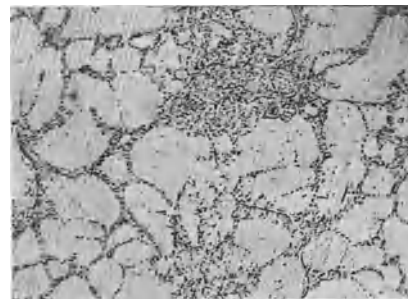


Abb. 32. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,18% Cu, 1,95% Pb. Gegossen. $v = 200$.

Das Gefüge eines gegossenen bleihaltigen α -Messings ist in Abb. 29 wiedergegeben. Man erkennt, daß das Blei,

¹ Will man jedoch einen „Gleichwertigkeitskoeffizienten“ beibehalten, so würde er mit 0 anzunehmen sein. Eine Legierung mit etwa 59,15% Cu, 3% Pb, Rest Zn hat nach Abb. 27 dasselbe Gefüge (α -Kristalle) — abgesehen von den Bleieinschlüssen — wie eine binäre Legierung mit 61,0% Cu, 39,0% Zn. Nach Gleichung 2 (S. 4) ergibt sich daraus für $t = 0$.

entsprechend seiner Ausscheidung aus der kupferreichen Schmelze, vornehmlich in den zuletzt erstarrten kupferärmeren Schichten der zonigen α -Kristalle liegt. Das Gefüge gegossenen α -Messings wird also durch Bleizusatz in seinem Aufbau nicht beeinflusst. Dagegen erfährt das Gefüge gegossenen β -Messings eine tiefgehende Veränderung schon durch sehr kleine Bleigehalte. Während ein Zusatz von 0,12% Pb noch keinen Einfluß auf das β -Gefüge hat, führt ein Zusatz von 0,29% Pb zu einer Aufteilung der großen β -Kristallite: Die Bleitropfen sind nach Art der Abb. 30 verteilt und die β -Körner haben unregelmäßige Gestalt. Bleigehalte von mehr als 0,5% wirken kornverfeinernd, so daß das Gefüge das Aussehen einer Struktur bekommt, die aus primär ausgeschiedenen Kristallen und Eutektikum besteht (Abb. 31 und 32). Eine Anzahl dieser kleinen β -Kristalle sind zu einem größeren Kristallverband aus Kristallen gleicher Orientierung zusammengeschlossen. In dem Gefüge der gegossenen kupferreichen ($\alpha + \beta$)-Legierungen mit Bleigehalten bis zu 2,5% sind Bleieinschlüsse selbst bei 300facher Vergrößerung nicht einwandfrei als solche zu erkennen. Man hat sich vorzustellen, daß das Gefüge dieser Legierungen nach beendeter Entmischung der kupferreichen Schmelze dem in den Abb. 30 bis 32 dargestellten Gefüge entspricht. Mit fallender Temperatur entmischen sich die β -Kristalle unter fortschreitender Ausscheidung von α -Kristallen, so daß die bleihaltige β -Grundmasse mehr und

mehr von α -Nadeln durchsetzt wird und unter dem Mikroskop vor der Hauptmasse der α -Nadeln zurücktritt. Prüft man gegossenes bleihaltiges 58er oder 60er Messing nur bei verhältnismäßig schwachen Vergrößerungen, so kann man irrtümlich auf eine ziemlich beträchtliche Löslichkeit des Bleis schließen. Selbst in langsam aus dem Schmelzfluß erstarrten Legierungen, in denen sich das Blei teilweise zu größeren Tröpfchen

zusammenballt, entspricht das bei schwacher Vergrößerung zu erkennende Blei nur einem Bruchteil des tatsächlich vorhandenen Gehaltes (Abb. 33). Erst bei starken Vergrößerungen sind die Bleitropfchen gut zu sehen. Abb. 34 gibt einen Begriff von der Größe dieser Tröpfchen.

In dem Gefüge geglühter bleihaltiger α -Messinglegierungen liegen die Bleiteilchen vornehmlich an den

gefüge. Die Abschreckgeschwindigkeit reicht also nicht aus, um die Ausscheidung flüssigen Bleis aus der kupferreichen Schmelze zu verhindern.

In den Abb. 39 und 40 sind Gefügebilder der Legierungen 6405 und 6420 des Schnittes *b* (Abb. 16) nach dem Abschrecken im Zustandsraum ($\alpha + \beta + S_{Pb}$) bei 870° wiedergegeben. Danach nimmt die Menge der β -Kristalle, die sich während des Abschreckens ent-

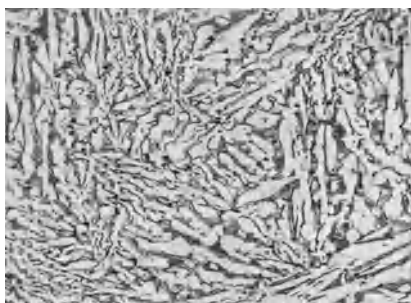


Abb. 33. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 59,70% Cu, 1,91% Pb. Langsam aus dem Schmelzfluß erstarrt (Abkühlungskurve). $v = 100$.

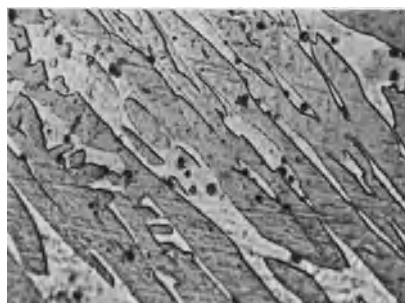


Abb. 34. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. Gegossen. $v = 1000$.

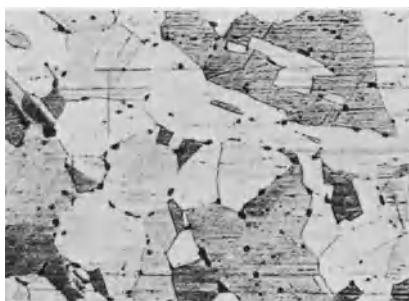


Abb. 35. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,08% Cu, 1,99% Pb. 2 St. bei 800° geglüht und innerhalb von 46 St. gleichmäßig auf Raumtemperatur abgekühlt. $v = 100$.



Abb. 36. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,14% Cu, 2,25% Pb. Bei 870° abgeschreckt und darauf 24 St. bei 425° angelassen. $v = 400$.

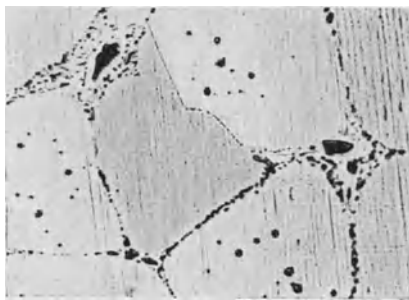


Abb. 37. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 79,86% Cu, 1,97% Pb. 1 St. bei 940° geglüht, auf 950° erhitzt und abgeschreckt. $v = 200$.

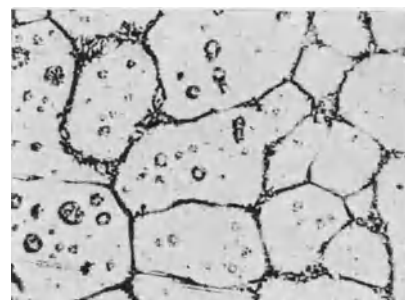


Abb. 38. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 70,10% Cu, 2,01% Pb. In 30 Min. von 890° auf 920° erhitzt und abgeschreckt. $v = 100$.

Korngrenzen, gelangen jedoch durch Rekristallisation der α -Kristalle auch in das Innere der Kristalle (Abb. 35 und 36). Bleigehalte von 0,1% liegen an der Grenze des mikroskopisch Nachweisbaren, da die zahlreichen Korngrenzen des rekristallisierten α -Gefüges ein sicheres Erkennen der winzigen und feinverteilten Bleitropfchen sehr erschweren. Eine Verringerung der Bleizusätze zwecks Feststellung der unter 0,1% Pb liegenden Löslichkeitsgrenze des Bleis wäre daher zwecklos gewesen.

Schreckt man bleihaltige α -Legierungen im Zustandsraum ($\alpha + \text{Schmelze}_{Cu}$) (vgl. Abb. 21) ab, so erhält man die in den Abb. 37 und 38 dargestellten Ge-

mische, mit zunehmendem Bleigehalt im Sinne der zu höheren Temperaturen ansteigenden Grenzfläche zwischen den ($\alpha + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Räumen (Kurve *ab* in Abb. 16) ab.

Die Legierungen der in den Abb. 41 bis 44 dargestellten Gefügebilder gehören dem Schnitt *c* (Abb. 17) an. Werden die Legierungen dieses Schnittes bei Temperaturen oberhalb der Grenzfläche zwischen dem ($\beta + S_{Pb}$)- und ($\alpha + \beta + S_{Pb}$)-Raum abgeschreckt (oberhalb der Kurve *ab* in Abb. 17), so bestehen sie aus β -Kristalliten, die je nach der Abschrecktemperatur und der Abschreckgeschwindigkeit mehr oder weniger stark entmisch-

Die Bleitropfen sind regellos verteilt (Abb. 41). Nach dem Abschrecken von Temperaturen unterhalb der Kurve *ab* erkennt man im Gefüge ungelöst gebliebene α -Kristalle in einer Grundmasse von mehr oder weniger

stark entmischtem β (Abb. 42 und 43). Die Menge der ungelöst gebliebenen α -Kristalle nimmt — wie nach dem Verlauf der Kurven in Abb. 17 zu erwarten ist — bei gleicher Abschrecktemperatur mit zunehmendem Blei-

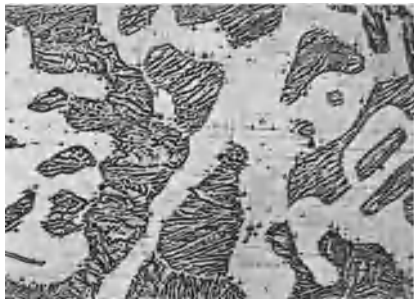


Abb. 39. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 64,01% Cu, 0,48% Pb. $\frac{1}{2}$ St. bei etwa 800° gegläht, in $2\frac{1}{2}$ St. auf 870° erhitzt, 10 Min. konstant gehalten und abgeschreckt. $v = 100$.

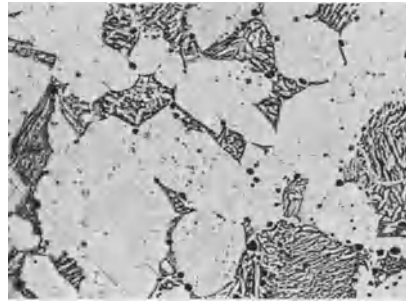


Abb. 40. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 64,02% Cu, 1,98% Pb. Wie Abb. 39 $v = 100$.

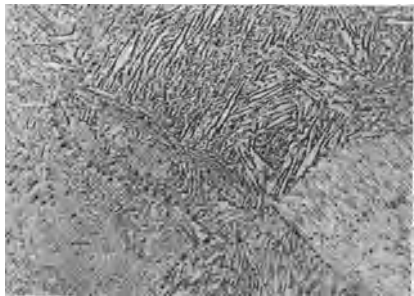


Abb. 41. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,96% Cu, 1,47% Pb. In 55 Min. von 850° auf 860° erhitzt und abgeschreckt. $v = 100$.

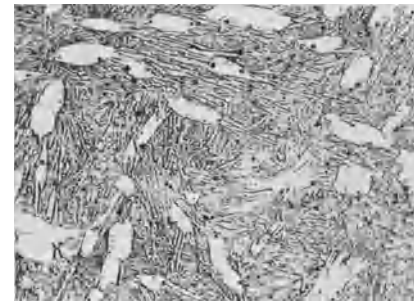


Abb. 42. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,96% Cu, 1,47% Pb. 2 St. bei $840 \pm 3^\circ$ gegläht und bei 840° in Kältemischung von -11° abgeschreckt. $v = 100$.



Abb. 43. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 61,08% Cu, 1,99% Pb. 2 St. bei 800° gegläht und abgeschreckt. $v = 100$.

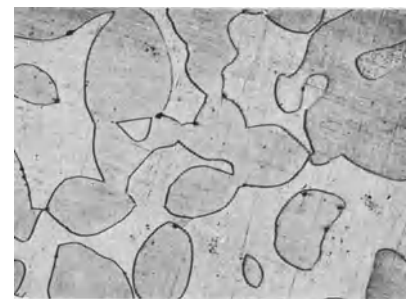


Abb. 44. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,68% Cu, 0,12% Pb. 3 Tage bei 600° gegläht und abgeschreckt. $v = 100$.

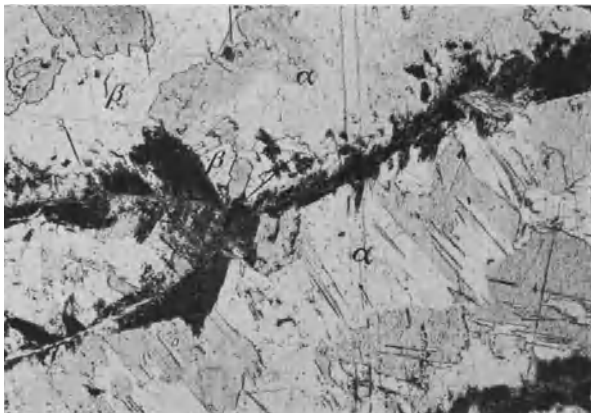


Abb. 45. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 60,64% Cu, 0,57% Pb. 55 Min. bei 820° gegläht und abgeschreckt. $v = 100$.

gehalt zu. In den geglähten Legierungen dieses Schnittes lassen sich Bleigehalte von 0,12% noch sehr gut erkennen (Abb. 44).

Eigenartig ist die in Abb. 45 dargestellte, zuerst von F. Ostermann^{1,2} beobachtete Gefügeausbildung in einer Legierung mit 60,64% Cu, 0,57% Pb, die bei 820° (also im Zustandsraum $(\beta + S_{Pb})$) abgeschreckt war (vgl. Abb. 17). Ein Teil der β -Mischkristalle hat sich während des Abschreckens direkt in die α -Kristallart umgewandelt, die an ihren charakteristischen Ätzeigenschaften und der starken Zwillingsbildung als solche zu erkennen ist. Eine Deutung dieser spontanen „Um-

¹ Persönliche Mitteilung.

² F. Ostermann: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 186—188. 1928.

wandlung“ ist mit Hilfe der nach dem Gleichgewichtsschaubild zu erwartenden Phasenänderungen unmöglich.

Das Gefüge der Legierungen des Schnittes *d* mit konstantem Kupfergehalt von 58% (Abb. 18) wird durch

auch in diesen Legierungen nach dem Glühen einwandfrei zu erkennen (Abb. 50).

Das Gefüge der Legierungen der Schnitte *e* und *f* bietet gegenüber den bereits besprochenen nichts wesent-

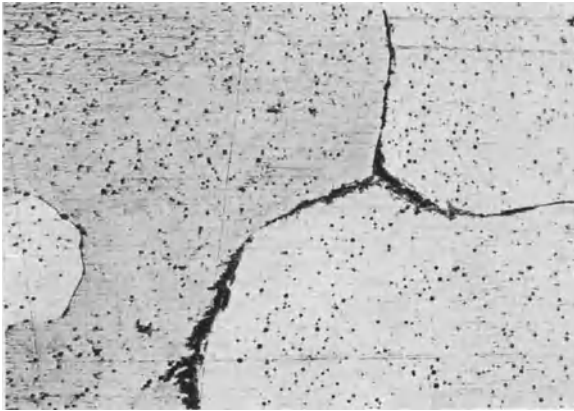


Abb. 46. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. 2 St. bei 800° gegliht, in 50 Min. auf 760° abgekühlt, 35 Min. konstant gehalten und in Eiswasser abgeschreckt. $v = 100$.

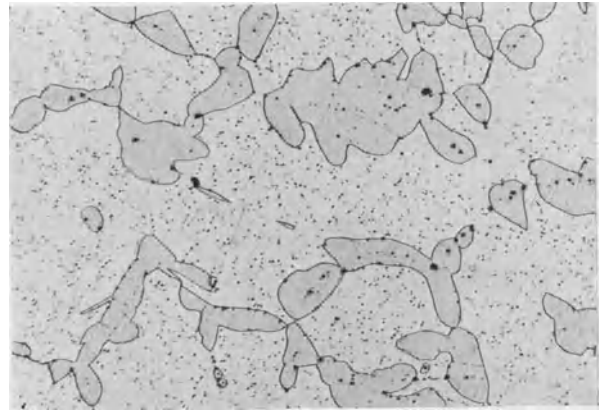


Abb. 47. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,06% Cu, 2,26% Pb. 2 St. bei 740° gegliht, in 70 Min. auf 680° abgekühlt, 10 Min. konstant gehalten und in Kältemischung von -6° abgeschreckt. $v = 100$.

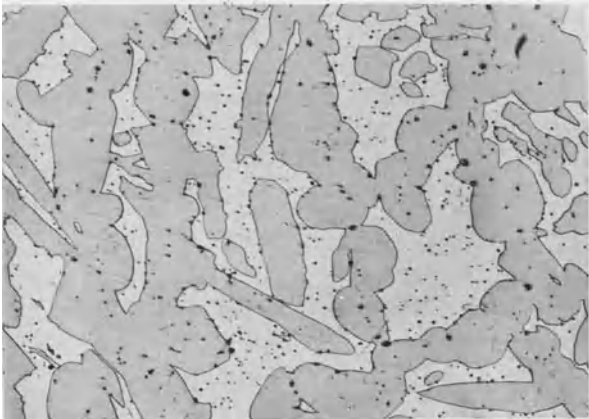


Abb. 48. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 58,05% Cu, 1,65% Pb. Wie Abb. 35. $v = 100$.

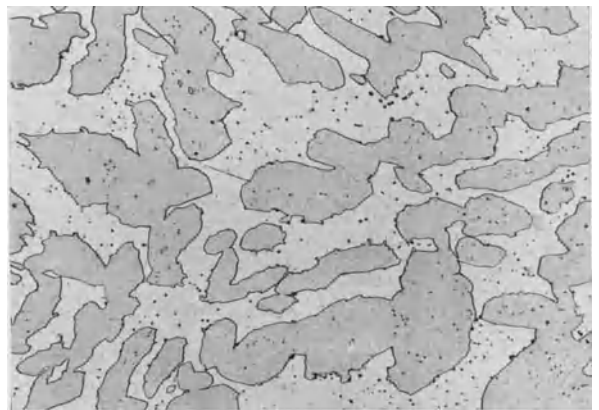


Abb. 49. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 57,88% Cu, 0,49% Pb. Wie Abb. 35. $v = 100$.

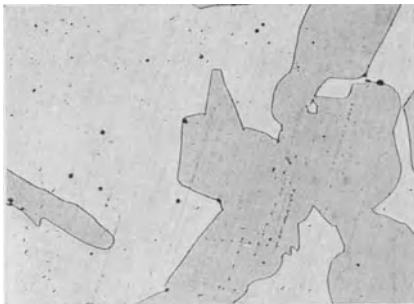


Abb. 50. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 57,82% Cu, 0,11% Pb. Wie Abb. 35. $v = 200$.

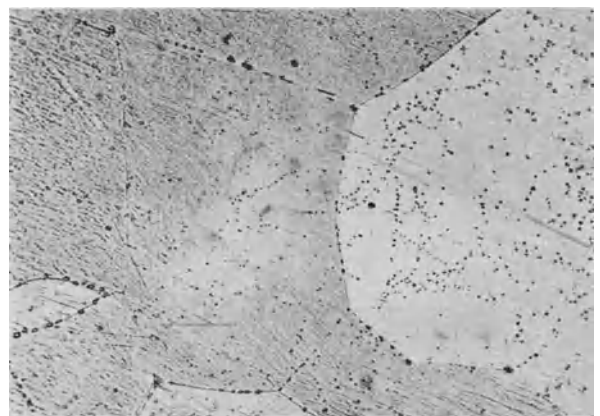


Abb. 51. Cu-Zn-Pb-Legierung mit 54,18% Cu, 1,95% Pb. 17 St. bei etwa 600° gegliht, in 4 St. auf 520° abgekühlt und abgeschreckt. $v = 200$.

die Abb. 46 bis 50 veranschaulicht, und zwar entsprechen die Legierungen der Abb. 46 bis 48 ihrer Zusammensetzung nach der genormten Legierung Ms 58 (Schraubenmessing)¹. An Hand des Schnittdiagramms erklären sich diese Gefügebilder von selbst. Die Menge der Bleiteilchen nimmt mit abnehmendem Bleigehalt deutlich ab (Abb. 49). Ein Bleigehalt von 0,11% ist

lich Neues. Die in Abb. 32 dargestellte Aufteilung der unregelmäßig gestalteten β -Körner des Gußgefüges geht durch Glühen verloren, und es bildet sich ein aus regelmäßig begrenzten β -Kristalliten bestehendes Gefüge (Abb. 51).

¹ Das Gußgefüge dieser Legierung zeigt Abb. 34.

4. Zusammenfassung des experimentellen Teiles.

1. Das ternäre System Blei-Zink-Kupfer wurde im Bereich von 100 bis 52% Cu und 0 bis 2,5% Pb mit Hilfe thermischer und mikroskopischer Untersuchungen eines Schnittes für konstanten Bleigehalt von 2% und mehrerer Schnitte für konstante Kupfergehalte von 80 bzw. 64, 61, 58 und 54% ausgearbeitet.

2. Die Erstarrung der ternären Legierungen erfolgt vornehmlich analog den Erstarrungsverhältnissen im System Blei-Kupfer. Die kupferreichen Schmelzen mit Gehalten über etwa 67% Cu entmischen sich bei Temperaturen zwischen 954° und etwa 890° nach der Beziehung Schmelze_{Cu} → α + Schmelze_{Pb}. Die Entmischung der unter Primärkristallisation von β erstarrenden Schmelzen beginnt wenige Grad unterhalb der Temperatur des Beginns der Erstarrung und verläuft in einem sehr engen Temperaturintervall nach der Gleichung Schmelze_{Cu} → β + Schmelze_{Pb}. In dem Konzentrationsgebiet der peritektischen Reaktion α + Schmelze → β tritt eine Vereinigung der beiden Dreiphasengleichgewichte

α + Schmelze → β (bei 905° im Cu-Zn-System)
und

Schmelze_{Cu} → α + Schmelze_{Pb} (bei 954° im Cu-Pb-System)

zu dem Vierphasengleichgewicht α + Schmelze_{Cu} → β + Schmelze_{Pb} bei 886° ein. Das Ende der Erstarrung liegt in allen Legierungen bei etwa 326°.

3. Der Aufbau der Legierungen nach beendeter Entmischung wird bedingt durch die „praktische“ Unlöslichkeit des flüssigen und festen Bleis in den α- und β-Kristallen. 0,1% Pb sind in allen Legierungen nach dem Glühen bei verschiedenen Temperaturen und langsamem Erkalten auf Raumtemperatur zu erkennen. Dieser Gehalt liegt an der Grenze des mikroskopisch mit Sicherheit Nachweisbaren.

4. Unter der Voraussetzung eines gleichen Kupfergehaltes der binären und ternären Legierungen werden die α(α + β)- und β(α + β)-Grenzkurven des Kupfer-Zink-Systems durch Bleizusatz zu höheren Temperaturen verschoben, dagegen haben die binären und ternären Legierungen mit gleichem Verhältnis des Kupfergehaltes zum Zinkgehalt dieselben Grenztemperaturen. Die isothermen Grenzkurven sind gerade Linien, die durch den Zustandspunkt des Bleis gehen.

Untersuchungen an Kupfer und Messing.

Von O. Bauer, Frhrn. v. Göler und G. Sachs¹.

Die Festigkeitseigenschaften von Kupfer und Messing sind trotz der großen technischen Bedeutung dieser Stoffe nur unvollkommen bekannt. Die Angaben in der Literatur über Zugfestigkeit und Dehnung der verschiedenen Legierungen gehen weit auseinander², nicht nur für den gegossenen, sondern auch für den verarbeiteten und ausgeglühten Zustand.

Es liegt nahe, zur Erklärung dieser Unterschiede die bekannte Tatsache heranzuziehen, daß sowohl im kaltverformten als auch im geglühten Werkstoff die Kristalle je nach der Vorbehandlung in verschiedener Weise gelagert sein können. Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung wird daher untersucht, wie weit die Zugfestigkeit und Dehnung gewalzter und geglühter Bleche von der Lage des Probestabes im Bleche abhängig sein können.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Kerbzähigkeit der Messinge. Diese Eigenschaft, die für die Abnahmeprüfung von Stahl eine erhebliche Bedeutung erlangt hat, ist für Nichteisenmetalle bisher kaum untersucht worden. Besonders auch über Kupfer und

Messing liegen bisher nur wenige systematische Versuche vor¹.

Die vorliegenden Versuche sind größtenteils an handelsüblichem Material durchgeführt, das in Form 8 mm starker, hart gewalzter Bleche vorlag². Ihre Zusammensetzung³ zeigt Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1.
Zusammensetzung der Proben in Gew.-%.

Werkstoff	Cu	Zn	Pb	Fe	
E—Cu	99,93	—	—	0,016	
Ms 98	98,12	1,63	—	0,29	
Ms 90	90,81	9,19	—	0,08	kein
Ms 85	84,42	15,65	—	0,07	Ni
Ms 72	71,66	28,40	—	0,07	und
Ms 63	63,88	35,72	0,38	0,07	Sn
Ms 60	60,17	39,37	0,47	0,07	

Ms 98 und einige andere zinkarme Legierungen wurden aus Kupfer und reinem Zink (Zink I von Kahlbaum) erschmolzen.

¹ Original: Z. f. Metallkunde Bd. 20, S. 202—208. 1928.

² Vgl. z. B. G. Charpy: Bull. Soc. Enc. Bd. 98, I, S. 191 bis 221. 1899; Thurston: Treatise on brasses, bronzes and other alloys. New York 1893, S. 366; Grand: Rev. Mét. Bd. 6, S. 1069—1113. 1909; Metallurgie Bd. 7, S. 651—658. 1910; Lohr: J. Phys. Chemistry Bd. 17, S. 1. 1913; F. Johnson: J. Inst. of Metals Bd. 20, II, S. 233—242. 1918; F. Körber und J. H. Wieland: Mitt. Eisenforsch. Bd. 3, I, S. 57 bis 87. 1921; F. Körber und W. Rohland: Mitt. Eisenforsch. Bd. 5, S. 55—68. 1924; K. Hanser: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 247—255. 1926.

¹ Vgl. W. Baucke: Int. Z. f. Metallographie Bd. 4, S. 155 bis 166. 1913; D. Bunting: J. Inst. of Metals Bd. 31, I, S. 47—74. 1924; Bd. 33, I, S. 97—107. 1925; F. Körber und J. H. Wieland: A. a. O.; F. Sauerwald und H. Wieland: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 358—364. 1925; K. Hanser: A. a. O.

² Dem Kabelwerk Oberspree der AEG. sind wir für die Überlassung des Materials zu Dank verpflichtet.

³ Die Analysen wurden freundlicherweise von Herrn Prof. E. Deiß übernommen.

Festigkeitseigenschaften und Gefüge.
Walzblech.

Aus älteren Untersuchungen¹ her ist bekannt, daß in gewalztem Kupfer- und Messingblech Querproben eine höhere Festigkeit als Längsproben aufweisen. Wie Abb. 1 zeigt, trifft dies wohl für alle untersuchten technischen

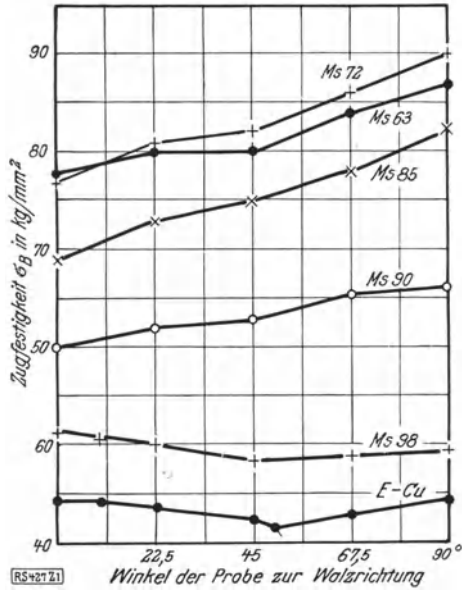


Abb. 1. Einfluß der Probenlage auf die Zugfestigkeit von hartgewalztem (4 mm auf 0,3 mm = 92%) Kupfer und Messingblech.

Messingsorten zu (Ms 60 ist nicht mit aufgenommen, da die Ergebnisse wohl infolge des heterogenen Aufbaues sehr ungleichmäßig waren), nicht aber für Kupfer und eine Legierung mit 1,8% Zn². Bei Kupfer wurde die

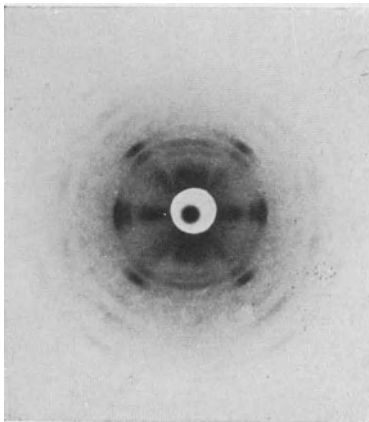


Abb. 2. Röntgenaufnahme von gewalztem Kupferblech, senkrecht zur Walzrichtung (4 mm auf 0,05 mm = 98,8%).

Zugfestigkeit — in zwei unabhängigen Versuchsreihen übereinstimmend — in der Quer- und Längsrichtung gleich groß, unter 45° um 5% kleiner festgestellt. Auch

¹ W. Müller: Forsch.-Arb. V. d. I. Heft 211, S. 48—64. 1918; F. Körber und J. H. Wieland: A. a. O.

² Von den Blechen wurden runde Scheiben ausgeschnitten, bei 600° 1/2 St. gegläht, in verschiedenen Richtungen auf 4 mm gewalzt, wieder 1/2 St. bei 500° gegläht und dann in einer Richtung auf 0,3 mm für die Festigkeitsversuche und 0,05 mm für die Röntgenaufnahmen herabgewalzt.

Müller¹ findet in seinen Untersuchungen für das stärkst gewalzte Kupfer einen ähnlichen Verlauf.

Dabei sehen die Röntgenaufnahmen von gewalztem Kupfer, Abb. 2, und von α -Messing, Abb. 3, sehr ähnlich aus. Sie fügen sich im wesentlichen in die Walztextur

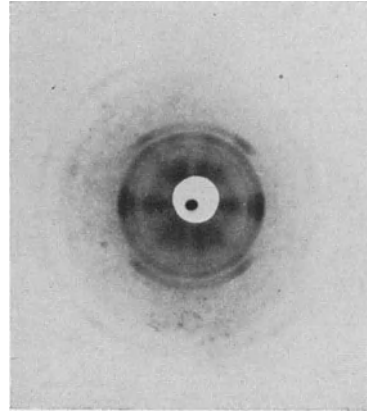


Abb. 3. Röntgenaufnahme von gewalztem Messingblech aus Ms 85.

ein, die für alle regulär-flächenzentrierten Metalle (Kupfer, Messing, Aluminium, Silber usw.) als gültig festgestellt ist². Allerdings sind geringe Unterschiede bei schärferem Vergleich nicht zu verkennen³; doch steht ihre Deutung noch aus. Die vorliegenden Aufnahmen gehören zu sehr weitgehend gewalzten Blechen (rd. 99%). Bei den zu Festigkeitsversuchen verwendeten Blechen war die Gleichrichtung der Kristalle im Röntgenbild nur andeutungsweise zu erkennen.

Bei Ms 60 war eine Gleichrichtung der Kristalle dem Röntgenbild nach kaum vorhanden.

Die Richtungsabhängigkeit der Festigkeitseigenschaften äußert sich beim gewalzten Blech auch in der Bruchausbildung. Die dünnen harten Bleche reißen in der

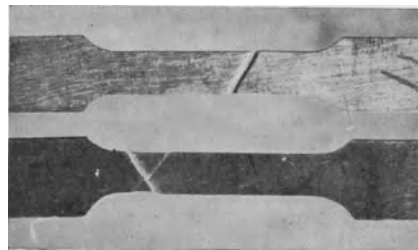


Abb. 4. Zerrissene Probestäbe von hartgewalztem Messing.

Regel entsprechend Abb. 4 mit einer schrägen Einschnürung ab. Dabei ist der Winkel zur Stabachse, wie Abb. 5 zeigt, gesetzmäßig von der Probenlage abhängig. Wie diese eigentümliche Erscheinung zustande kommt, bedarf noch der Aufklärung.

¹ A. a. O.

² Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 873—888. 1927; F. Wever und W. Schmidt, Mitt. Eisenforsch. Bd. 9, S. 265—272. 1927; Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 398 bis 400. 1927.

³ R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin 1927, S. 329.

Geglühtes Blech.

Bei geglühtem Kupferblech können nach neueren Untersuchungen starke Unterschiede in den Dehnungswerten festgestellt werden, je nach der Lage des Probestabes im Blech¹.

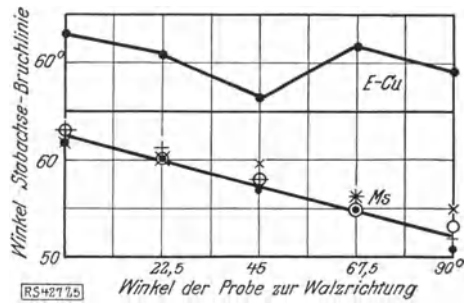


Abb. 5. Bruchwinkel von Proben aus Kupfer- und Messingblech in verschiedener Probenlage zur Walzrichtung.

Wie Abb. 6 zeigt, besaßen im vorliegenden Fall die unter 45° zur Walzrichtung entnommenen Proben 76% Dehnung, gegenüber 20% übereinstimmend in der Längs- und Querrichtung. Solche Bleche sind für die Technik von geringem Wert, da sie sich beim Tiefziehen verziehen und gegenüber anderen Blechen ohne solche Richtungsunterschiede geringe Tiefungswerte aufweisen². Auch traten bei der Entnahme der Proben unter 45° und noch stärker unter 22,5 und 67,5° streifige Aufrauungen der Oberfläche ein³. Beim Tiefungsversuch konnten entsprechende Fließfiguren beobachtet werden, die die Oberfläche unansehnlich machten.

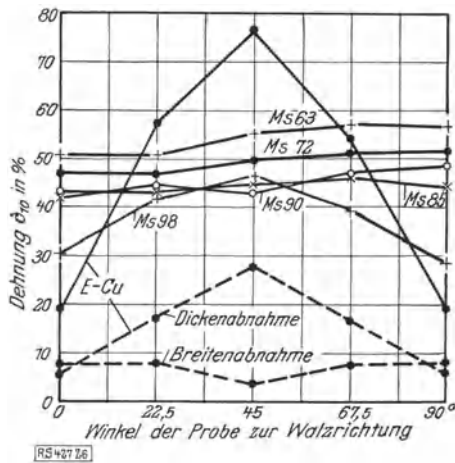


Abb. 6. Einfluß des Probewinkels zur Walzrichtung auf die Dehnung von geglühtem (500°, 1/2 St.) Kupfer- und Messingblech.

Bei geglühtem Messingblech ist die Richtungsabhängigkeit der Festigkeit und Dehnung nach Abb. 6 und 7 ganz andersartig. Die Festigkeit nimmt von der Walz zur Querrichtung ab, die Dehnung zu.

Die Cu-Legierung mit 1,8% Zn bildet wieder einen Übergang vom Kupfer zu den Messingen, besonders auch bezüglich der Dehnung.

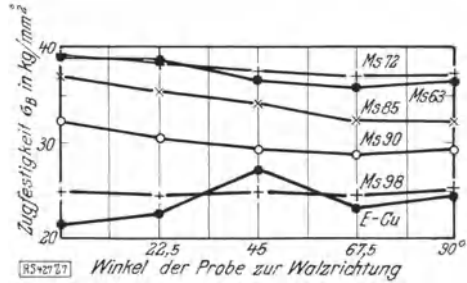


Abb. 7. Einfluß des Probewinkels zur Walzrichtung auf die Zugfestigkeit von geglühtem (500°, 1/2 St.) Kupfer- und Messingblech.

Diesen Unterschieden in den Festigkeitseigenschaften entsprechend sehen auch die Röntgenaufnahmen von Kupfer und Messing nach Abb. 8 und 9 verschieden aus. Bei Kupfer liegen die Kristalle mit einer Würfelfläche ihrer Gitterwürfel in der Walzebene¹, bei Messing² — ähnlich wie bei Silber — in einer verwickelten, bisher noch nicht ganz geklärten Anordnung. Diese ist recht

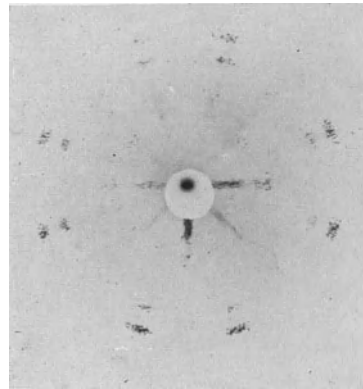


Abb. 8. Röntgenaufnahme von geglühtem Kupferblech (500°, 1/2 St.).

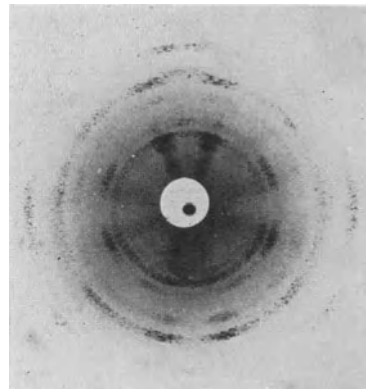


Abb. 9. Röntgenaufnahme von geglühtem Messingblech, Ms 85 (500°, 1/2 St.).

¹ W. Köster: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 112—116. 1926; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 889—906. 1927.

² Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; vgl. auch K. Kaiser: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 435—439. 1927.

³ Auf diese Erscheinung wurden wir zuerst von Herrn Dr. W. Köster aufmerksam gemacht.

¹ W. Köster: A. a. O.; G. Tammann und H. H. Meyer: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 176—181. 1926; R. Glocker und H. Widmann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 41—43. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; H. Widmann: Z. Phys. Bd. 45, S. 200—224. 1927.

² R. Glocker: Materialprüfung, S. 337; A. Baß: Dissertation, T. H. Stuttgart 1926.

ausgesprochen und nach unseren Versuchen für alle technischen α -Messinge gleich, unterscheidet sich aber, wie einige vorläufige Drehaufnahmen um die Walzrichtung, Abb. 10 und 11, gezeigt haben, nur wenig von der Kristallanordnung im gewalzten Blech. Zink-Kupfer-

schaften entsprechend gelegener Kristallgruppen ableiten. Danach war ein Höchstwert der Zugfestigkeit unter 10° zur Walzrichtung, ein Mindestwert unter 50° zu erwarten, was, wie Abb. 1 zeigt, durch den Versuch bestätigt werden konnte.

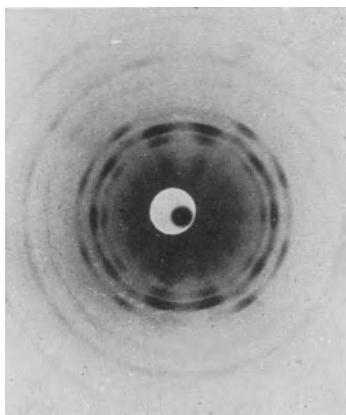


Abb. 10. Röntgendrehaufnahme von gewalztem Messingblech Ms 85 (4 mm auf $\times 0,05$ mm = 98,8%).

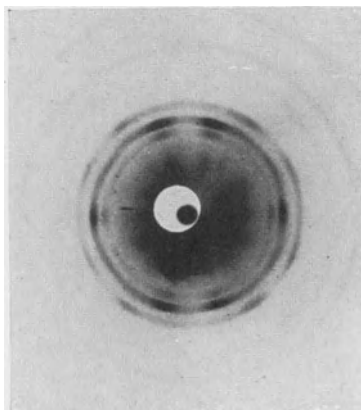


Abb. 11. Röntgendrehaufnahme von geglühtem Messingblech Ms 85 (gegl. 500° , $\frac{1}{2}$ St.).

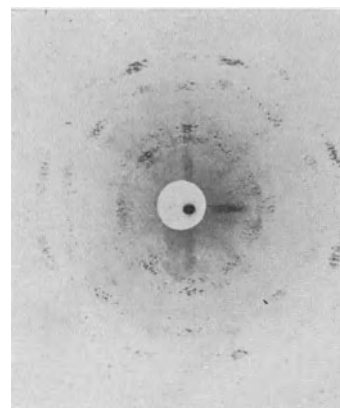


Abb. 12. Röntgendrehaufnahme eines geglühten Bleches einer Legierung mit 1,8% Zn und Rest Cu (gegl. 500° , $\frac{1}{2}$ St.).

legierungen mit geringem Zinkgehalt (1,8%) lassen, wie nach den Festigkeitseigenschaften zu erwarten, Übergänge zwischen der Kristallanordnung des Kupfers und der Messinge erkennen¹. Oder sie zeigen vielmehr, wie z. B. in Abb. 12, sowohl die Anordnung des Kupfers, Abb. 8, als auch die der Messinge, Abb. 9.

Blech und Einzelkristall.

Die Festigkeitsverhältnisse beim geglühten Kupferblech stehen in guter Übereinstimmung mit den Eigenschaften entsprechend gelegener Kristalle. Bei Aluminium sind diese genauer untersucht², und da Kupfer das gleiche Gitter hat, dürften die Verhältniswerte auch für Kupfer annähernd zutreffen³. Unter 45° liegt eine Flächendiagonale der Gitterwürfel in der Längsrichtung der Probestäbe; und derart gelegene Kristalle von Aluminium zeigen Dehnungen bis 90%. In der Würfelkante dagegen, die der Walz- und Querrichtung entspricht, sind bei Kristallen nur Dehnungen um 30% beobachtet. In weitgehender Anlehnung an das Verhalten einzelner Kristalle läßt sich sogar, wie Abb. 6 zeigt, feststellen, daß bei den unter 45° gelegenen Proben die Querschnittsänderung sich hauptsächlich auf die Dickenabmessung erstreckt, die Breite des Stäbchens also bei der Dehnung fast erhalten bleibt.

Auch beim harten Kupferblech läßt sich die Richtungsabhängigkeit der Zugfestigkeit aus den Eigen-

Wie weit die Festigkeitseigenschaften der gewalzten und geglühten Messinge sich aus der Anordnung der Kristalle erklären, bedarf noch einer genaueren Untersuchung. Der verhältnismäßig geringe Effekt könnte zum Teil auch durch die Streckung der Kristalle und der Verunreinigungen verursacht sein.

Kerb Schlagversuche mit kaltgequetschten und wieder angelassenen Probestäben.

Wird ein Metall oder eine Legierung kalt gereckt oder gequetscht, so sinkt die Kerbzähigkeit, der Werkstoff wird spröde.

Beim Eisen stellt sich der Höchstwert der Sprödigkeit nicht unmittelbar nach erfolgter Kaltreckung ein, sondern erst nach einer gewissen Zeit; das Material „altert“. Die Alterungsgrenze (der Höchstwert der Sprödigkeit) wird bei gewöhnlicher Temperatur je nach Art des Eisens etwa nach einem Jahr oder nach noch längerer Zeit erreicht, wesentlich schneller (in 1 bis 2 St.) durch Anlassen bei niedrigen Wärmegraden (200 bis 300°). Abb. 13 zeigt schematisch den Einfluß des Kaltquetschens und des Anlassens auf die Kerbzähigkeit gewöhnlichen Flußeisens. Es war von Interesse, festzustellen, ob Kupfer und Zink-Kupfer-Legierungen (Tombak, Messing) ähnliche Alterungserscheinungen zeigen wie Eisen. Hierzu wurden den angelieferten Blechen von 8 mm Dicke Stäbchen von 12×100 mm entnommen, bei 600° 2 St. geglüht, ihr Mittelteil von 12 auf

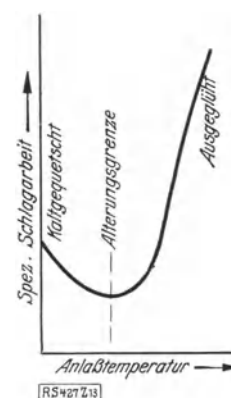


Abb. 13. Einfluß des Kaltquetschens und Wiedeanlassens auf die Kerbzähigkeit von Eisen.

¹ Eine Legierung mit 2,8% Zn zeigte noch Andeutungen der Kupferanordnung nach sehr starkem Herabwalzen.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—595. 1927; G. Sachs: Z. v. d. I. Bd. 71, S. 577 bis 584. 1927.

³ Den vorliegenden Versuchen annähernd entsprechende Verhältniswerte ergeben sich auch schon aus den Versuchen von J. Czochralski: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 7—16. 1923 an kleinen Kupferkristallen.

10 mm = 17% gestaucht und Proben $8 \times 10 \times 100$ mm mit einem Rundkerb von 2 mm Dmr. hergestellt¹.

Die Kerbzähigkeiten² der bei verschiedenen Temperaturen angelassenen bzw. geglühten Stoffe (je 3 Proben 2 St. geglüht und langsam abgekühlt) sind in Abb. 14 zusammengestellt. In den Kurven kommt der Einfluß der

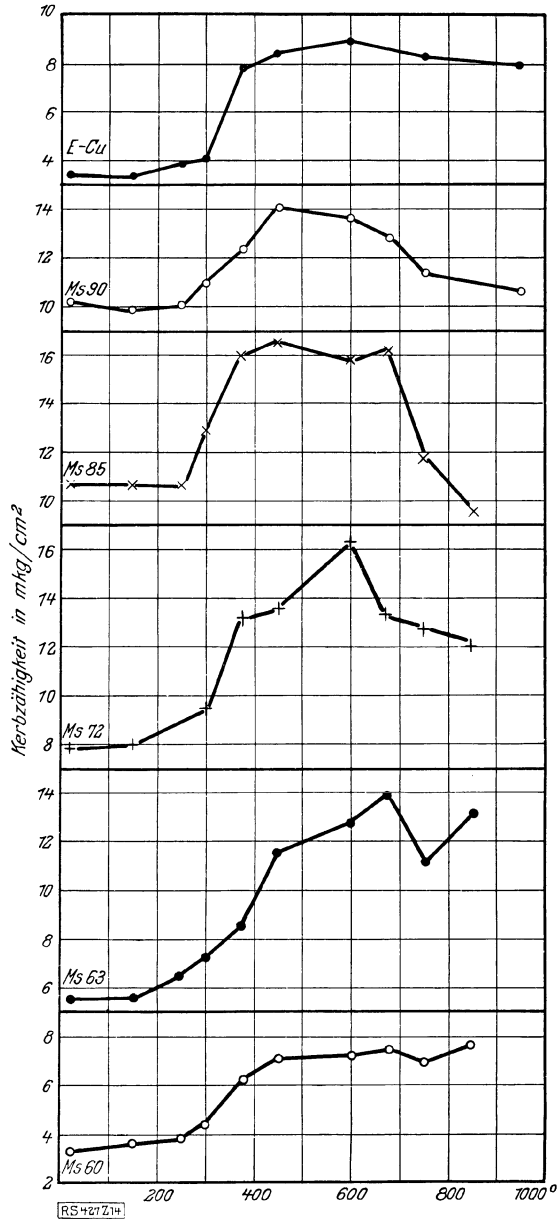


Abb. 14. Kerbzähigkeit von Kupfer und Messing, kaltverformt und bei verschiedenen Temperaturen, je 2 St. geglüht.

Glühtemperatur im großen ganzen gut zum Ausdruck. Ein anfänglicher Abfall der Kerbzähigkeit (wie beim Eisen) tritt nicht, oder beim Kupfer und Ms 90 nur kaum erkennbar ein. Schon von 200° Anlaßhitze ab macht sich die Glühwirkung in einer deutlichen Steigerung der Kerbzähigkeit bemerkbar. Kupfer und Zink-Kupfer-Legie-

rungen (Tombak und Messing) verhalten sich hiernach grundsätzlich verschieden wie Eisen.

Die höchsten Kerbzähigkeiten werden durchweg bei Glühtemperaturen zwischen 450° und 600° erreicht. Diese Temperaturen dürften etwa auch den Verhältnissen in der Praxis entsprechen. Höhere Gittertemperaturen haben bei einigen Messingen einen Abfall der Kerbzähigkeit zur Folge, sind also in der Praxis möglichst zu vermeiden. In der Aufdeckung dieser Tatsache liegt ein gewisser Vorteil der Kerbschlagprobe, da andere Festigkeitseigenschaften diesen Zähigkeitsabfall nicht so deutlich anzeigen.

Der eigenartige Kurvenverlauf bei Ms 63 dürfte mit den Zustandsänderungen bei Temperaturerhöhung (Ausscheidung einer neuen Kristallart) zusammenhängen¹.

Sehr deutlich kommt die mit wachsender Glühtemperatur eintretende Steigerung des Formänderungsvermögens im Aussehen der Brüche zum Ausdruck, von denen einige in Abb. 15 wiedergegeben sind. Die kaltverformten Proben brechen bei Kupfer und den zinkreichen Legierungen ganz durch, bei den übrigen tief ein. Mit zunehmender Glühtemperatur wird der Einriß kleiner und verschwindet ab 450° bei den kupferreichsten Messingen (Ms 90, Ms 85 und Ms 72) ganz. Beim verhältnismäßig spröden Ms 60, das aus zwei Kristallarten ($\alpha + \beta$) besteht, ist die Zähigkeitssteigerung nur an der zunehmenden Verzerrung des Bruchquerschnittes zu erkennen.

Beim Kerbschlagversuch ist an der Verformung hauptsächlich der Werkstoff in der Nähe des Kerbs beteiligt. Das Volumen dieses fließenden Bereichs steht aber keineswegs in einer einfachen Beziehung zur Kerbzähigkeit², wie es Moser³ für Stahl annimmt. Wie aus Abb. 16 ersichtlich ist, erstreckt sich bei kaltverformten (und bei nicht zu hoch geglühten) Proben der Fließbereich einseitig vom Kerb nach der Druckseite hin und bildet einen schmetterlingsförmigen Bereich. Dabei ist dieser beim geglühten Werkstoff merklich größer als beim ungeglühten. Ein sehr ausgedehnter Fließbereich bildet sich bei den hochgeglühten (ab 675°) und dabei grobkörnig gewordenen Proben aus. Dies führt zu einer Verkrümmung der Kerbschlagproben an der Bruchstelle, wodurch der Kerb auch, wie Abb. 15 zeigt, verhältnismäßig wenig aufgebogen wird. Die Ursache hierfür dürfte in der niedrigen Streckgrenze des grobkörnigen Werkstoffes liegen.

Die in Abb. 14 mitgeteilten Werte der Kerbzähigkeiten können keine allgemeine Geltung beanspruchen. Zunächst ist ein erheblicher Teil der Proben gar nicht durchgeschlagen, so daß die Zähigkeit des Werkstoffes nicht erschöpft ist. Dieser Umstand dürfte aber — wenigstens für Vergleichszwecke — von geringerer Bedeutung sein. Ferner zeigte es sich bei den Versuchen, daß auch die Sorgfalt des Glühens (Schutz vor Oxydation) die Werte nicht unerheblich beeinflusst. Vor allem aber ergaben Stichversuche, daß bei einigen Stoffen, be-

¹ Vgl. O. Bauer: Mitt. Materialpr.-Amt Bd. 35, S. 194. 1917, ferner O. Bauer: Mitt. d. Vereinig. d. Großkesselbesitzer Nr. 15, S. 7. 1927.

² Zu den Versuchen diente ein Kerbschlaghammer für 10 mkg Schlagarbeit der Firma L. Schopper, Leipzig.

¹ F. Ostermann: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 349—351. 1927.

² Vgl. F. Sauerwald und H. Wieland: A. a. O.

³ M. Moser: Krupp Monatsh. Bd. 2, S. 1—16. 1921; Bd. 4, S. 48—58. 1924.

die Menge des α -Bestandteils allmählich ab und verschwindet schließlich vollständig. Das Abschrecken von den entsprechenden Temperaturen ist, wie Abb. 21 bis

ändern. Die bekanntesten Beispiele sind die Stähle und Aluminiumlegierungen; und auch von den heterogenen Messingen ist diese Eigenschaft bekannt¹, hat aber bis-

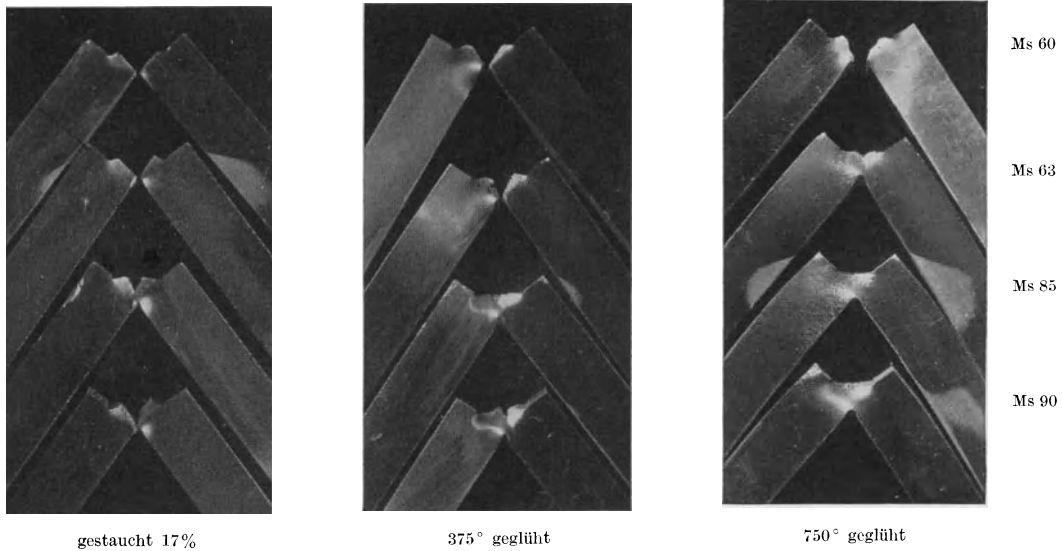


Abb. 16a bis c. Kerbschlagproben von Kupfer und Messing.

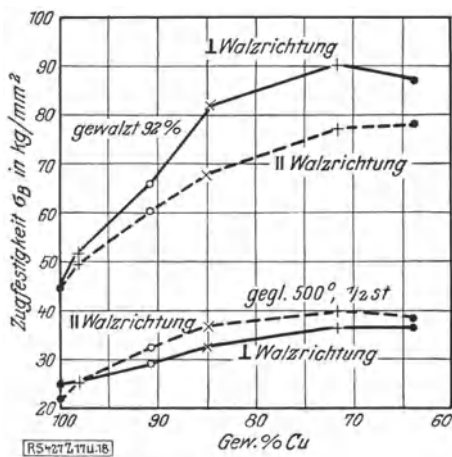


Abb. 17. Zugfestigkeit von Kupfer- und Messingblech.

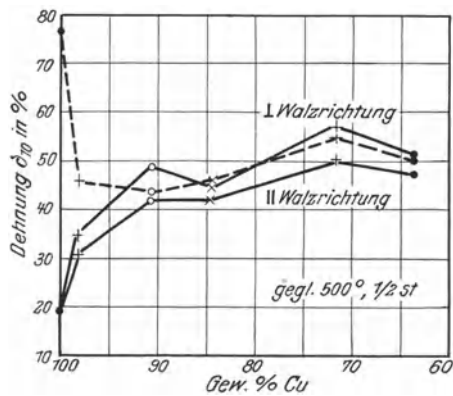


Abb. 18. Dehnung von Kupfer- und Messingblech.

23 zeigen, imstande, diesen bei Raumtemperatur instabilen Zustand ganz oder teilweise aufrecht zu erhalten. Eine solche Zustandsänderung bietet aber ganz allgemein die Möglichkeit, die Festigkeitseigenschaften der betreffenden Legierungen in weiten Grenzen zu ver-

her nur geringe praktische Bedeutung erlangt. Wie Abb. 24 zeigt, können z. B. durch Abschrecken von verschiedenen Temperaturen die Eigenschaften von Muntzmetall (Ms 60) erheblich geändert werden. Die stärkste Wirkung tritt ähnlich wie bei Stahl dann ein, wenn die Temperatur gerade ausreicht, um die α -Kristalle völlig in den β -Kristallen aufgehen zu lassen. Und zwar zeigt

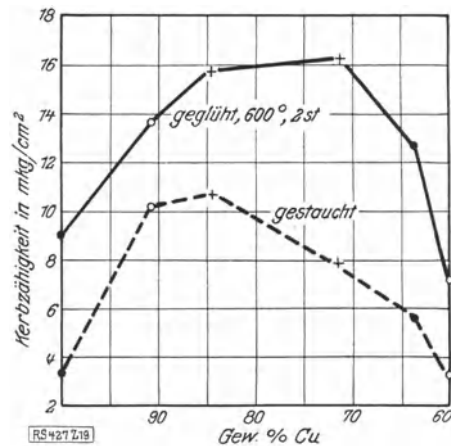


Abb. 19. Kerbzähigkeit von Kupfer- und Messingblech (Probenform: $8 \times 10 \times 100$, 2 mm Kerb-Dmr.).

es sich, daß eine Erhöhung der Härte durch Abschrecken eine Verminderung der Kerbzähigkeit und damit des Formänderungsvermögens zur Folge hat. Durch schroffes Abschrecken und nachträgliches Anlassen können die Eigenschaften in noch erheblich weiteren Grenzen verändert werden.

Die bei der Wärmebehandlung eintretenden Gefügeänderungen haben unter anderem auch eine Veränderung

¹ V. O. Homerberg und D. N. Shaw, sowie R. S. Williams und V. O. Homerberg: Trans. Am. Inst. Min. Met. Eng. 1924; vgl. Z. Metallkunde Bd. 16, S. 327—328. 1924; T. Matsuda: J. Inst. of Metals 1928, Vorbericht 463.



Anlieferungszustand (langsam erkaltet?) von 650° abgeschreckt von 700° abgeschreckt von 750° abgeschreckt

Abb. 20 bis 23. Gefüge handelsüblicher Messinge mit 60% Cu. 65 mal vergr. (100mal). Geätzt mit Kupferammoniumchlorid.

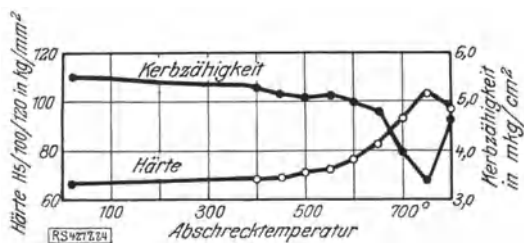


Abb. 24. Kerbzähigkeit und Kugeldruckhärte von Muntzmetall (Ms) von verschiedenen Temperaturen abgeschreckt.

der Korrosionsbeständigkeit zur Folge. Der Gewichtsverlust einer Legierung mit 56,8% Cu, 39,9% Zn, 1,24% Fe, 1,42% Ni, 1,00% Al, 0,48% Pb und 0,07% Sn in 1proz. Salzsäure erhöhte sich beim Abschrecken von 700° und 750° auf das 2 $\frac{1}{2}$ -fache gegenüber Abschrecken von 450 bis 600°. Im angelieferten Zustande war der Gewichtsverlust noch doppelt so hoch wie abgeschreckt, was vermutlich auf die Wirkung von Reckspannungen zurückzuführen ist, die sich durch Aufreißen bemerkbar machten.

Versuche zum Duraluminproblem.

Von E. Schmid und G. Wassermann¹.

Eine endgültige Klarstellung der bei der Vergütung des Duralumins sich abspielenden inneren Vorgänge steht noch aus. Auf eine erneute Darlegung der verschiedenen Vergütungshypothesen sei hier indessen verzichtet, da es an zusammenfassenden Arbeiten über die Entwicklung unserer Anschauungen auf dem Gebiete der vergütbaren Legierungen nicht mangelt². Man ist heute ziemlich allgemein der Auffassung, daß die Ausscheidung einer neuen Kristallart in hochdispenser Form für die mit der Alterung einhergehende Verfestigung verantwortlich zu machen ist. Die Frage, welche Legierungsbestandteile es sind, die man als Träger der Duraluminvergütung anzusehen hat, ist dagegen noch umstritten. Die darüber herrschenden Ansichten seien im nachfolgenden kurz zusammengefaßt.

Bei der künstlichen Alterung des Duralumins wird heute im Sinne von Merica, Waltenberg und Scott³ wohl allgemein angenommen, daß die Veredelungswirkung der Verbindung CuAl₂ zuzuschreiben ist, da ja auch die magnesiumfreien Kupfer-Aluminium-Legierungen bei erhöhter Temperatur sehr gute Verfestigungseffekte zeigen. Die Gegenwart von Magnesium erhöht allerdings noch das Ausmaß der Verfestigung.

Im Gegensatz hierzu besteht bezüglich der Alterung bei Zimmertemperatur keineswegs eine einheitliche Auffassung über die Natur der Kristallart, welche durch ihre Ausscheidung die Vergütung bewirken soll. Die Ur-

sache dafür bilden zum Teil einander anscheinend widersprechende Versuchsergebnisse, die bei der Untersuchung magnesiumfreier Kupfer-Aluminium-Legierungen erhalten worden sind. Während Merica und seine Mitarbeiter, Portevin und Le Chatelier, neuerdings auch Fraenkel und Marx¹ auch durch Lagernlassen bei Zimmertemperatur durchaus deutliche Effekte erzielen konnten, wurde von anderer Seite, zuerst von Jeffries und Archer², den Kupfer-Aluminium-Legierungen die Fähigkeit zur natürlichen Alterung weitgehend abgesprochen. Es liegt die Vermutung nahe, daß hier geringe Änderungen des Gehaltes an Verunreinigungen (Silizium und Eisen) von Einfluß sind. Daher war eine wesentliche Klärung des Sachverhaltes zu erwarten, als es in Amerika gelang, ein besonders reines Aluminium mit nur etwa 0,05% Gesamtgehalt an Silizium und Eisen zu erzeugen³. Aus solchem Aluminium hergestellte kupferhaltige Legierungen zeigten, wie Dix und Richardson⁴ und Archer⁵ feststellten, eine sehr deutliche Vergütung bei Zimmertemperatur. Besonders bemerkenswert ist, wie ebenfalls Archer gezeigt hat,

¹ P. D. Merica, R. G. Waltenberg und H. Scott: l. c. — A. Portevin und F. Le Chatelier: Rev. Mét. Bd. 21, S. 232. 1924. — W. Fraenkel und L. Marx: Vortrag Hauptvers. D. Ges. f. Metallkde., Dortmund 1928.

² Amerik. Patent 1472738 von 1921 (zit. nach K. L. Meißner: l. c.).

³ F. C. Frary: Chem. Metallurg. Engg. Bd. 32, S. 485. 1925; ref. Z. Metallkunde Bd. 17, S. 234. 1925.

⁴ E. H. Dix und H. H. Richardson: Trans. Amer. Inst. Min. and Met. Eng., Februar 1926.

⁵ H. Archer: Trans. Amer. Soc. Steel Treating Bd. 10, S. 718. 1926.

¹ Original: Metallwirtschaft Bd. 7, S. 1229, 1928.

² Vgl. beispielsweise K. L. Meißner: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 391. 1926.

³ P. D. Merica, R. G. Waltenberg und H. Scott: Scient. Pap. Bur. of Standards Bd. 15, S. 271. 1919.

daß ein aus dem reinen Aluminium hergestelltes (also siliziumfreies) Duralumin bei natürlicher Alterung einen Veredlungseffekt aufweist, der hinter dem des technischen Duralumins nicht zurücksteht.

Diese Versuche scheinen die Beweiskraft der Untersuchungen englischer Forscher, die mit Nachdruck auf das Mg₂Si hingewiesen hatten, wesentlich herabzumindern. Hanson und Gayler¹ hatten nämlich an kupferfreien, Mg₂Si-haltigen Aluminiumlegierungen bei Zimmertemperatur deutliche Veredelungseffekte beobachtet, und auch Rosenhain² erhielt mit solchen Legierungen positive Ergebnisse. Auf Grund dieser Versuche und der Annahme der Wirkungslosigkeit eines Kupfergehaltes für die Alterung bei Zimmertemperatur wurde die Kaltvergütung des Duralumins dem Mg₂Si zugeschrieben. Auch neuerdings hat Rosenhain³ wieder diese Auffassung vertreten.

Bei dieser Sachlage erschien die Aufnahme weiterer Versuche zur Untersuchung der Bedeutung der beiden in Frage stehenden Verbindungen (CuAl₂ und Mg₂Si) durchaus wünschenswert.

I. Mechanische Untersuchungen.

1. Beschreibung der Versuche.

Um den Einfluß der verschiedenen Komponenten auf den Vergütungsprozess getrennt und systematisch zu untersuchen, gingen wir von reinstem Aluminium aus. Als solches stand uns ein nach dem Verfahren von Fry hergestelltes Aluminium zur Verfügung. Durch Zulegieren von Kupfer, Magnesium und Silizium einzeln oder kombiniert wurde eine Reihe von Legierungen erhalten, deren Vergütung an Hand der Zerreißeigenschaft (und Dehnung) von 1 mm starken Drähten verfolgt wurde. Eine Übersicht über die Zusammensetzung der von uns hergestellten Legierungen, zu denen

¹ D. Hanson und M. Gayler: J. Inst. Met. Bd. 26, S. 321. 1921.

² Eleventh Report to the Alloys Res. Com. 1921.

³ W. Rosenhain: J. Inst. Met. Bd. 39, S. 27. 1928.

sich noch technisches Duralumin gesellt, ist in Zahlentafel 1 gegeben¹. Die Drähte wurden jeweils 2 St. bei 510° geglüht, in kaltem Wasser rasch abgeschreckt und sodann die zeitliche Änderung der Festigkeit bei Zimmertemperatur und 150° C verfolgt.

Zahlentafel 1.
Zusammensetzung der Al-Legierungen für Veredelungsversuche.

Nr.	Legierung	Cu	Mg	Si	Fe
		in %			
1	Al-Si	—	—	0,23	—
4	Al-Mg	—	0,56	0,02	—
2	Al-Fe	—	—	0,02	0,36
6	Al-Cu	4,50	—	0,07	0,03
18	Al-Cu	4,48	—	0,05	0,09
12	Al-Cu-Si	4,12	—	0,35	0,04
7	Al-Cu-Mg	4,51	0,51	0,04	0,04
16	Al-Cu-Mg-Si	4,07	0,53	0,31	0,08
14	Al-Cu-Si-Fe	4,35	—	1,28	1,07
20	Al-Cu-Si-Fe	3,79	—	1,27	1,17
19	Al-Mg-Si	—	0,52	0,29	0,06
11	Duralumin 681 B	4,36	0,54	0,33	0,39
		+ 0,77 % Mn			

2. Versuchsergebnisse.

Bevor wir zur Besprechung der Ergebnisse der Festigkeitsversuche übergehen, sei noch kurz an Hand der in den Abb. 1 bis 5 dargestellten Aluminiumecken binärer Zustandsdiagramme daran erinnert, in welchen Fällen überhaupt vom Standpunkt einer Ausscheidungshypothese Verfestigungseffekte erwartet werden können. Eine notwendige Vorbedingung dazu ist ja sinkende Löslichkeit eines Legierungsbestandteiles mit fallender Temperatur. In den Systemen Aluminium-Kupfer, Aluminium-Mg₂Si und Aluminium-Silizium ist diese Vor-

¹ Der Gehalt des Duralumins an Mangan und Eisen ist in den Kombinationen der verschiedenen Legierungselemente zunächst nicht berücksichtigt worden; es soll jedoch damit nicht gesagt sein, daß wir diesen Bestandteilen jeden Einfluß auf den Veredelungsprozess absprechen.

Zahlentafel 2. Alterung von

Legierung	Al-Si		Al-Mg				Al-Fe		Al-Cu						Al-Cu-Si							
	1		4				2		6		18				12							
	1		1		2		1		1		2		1		2		3		1		2	
Zeit	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ
0 St.	5,5		6,4		6,1	12	5,7		24,2	14	23,9	18	25,2	19	25,7	21	23,8	16	26,1	20	25,4	14
1/2 „					6,4	12					30,2	14	28,4	14	31,0	19	30,3	13	27,8	14	28,9	18
1 „					6,3	7			27,2	12	30,8	16	31,2	19	31,5	19	31,1	16	28,0	15	30,3	22
2 „					5,8	16			32,0	11					33,2	23			29,7	16		
3 „										31,9	20					31,8	20					
4 „					5,7	7			33,9	12			33,8	21	33,5	23			31,8	22	34,0	20
6 „	5,6		5,7		5,9	14	5,6		34,0	12	32,4	21			34,3	22	32,4	22	32,4	20		
8 „													34,0	20							34,7	20
10 „										33,1	20					33,9	20		33,0	17		
11 „					6,0	15			35,2	12												
21 „					6,3	12			35,9	8	34,7	17					34,8	18	34,2	17		
23 „													35,6	16	36,5	16					36,3	17
24 u. 25 „	5,6		5,6		6,4	10	5,7		34,9	7	35,0	16			36,8	17	33,8	18	35,0	14		
26 u. 28 „					5,7	12			35,2	6	35,0	15	35,1	15			35,2	17			37,1	15
48 „									34,7		35,4	12			34,8	14	34,7	16	32,0	17		

σ_B = Festigkeit in kg/mm²; δ = Dehnung in %.

Zahlentafel 3. Alterung von Al-Legierungen

Legierung	Al-Si		Al-Mg		Al-Fe		Al-Cu				Al-Cu-Si							
	1		4		2		6		18		12							
Legierungs-Nr.	1		1		1		1		2		1		1		2		3	
Versuchsreihe	1		1		1		1		2		1		1		2		3	
Zeit	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ
0 St.	5,1	13	6,2	8	5,6	22	26,4	17	25,4	19	24,7	20	24,4	19	25,4	20	26,0	20
1/2 „											25,7	20						
1 „	5,2	10	6,6	7	5,3	24	27,7	17	27,5	18	26,5	17	25,3	15	17,1	17	27,7	14
2 „	5,2	12	5,7	6	5,5	23	28,3	15							27,7	17		
3 „									28,6	16	28,9	17						
4 „	5,3	14	6,5	5	5,8	23	29,5	13					27,8	20	28,3	19		
5 „							29,0	16			28,5	17						
6 u. 7 „	5,0	15	6,6	5	5,5	20	28,9	16	29,8	15			29,3	14	29,5	19	29,8	18
8 „	5,2	12	6,7	7	5,4	17												
10 „	5,2	12	5,9	7	5,4	24	29,7	14	31,3	12	28,6	14	29,8	12	30,0	16	31,1	17
12 u. 13 „	5,0	12	5,9	7	5,7	23	29,2	16										
17 „	5,1	14	5,9	7	5,9	17												
20 „	5,5	11	6,3	6	5,9	20												
21 u. 22 „							30,4	14			30,6	16			30,6	18	31,9	15
24 u. 25 „	5,2	11	6,1	7	6,1	16			31,4	17	30,4	15	31,1	14	30,7	19	32,1	19
27 u. 28 „	4,8	12	5,7	8	5,5	25	30,6	14										
2 Tage	5,2	16	6,1	8	5,6	24	32,1	15										
3 „	5,6	16	5,7	6	5,7	19	30,9	13	32,5	15	31,4	14	31,0	15				
4 „							33,4	12							32,3	16		
5 „	5,6	12	5,6	6	5,5	21			32,7	14			31,6	11	32,6	18		
6 „	5,5	15	6,2	9	5,7	22												
7 „							33,7	14	33,4	15	32,2	16	33,4	16	32,9	14	34,6	17

σ_B = Festigkeit in kg/mm²; δ = Dehnung in %.

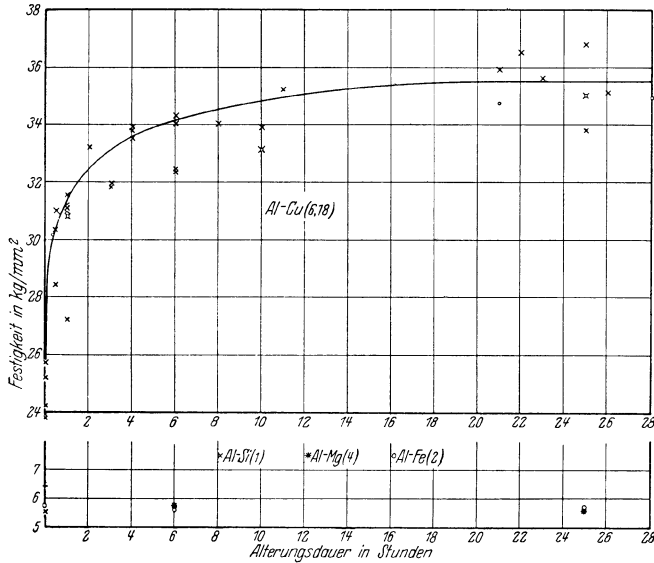


Abb. 6. Alterung binärer Aluminiumlegierungen bei 150° C.

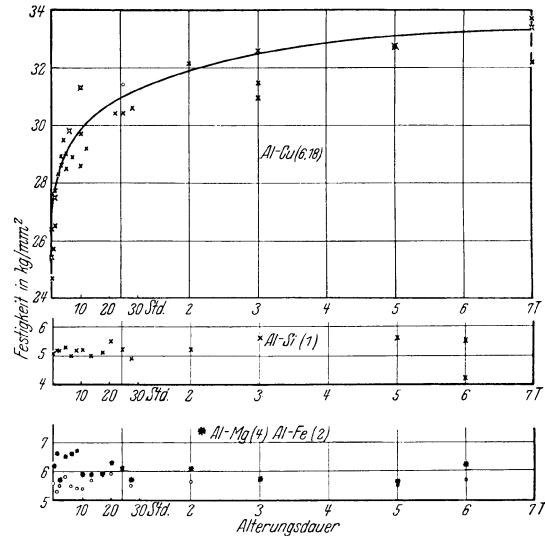


Abb. 7. Alterung binärer Aluminiumlegierungen bei Zimmertemperatur.

150° keine Veränderungen der Festigkeit, die ja bei den letzten beiden Legierungen auch nach den Zustandsdiagrammen gar nicht zu erwarten waren.

Das Verhalten der gleichen Legierungen bei Kaltvergrütung (20°) zeigt Abb. 7. Man sieht, daß auch hier die Festigkeit der Kupfer-Aluminium-Legierung erheblich ansteigt; der Endwert bleibt nur um 2 kg/mm² hinter dem bei 150° erreichten zurück. Die Magnesium-Aluminium- und Eisen-Aluminium-Legierungen zeigen auch hier keinerlei Effekt, während bei der Silizium-Aluminium-Legierung in der Tat ein wenn auch sehr geringer Anstieg vorzuliegen scheint. Die Werte streuen allerdings stark.

b) Aluminium-Kupfer-Silizium.

Abb. 8 zeigt das Verhalten siliziumhaltiger Kupfer-Aluminium-Legierungen bei Warmvergrütung. Zum Vergleich ist auch die Kurve der reinen Kupfer-Aluminium-Legierung (Abb. 6) eingetragen. Die Werte einer Legierung mit geringem Siliziumgehalt (Legierung 12) werden durch sie leidlich gut ausgeglichen. Das Silizium hat also nicht schädigend auf die Vergrütung gewirkt. Dagegen hat der hohe Silizium- und Eisengehalt der Legierungen 14 und 20 einen deutlich ungünstigen Einfluß, den man wohl in der Hauptsache dem Eisen zuschreiben muß, da technische Kupfer-Aluminium-Legierungen mit 1 bis 2% Silizium eine sehr gute Warmvergrütbarkeit

bei Zimmertemperatur.

Al-Cu-Si-Fe						Al-Cu-Mg						Al-Cu-Mg-Si				Al-Mg-Si				Duralumin 681 B ¹					
14		20				7				16		19		11		1		2		3					
σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ	σ_B	δ				
26,9	22	27,1	21	27,3	19	25,6	19	28,4	15	27,8		26,7	14	11,1	15	11,0	18	32,0	22	31,7	19	31,0	22		
										29,2		28,6	15							31,5	20				
28,8	16	29,0	17	28,6	18	27,1	16	30,4	17	30,2		30,2	13	11,2	12	11,0	18	32,2	21	31,6	20	32,0	22		
				29,7	16			32,1	16	31,8		32,0	14	11,3	12			32,1	20	31,6	20	32,6	21		
29,7	18	30,0	19							32,4															
		30,4	19	30,0	18			32,0	17	32,9		35,2	13	11,3	12			32,4	21	31,7	19	32,8	20		
								34,0	12	34,4								32,2	20						
		30,7	18	31,1	18	29,3	17	35,1	17			36,6	13	11,7	14	12,4	18	34,2	19			35,7	19		
				31,1	20	29,4	17													34,3	17				
								35,3	12											37,0	19				
																				38,1	20				
																				39,6	20				
31,5	22	31,0	17			30,8	21	36,2	12							12,4	15	40,4	21	39,9	20				
		30,7	18	31,4	16	30,6	18					40,6	16	13,0	14	12,6	14	41,4	23			41,2	22		
																		41,6	24						
		31,5	18					38,5	15	38,1		40,7	17					39,9	22						
																		40,9	22						
				33,5	19									13,9	13			41,9	22	42,6	23				
																		41,7	22						
		31,9	17	32,8	16	31,5	19	39,6	14	39,0		40,4	11	14,0	13	14,0	13	43,5	19	42,6	22				

¹ Von der großen Zahl gleichartiger Versuchsreihen sind hier nur drei herausgegriffen.

zeigen. Bemerkenswert bei den Legierungen 14 und 20 ist ferner die anfängliche Verzögerung des Festigkeitsanstieges. Nach 1/2 St. ist meist sogar ein Abfall der Festigkeit zu beobachten. Nach 1 St. ist dann die Ausgangsfestigkeit wieder erreicht oder schon etwas überschritten.

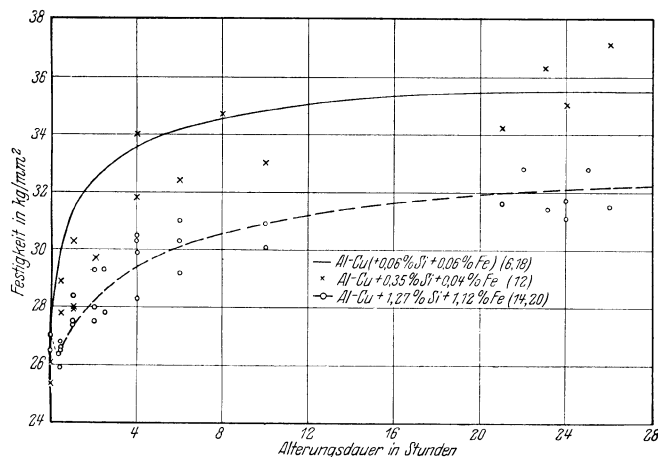


Abb. 8. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Silizium- und Eisengehalt bei 150° C.

Bei Zimmertemperatur treten diese Unterschiede nicht auf (Abb. 9). Die Legierungen mit geringem Siliziumgehalt und die mit hohem Silizium- und Eisengehalten verhalten sich wie reines Kupfer-Aluminium, dessen Kurve auch hier zum Vergleich eingezeichnet ist.

c) Aluminium-Magnesium-Silizium.

Eine kupferfreie, aber Mg₂Si-haltige Legierung (19) verhält sich, wie Abb. 10 für die Warmvergütung zeigt, typisch anders als die kupferhaltigen Legierungen. Der

Anstieg erfolgt allmählich, fast linear und ist auch nach 24 St. noch keineswegs beendet. In einer anderen Versuchsreihe haben wir festgestellt, daß auch nach 3 Tagen die Legierung noch nicht ganz zur Ruhe gekommen war. Die Festigkeit war hier nach einem Tag auf 19,4 kg/mm², nach 2 Tagen auf 20,9 kg/mm² und nach 3 Tagen auf 22,3 kg/mm² gestiegen. Dies entspricht bei einer Ausgangsfestigkeit von 12,3 kg/mm² einer Steigerung um 81%. Bei Zimmertemperatur ist die Legierung nur sehr

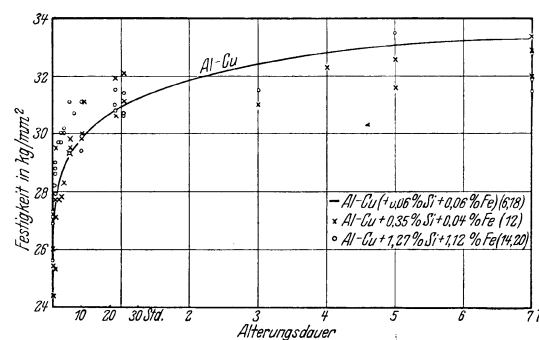


Abb. 9. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Silizium- und Eisengehalt bei Zimmertemperatur.

wenig vergütbar. Der geringe Festigkeitsanstieg ist in der normalen Zeit von 7 Tagen beendet (Abb. 11).

d) Aluminium-Kupfer-Magnesium, Aluminium-Kupfer-Magnesium-Silizium, Duralumin 681 B.

Ein Zusatz von Magnesium zu Aluminium-Kupfer hat, wie Abb. 12 zeigt, für die Warmvergütung keine wesentliche Bedeutung. Die ganze Kurve verläuft nur bei etwas höheren Festigkeitswerten. Ein weiterer Zusatz von Silizium ist dagegen von deutlich günstiger

Wirkung. Auffallend ist dabei der sich auf erheblich längere Zeiten erstreckende Anstieg der Festigkeit. Man darf wohl vermuten, daß dieser Anstieg dem Mg_2Si zugeschrieben ist (vgl. Legierung 19, Abb. 10). Merkwürdigerweise verhält sich das Duralumin selbst nicht

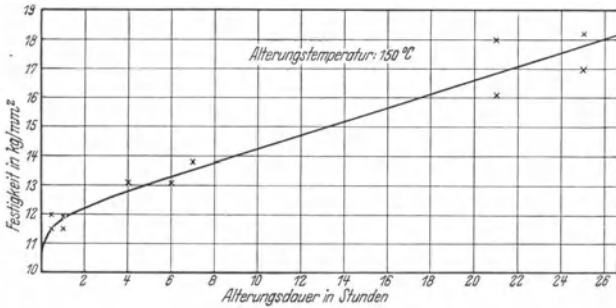


Abb. 10. Alterung einer Magnesium-Silicium-Aluminium-Legierung bei 150° C.

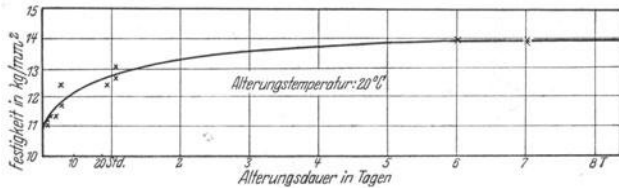


Abb. 11. Alterung einer Magnesium-Silicium-Aluminium-Legierung bei Zimmertemperatur.

verhält sich jedoch das Duralumin der Kupfer-Magnesium-Aluminium-Legierung ähnlicher als der siliziumhaltigen.

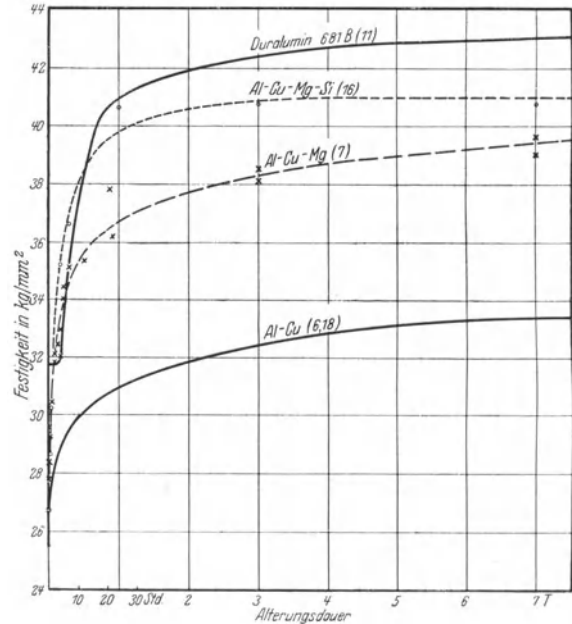


Abb. 13. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Magnesium- und Siliziumgehalt bei Zimmertemperatur.

so; sein Festigkeitsanstieg zeigt vielmehr mit dem der Kupfer-Magnesium-Aluminium-Legierung Ähnlichkeit¹.

Bei Zimmertemperatur verursacht, wie ja schon Archer gefunden hatte, Magnesiumzusatz eine starke

Bezüglich des Duralumins ist noch folgende Bemerkung zu machen. Bei dem uns zur Verfügung stehenden Draht (681 B) war stets die öfter bestrittene Verzögerung des Festigkeitsanstieges zu Beginn der Alterung zweifelsfrei zu beobachten. Erst nach 2, meist sogar nach 4 oder

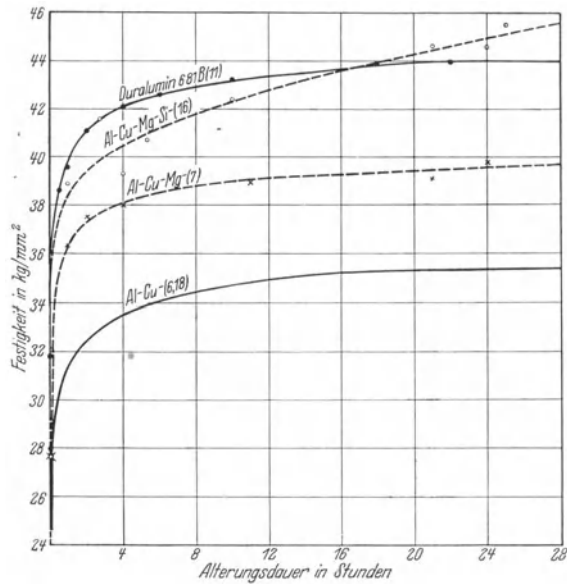


Abb. 12. Alterung von Kupfer-Aluminium-Legierungen mit verschiedenem Magnesium- und Siliziumgehalt bei 150° C.

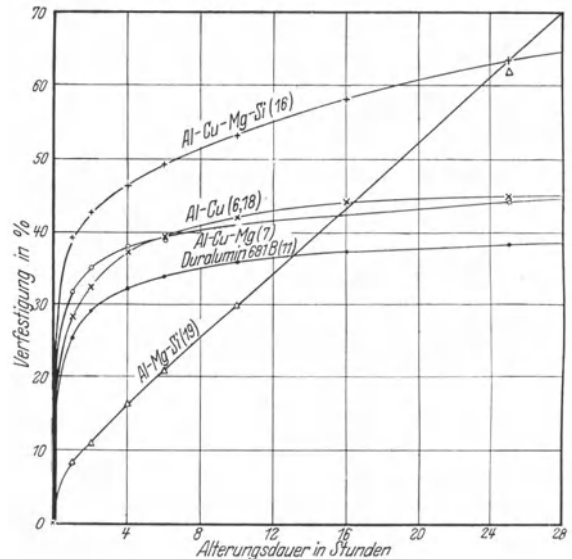


Abb. 14. Verfestigung von Aluminiumlegierungen bei künstlicher Alterung (150° C).

Steigerung der Wirkung des Kupfers (Abb. 13). Die Verfestigung, die bei der reinen Kupfer-Aluminium-Legierung 30% beträgt, steigt auf 40%. Jedoch wirkt auch hier ein Siliziumzusatz weiter verbessernd (53%). Wieder

5 St., setzte der Anstieg der Festigkeit ein. Bei einer weiteren Drahtprobe (gleichfalls Legierung 681 B)¹ setzte der Anstieg bereits nach 1 St. ein; nach 1/2 St. schien hier sogar ein geringer Abfall einzutreten. Die Ursache dieser Verschiedenheiten und der Inkubationserscheinungen überhaupt konnte nicht ermittelt werden. Bei

¹ Bei der großen Zahl der von uns geprüften Duraluminproben haben wir von einer Wiedergabe sämtlicher Beobachtungspunkte abgesehen und in die Abb. 12 und 13 nur die glatten Ausgleichskurven eingezeichnet.

¹ Das Material wurde uns von den Dürener Metallwerken freundlichst überlassen.

den von uns selbst hergestellten Legierungen war eine Verzögerung des Festigkeitsanstieges bei Zimmertemperatur in keinem Fall zu beobachten (vgl. jedoch Warmvergütung von Legierung 14 und 20).

Eine Zusammenfassung aller Kurven in einheitlicher Darstellung ist in den Abb. 14 und 15 gegeben, die die Festigkeitssteigerung (in Prozenten der Festigkeit nach dem Abschrecken) als Funktion der Zeit wiedergeben.

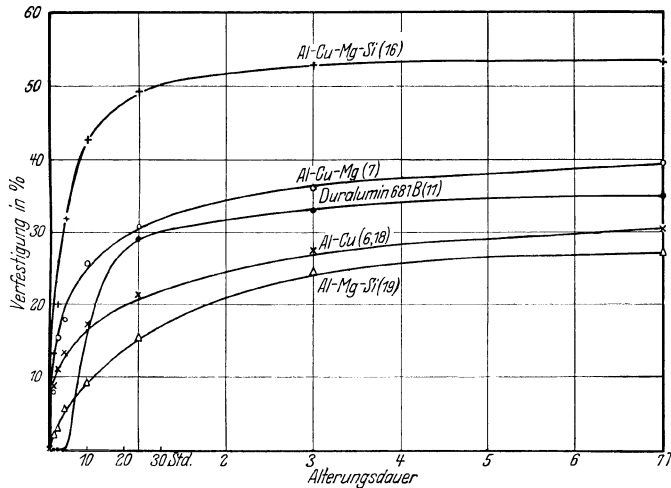


Abb. 15. Verfestigung von Aluminiumlegierungen bei natürlicher Alterung.

Der Ausgangspunkt aller Kurven fällt somit in den Anfangspunkt des Koordinatensystems. Bei dieser Art der Darstellung hat die Ausgangsfestigkeit einen starken Einfluß auf die Ergebnisse. Das macht sich besonders beim Duralumin bemerkbar, dessen prozentuale Verfestigung wegen des hohen Anfangswertes verhältnismäßig niedrig erscheint. Der umgekehrte Fall zeigt sich bei der Warmvergütung der Magnesium-Silizium-Aluminium-Legierung, die den höchsten überhaupt beobachteten Verfestigungswert aufweist, der wohl in der Hauptsache auf die geringe Ausgangsfestigkeit nach dem Abschrecken zurückzuführen ist. Bezüglich der Einzelheiten der Schaubilder sei auf das bei der Besprechung der verschiedenen Legierungen Gesagte verwiesen.

3. Zusammenfassung.

Zusammenfassend läßt sich über das Ergebnis der Festigkeitsversuche im Hinblick auf das Duraluminproblem folgendes sagen:

Bezüglich der Warmvergütung sind wir in Übereinstimmung mit der Mehrzahl der Autoren, die CuAl_2 als den wirksamen Bestandteil ansehen¹. Der Einfluß von Magnesium ist, wenn überhaupt vorhanden, nur gering. Mg_2Si erhöht die Vergütbarkeit beträchtlich; ein Anschluß an das Duralumin wird dadurch jedoch nicht gewonnen.

Recht ähnlich scheinen die Verhältnisse bei der natürlichen Alterung zu sein. Auch hier möchten wir die Vergütung im wesentlichen der Verbindung CuAl_2 zuschreiben. Diese Auffassung wird durch folgende Beobachtungen gestützt:

¹ Einen direkten Nachweis der CuAl_2 -Ausscheidung bei der künstlichen Alterung erbringen die nachfolgend beschriebenen, röntgenographischen Versuche.

a) Kinetik: Auch bei Zimmertemperatur ist der Anstieg der Festigkeit zu Beginn der Vergütung für alle kupferhaltigen Legierungen steiler als bei der Mg_2Si -haltigen Legierung.

b) Ausmaß der Verfestigung: Die Gesamtfestigkeitssteigerung ist bei der nur Mg_2Si enthaltenden Legierung absolut und relativ geringer als bei allen kupferhaltigen Legierungen.

c) Erhöhung der Verfestigung durch Magnesiumzusatz: Ein großer Teil der durch gleichzeitige Anwesenheit von Magnesium und Silizium erzielbaren Steigerung der Vergütung wird auch schon durch Magnesium allein erreicht.

Eine bündige Erklärung für die Art des Einflusses des Magnesiums auf die Vergütung kann heute noch nicht gegeben werden. Archer nimmt an, daß die durch die Mischkristallbildung mit Magnesium verursachte Aufweitung des Aluminiumgitters eine Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit bewirkt. Demgegenüber möchten wir die Vermutung aussprechen, daß bereits durch die Tatsache des Vorhandenseins eines Mischkristalls eine diffusionsfördernde Wirkung bedingt wird. Hierzu ist nur die Annahme vonnöten, daß die durch Mischkristallbildung verursachten Gitterstörungen dieselbe Wirkung

auf das Diffusionsvermögen ausüben, wie die durch Kaltreckung verursachten. Diese Annahme erscheint uns bei der gleichartigen Wirkung, welche die beiden Arten von Gitterstörungen auf andere Kristalleigenschaften, wie beispielsweise die Formfestigkeit, ausüben, durchaus möglich.

II. Röntgenographische Untersuchungen¹.

Ein mikroskopischer Nachweis der Ausscheidung von CuAl_2 - oder Mg_2Si -Teilchen im veredelten Duralumin ist bisher noch nicht geglückt. Wahrscheinlich sind die ausgeschiedenen Teilchen so klein, daß sie wegen der Begrenzung der Auflösungs-fähigkeit des Mikroskops durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes nicht sichtbar gemacht werden können. Nur Dix und Richardson² war es gelungen, in einer Kupfer-Aluminium-Legierung nach zweiwöchentlicher Alterung bei 200° C ausgeschiedenes CuAl_2 nachzuweisen. Festigkeitsangaben werden nicht gemacht, doch ist wohl zu vermuten, daß bei den verwendeten Glühbedingungen der Höchstwert der Festigkeit bereits überschritten war.

Der Umstand, daß es bei Verwendung von Röntgenstrahlen gelingt, von Kriställchen bis etwa 1 $\mu\mu$ Durchmesser noch deutliche Beugungsbilder zu bekommen, räumt der röntgenographischen Methode zur Verfolgung der Ausscheidung einen erheblichen Vorrang vor der mikroskopischen ein.

Das von uns angewendete Verfahren ist im Prinzip sehr einfach. Da jede kristalline Substanz ein durch

¹ Eine kurze Mitteilung über diese Versuche, die im Metalllaboratorium der Metallgesellschaft A.-G., Frankfurt a. M., ausgeführt wurden, findet sich in Naturwissensch. Bd. 14, S. 980. 1926.

² E. H. Dix und H. H. Richardson: l. c.

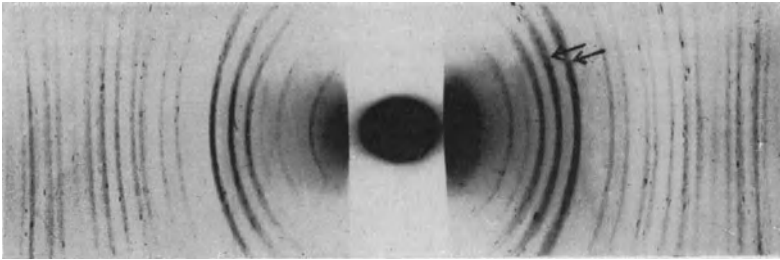


Abb. 16. CuAl_2 -Diagramm.

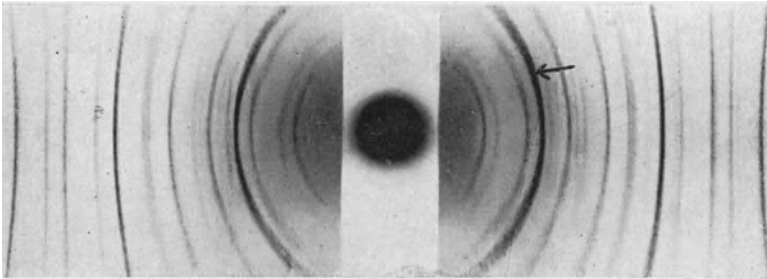


Abb. 17. Mg_2Si -Diagramm.

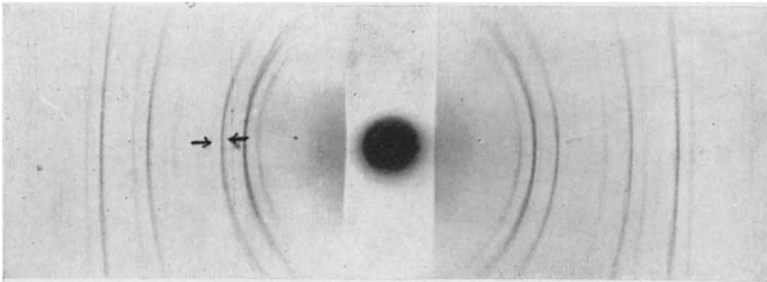


Abb. 18. Pulvergemisch aus Aluminium und 5% CuAl_2 .

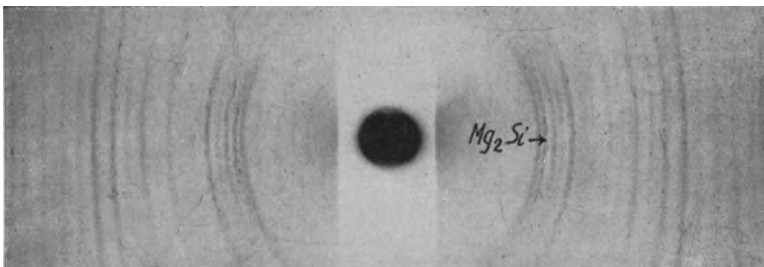


Abb. 19. Pulvergemisch aus gleichen Teilen von Aluminium, CuAl_2 und Mg_2Si .

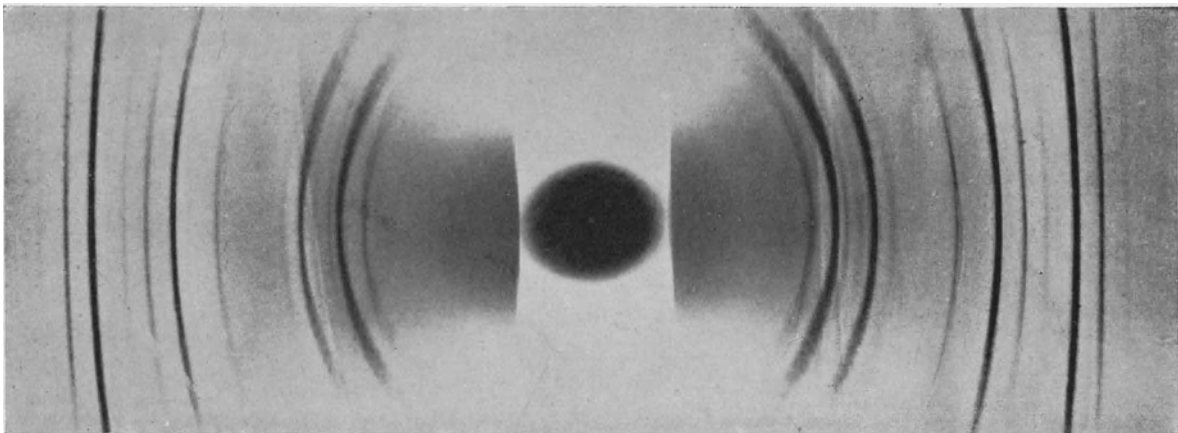


Abb. 20. Diagramm eines geblühten Duralumindrahtes. Die beiden stärksten CuAl_2 -Linien sind deutlich erkennbar.

ihren Gitterbau bestimmtes, charakteristisches Beugungsbild (Debye-Scherrer-Diagramm) gibt, wird, falls eine Ausscheidung — etwa von CuAl_2 — vorliegt, das Beugungsbild des CuAl_2 neben dem des Aluminiums im Röntgendiagramm sichtbar sein. Wegen der geringen Konzentration der ausgeschiedenen Kristallart muß naturgemäß die Belichtungszeit außerordentlich verlängert werden, und auch dann kann man nur das Auftreten der stärksten Linien der gesuchten Substanz erwarten. Eine Komplikation kann dabei noch durch Zusammenfallen der gesuchten Linien mit solchen des Aluminiums entstehen. In den Abb. 16 und 17 ist das Debye-Scherrer-Diagramm der Verbindungen CuAl_2 und Mg_2Si wiedergegeben (Hadding-Rohr, Cu-Antikathode). Die zur Identifizierung in Betracht kommenden stärksten Linien sind durch Pfeile hervorgehoben. Um die gegenseitige Lage der verschiedenen Linien zu bestimmen, wurden zunächst Aufnahmen von Pulvergemischen angefertigt. Die Aufnahme eines Aluminiumpulvers, dem 5% CuAl_2 beigemischt sind, ist in Abb. 18 dargestellt. Neben den Linien des Al sind die beiden stärksten CuAl_2 -Linien erkennbar. Abb. 19 gibt die Aufnahme eines Pulvergemisches mit gleichen Anteilen von Aluminium, CuAl_2 und Mg_2Si wieder. Von den fünf inneren, starken Linien gehören die erste (innere) und die vierte dem Aluminium, die dritte und fünfte dem CuAl_2 , die zweite dem Mg_2Si zu. Leider zeigt sich hier nun, daß die Mg_2Si -Linie mit der $(002)_\beta$ -Linie des Aluminiums zusammenfällt. An dieser Stelle ist also immer eine

schwache Interferenz vorhanden, so daß es ohne eine die Belichtungszeit erneut erheblich verlängernde Monochromatisierung des verwendeten Röntgenlichtes nicht möglich ist, über das Mg_2Si eine Aussage zu machen.

wohl verlorengegangen wären. Die Abb. 22 und 23 zeigen indes das Vorhandensein von $CuAl_2$ auch in diesen Fällen an Hand von Kurven, die beim Photometrieren des Äquators der Diagramme erhalten worden sind. Die

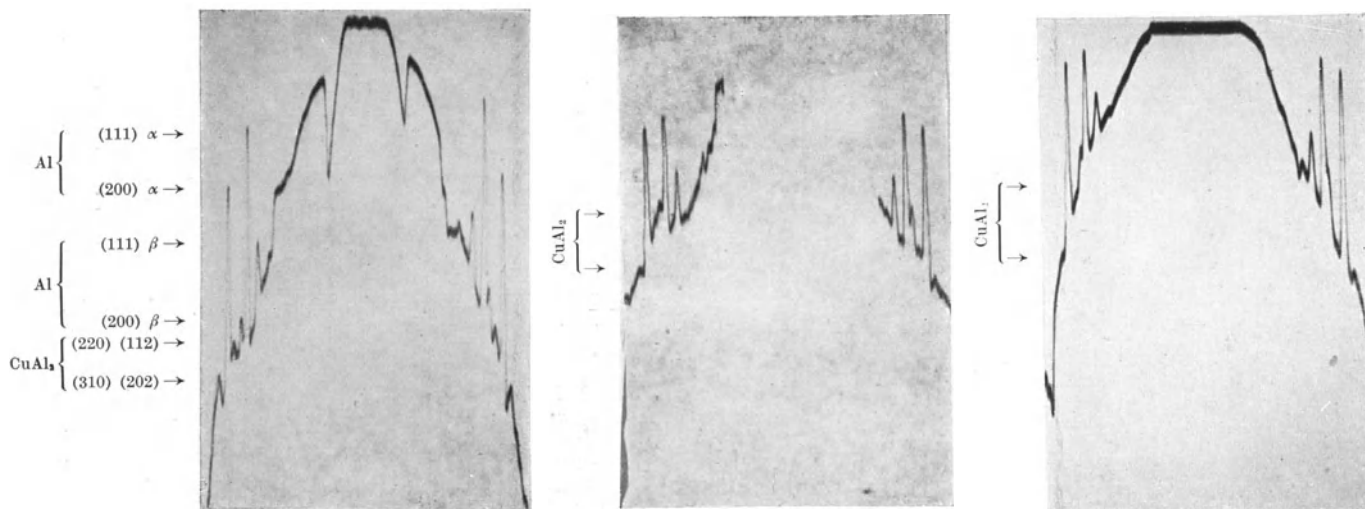


Abb. 21. Geglüht.

Abb. 22. 22 St. bei 150° gealtert.

Abb. 23. 4 St. bei 200° gealtert

Abb. 21 bis 23. Photometerkurven des Äquators von Duralumindiagrammen.

Für die Duraluminaufnahmen wurden Belichtungszeiten von 50000 mA-Min. angewendet. Eine weitere Verlängerung der Belichtungszeit erwies sich nicht als vorteilhaft, da die allgemeine Grundschrägung des Films dann zu stark wurde, um schwache Linien zu erkennen.

Abb. 20 zeigt die Aufnahme eines geglähten Duralumindrahtes. Die beiden $CuAl_2$ -Linien zu beiden Seiten der zweiten Aluminiumlinie sind deutlich sichtbar. (Vgl. auch die Photometerkurve Abb. 21.) Ebenso war an abgeschrecktem und dann bei 150° oder 200° C gealtertem Duralumin stets eine Ausscheidung von $CuAl_2$, wenn auch schwächer als beim geglähten Draht, zu erkennen. Eine Wiedergabe der Diagramme ist jedoch unterblieben, da die schwachen $CuAl_2$ -Linien bei der Reproduktion

dem $CuAl_2$ entsprechenden Knicke sind deutlich erkennbar.

Nach der Alterung bei Zimmertemperatur waren dagegen neue Linien nicht festzustellen. Ein Beweis gegen die Ausscheidungshypothese ist darin unseres Erachtens nicht zu erblicken, da auch das Auflösungsvermögen der röntgenographischen Methode nach unten begrenzt ist und nicht bis zur molekulardispersen Ausscheidung reicht. Vielleicht ist auch die ausgeschiedene Menge zu gering, um bei der angewendeten Belichtungszeit sichtbar zu werden.

Jedenfalls scheint uns durch die obigen Versuche eine mit der künstlichen Alterung des Duralumins einhergehende Ausscheidung von $CuAl_2$ bewiesen zu sein.

Die Alterungshärtung der aluminiumreichen Silber-Aluminiumlegierungen.

Von M. Hansen¹.

W. Kroll² hat im Rahmen einer Untersuchung über den Ersatz des Kupfers in selbsthärtenden Aluminiumlegierungen durch Silber die Alterungshärtung einiger Silber-Aluminium-Legierungen bestimmt. Danach ist die Härtung der binären Silber-Aluminium-Legierungen bei Raumtemperatur gering; beim Altern bei 130° sind dagegen mit Legierungen mit 1,3 bzw. 2,3, 4,5, 6,5 und 9,1% Ag Härtesteigerungen von 24 bzw. 32, 63, 55 und 62% zu erreichen.

Nachdem inzwischen die Löslichkeit des Silbers im Aluminium vom Verfasser³ bei Temperaturen zwischen 200° und 558°, der Temperatur der Eutektikalen, bestimmt war (Abb. 1), war es interessant, systematische

Vergütungsversuche mit einer größeren Anzahl Legierungen mit steigendem Silbergehalt und bei verschiedenen Alterungstemperaturen auszuführen. Die Ergebnisse seien hier kurz mitgeteilt.

Die Versuche wurden auf 12 Legierungen mit 0,45 bis 11,80% Ag (Tab. 1) beschränkt, und zwar wurden dieselben Legierungen verwendet, die zur metallographischen Untersuchung des Zustandsschaubildes gedient hatten.

Tabelle 1. Zusammensetzung der Legierungen.

Bezeichnung	Gew.-% Ag	Bezeichnung	Gew.-% Ag
5	0,45	35	3,44
10	1,08	40	3,98
15	1,47	60	5,99
20	2,02	80	7,98
25	2,45	100	9,94
30	3,81	120	11,80

¹ Original: Naturwiss. Bd 16, S. 417—419. 1928.

² W. Kroll: Metall u. Erz Bd. 23, S. 555—557. 1926.

³ M. Hansen: Z. Metallkunde Bd. 20, Juniheft 1928.

Das Aluminium enthielt 0,097% Si und 0,158% Fe (Kroll verwendete Aluminium mit 0,45% Si, 0,65% Fe und 0,01% Cu). Blöckchen von 20 mm Dicke, 35 mm

den beiden Brinellzahlen nur in ganz vereinzelt Fällen mehr als eine Einheit. Die Ergebnisse sind in den Abb. 2 bis 4 zusammengestellt.

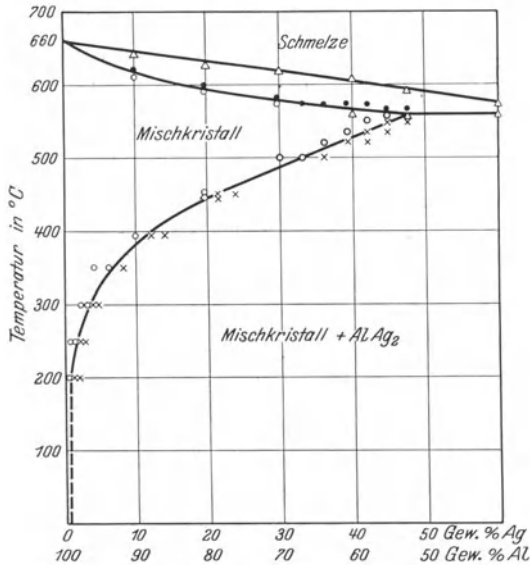


Abb. 1. Gleichgewichtsschaubild der Silber-Aluminiumlegierungen mit 0 bis 60 Gew.-% Silber nach Untersuchungen des Verfassers.

Breite und 120 g Gewicht wurden durch Gießen in eine kalte Eisenkokille hergestellt und darauf auf 10 mm Dicke warm heruntergeschmiedet. Die Proben wurden 5 St. bei $525^\circ \pm 5^\circ$ gegläht und in Eiswasser abgeschreckt. Die Alterung erfolgte in elektrisch

Auf die schon von zahlreichen Forschern festgestellten und auch hier bestätigten Gesetzmäßigkeiten über den Verlauf der Härte-Zeitkurven bei verschiedenen Legierungen mit steigendem Gehalt an Zusatzmetall und bei verschiedenen Alterungstemperaturen braucht nicht näher eingegangen zu werden. Zusammenfassend soll nur gesagt werden, daß bei 100° die Höchst Härte noch nicht nach 6 wöchiger Alterungsdauer erreicht ist (Abb. 2), während bei 150° die Härte nach 5 bis 7 Tagen nicht mehr wesentlich wächst (Abb. 3) und bei 175° die Höchst Härte — je nach der Zusammensetzung — fast durchweg nach 1 bis etwa 5 St. erreicht ist (Abb. 4). Die Legierung 5 mit 0,45% Ag härtet bei 175° nicht; bei 100° und 150° ist ein geringer, aber einwandfreier Härteanstieg festzustellen. Daraus folgt, daß die Löslichkeit des Silbers, die wegen mangelnder Diffusion bei Temperaturen unter 200° nicht durch Gefügebeobachtung festgestellt werden konnte, unterhalb 150° kleiner als 0,45% Ag ist.

In den Legierungen mit 1 bis 6% Ag nimmt die erreichbare Höchst Härte stärker zu als die Ausgangshärte nach dem Abschrecken, in den silberreicheren Legierungen weniger stark. Den größten Vergütungseffekt (pro-

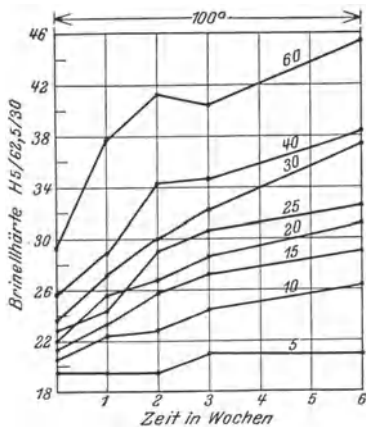


Abb. 2. Härtezunahme von Silber-Aluminiumlegierungen durch Altern bei 100° .

geheizten Ölbädern bei 100° , 150° und 175° . Die Brinellhärte wurde mit einer 5-mm-Kugel bei einem Druck von 62,5 kg und einer Belastungsdauer von 30 Sek. gemessen¹.

Mit Ausnahme der bei 100° gealterten Proben, deren Größe nur jedesmal einen Eindruck zuließ, wurden zwei Werte gemessen, doch betrug der Unterschied zwischen

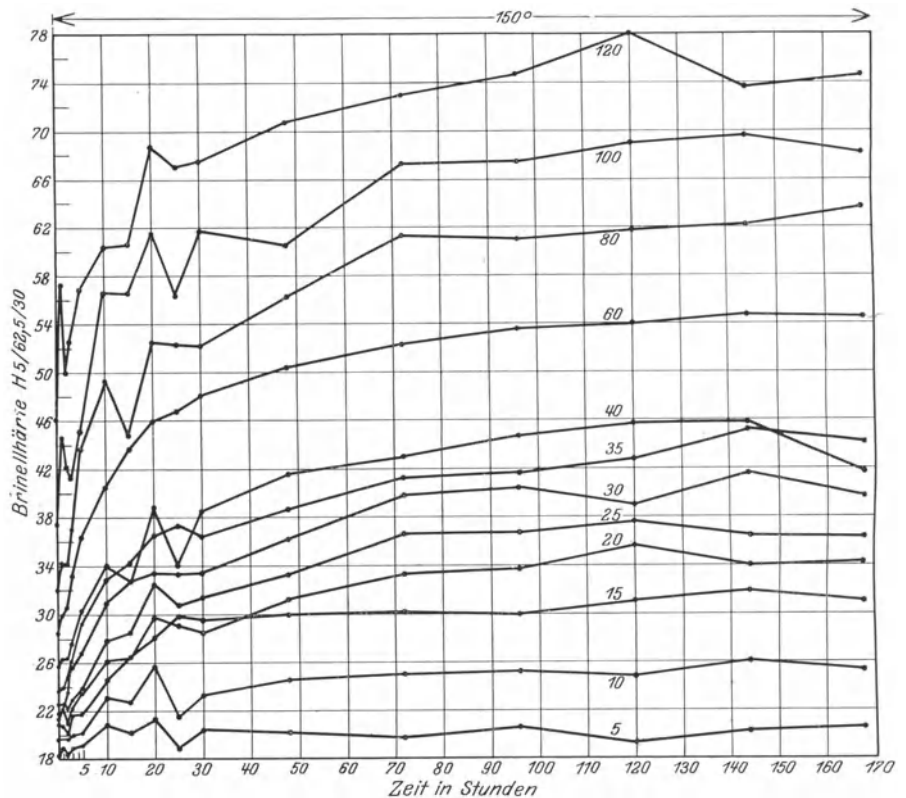


Abb. 3. Härtezunahme von Silber-Aluminium-Legierungen durch Altern bei 150° .

zentuale Härtesteigerung) weist nach Abb. 5 eine Legierung mit etwa 6% Ag auf. Die Härtesteigerungen beim Altern bei 150° sind wesentlich höher, als die von Kroll durch Altern bei 130° gefundenen (s. o.). Die Alterung einer Legierung mit 6,3% Ag bei 160° erreichte nach Kroll 100%, gemessen an der Bruchfestigkeit. Die gün-

¹ Dem Institut ist von der Firma Losenhausenwerk, Düsseldorf, freundlicherweise eine 3000-kg-Kugeldruckprüfmaschine mit einem $\frac{1}{10}$ -Laufgewicht zur Verfügung gestellt.

stigste Alterungstemperatur der reinen Silber-Aluminium-Legierungen liegt also offenbar bei 150° bis 160°.

Atomprozenten) zurück. Neben der verschiedenen spezifischen Wirkung der beiden Zusatzmetalle ist dieses Verhalten in den stark voneinander abweichenden Konstitutionsverhältnissen (Löslichkeit, Zusammensetzung der härtenden Verbindung) begründet.

Herrn Kurt Scharfenort (Ingenieur-Nothilfe) bin ich für die Ausführung der Härtemessungen zu Dank verpflichtet.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sei für die Unterstützung der Untersuchung besonders gedankt.

Zusammenfassung.

Der zeitliche Verlauf der Härtung von 12 abgeschreckten Silber-Aluminium-Legierungen mit 0,5 bis 12% Ag wurde bei Alterungstemperaturen von 100°, 150° und 175° gemessen. Eine Legierung mit etwa 6% Ag zeigt den größten

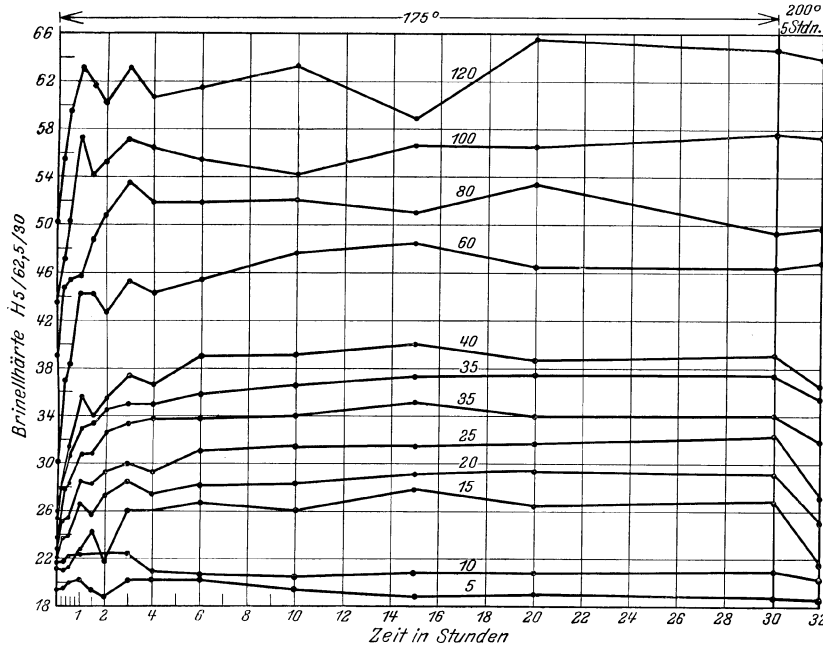


Abb. 4. Härtezunahme von Silber-Aluminium-Legierungen durch Altern bei 175°.

In Abb. 6 ist die Härte nach verschiedenen Wärmebehandlungen in Abhängigkeit von der Konzentration dargestellt. Die obere und untere Kurve schließen den Härtebereich ein, in welchem die Härte durch verschiedene Wärmebehandlung zu verändern ist. Die Härte der bei 100° gehärteten Legierungen ist nicht eingezeichnet,

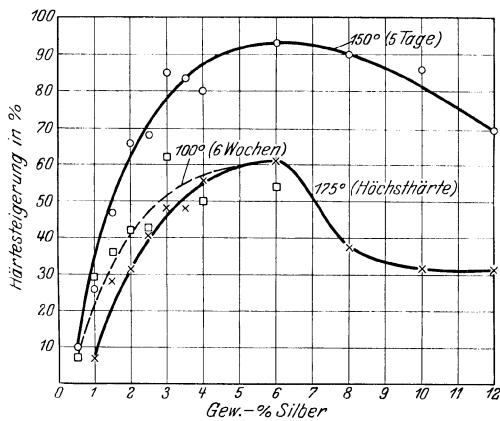


Abb. 5. Prozentuale Härtesteigerung (Vergütungseffekt) von Silber-Aluminium-Legierungen nach Alterung bei verschiedenen Temperaturen.

da sie praktisch mit der 175°-Kurve zusammenfällt. Bemerkenswert ist, daß die Härte der bei 200° angelegenen Legierungen nach 32tägigem Glühen noch ziemlich hoch ist.

Die Absolutwerte der Härte, sowohl der geglühten als der gealterten Silber-Aluminium-Legierungen, bleiben weit hinter der Härte der Kupfer-Aluminium-Legierungen mit gleichem Kupfergehalt (in Gewichts- wie auch in

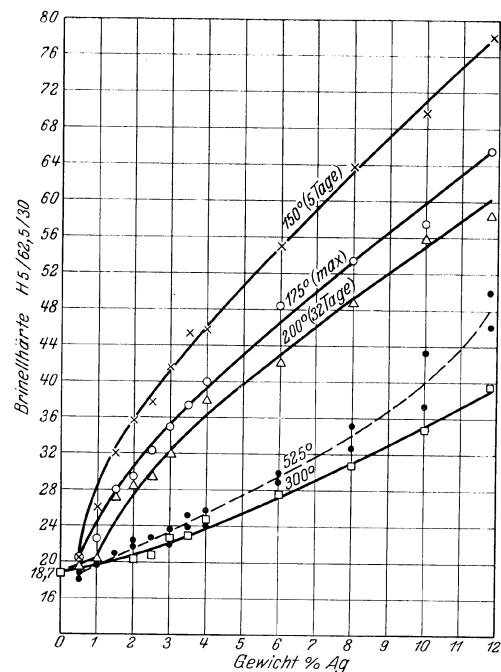


Abb. 6. Brinellhärte von Silber-Aluminiumlegierungen nach verschiedenen Wärmebehandlungen.

Zeichenerklärung zu Abb. 6:
 - - - • - - 5 St. bei 525° gegl. und abgeschr.,
 - - - □ - - 45 St. bei 537° gegl. und abgeschr. und darauf 5 Tage bei 300° ± 5° gegl. und abgeschr.,
 - - - △ - - gealtert bei 200°,
 - - - ○ - - gealtert bei 175°,
 - - - × - - gealtert bei 150°.

Vergütungseffekt. Die günstigste Alterungstemperatur liegt nahe bei 150°.

Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens.

Von O. Bauer und K. Sipp¹.

A. Einleitung.

Unsere gesamten technischen Eisen-Kohlenstoff-Legierungen sind in dem Zustand, in dem sie ihre wertvollsten Eigenschaften entfalten, eigentlich instabil. Sie streben alle dem stabilen Gleichgewicht Ferrit-Graphit zu; nur ist der Grad der Instabilität je nach der Art des Eisens sehr verschieden.

Bereits gewisse hochgekohte Stahlsorten neigen dazu, unter dem Einfluß höherer Temperaturen Temperkohle bzw. Graphit auszuschcheiden; viel größer ist diese Neigung bei unseren technischen Gußeisensorten, da hier die Vorbedingungen für eine Aufspaltung des Zementits bzw. für eine Ausscheidung elementaren Kohlenstoffs aus der festen Lösung erheblich günstiger liegen; zunächst ist der Gesamtkohlenstoff höher; dann hat Gußeisen stets einen beträchtlichen Siliziumgehalt — daß Silizium das wirksamste Mittel zur Förderung der Graphitausscheidung ist, ist seit langer Zeit bekannt —, und schließlich sind in grauem Gußeisen bereits Graphitblätter vorhanden, die wie Keime wirken.

Die Aufspaltung des freien oder im Perlit enthaltenen Zementits, sowie die Ausscheidung der Temperkohle aus der festen Lösung geht unter Volumenzunahme vor sich; das Gußeisen „wächst“, wie die Praxis sagt.

Man hat diesem „Wachsen des Gußeisens“, das man ja bereits seit langer Zeit vom Temperprozeß her kannte, praktisch keine besondere Aufmerksamkeit geschenkt, da es sich beim Tempern während des Herstellungsprozesses abspielt und das fertige Konstruktionsstück dadurch nicht weiter in Mitleidenschaft gezogen wird.

Erst als die Anforderungen an das Gußeisen bezüglich seiner Temperaturbeständigkeit, namentlich im Dampfturbinenbau, immer größer wurden und die fertigen Gehäuse im Betriebe lange Zeit Temperaturen bis zu 400° und höher ausgesetzt werden mußten, machte es sich störend bemerkbar und führte bereits vielfach zu großen wirtschaftlichen Schädigungen.

Die Forschung hat sich mit der Erscheinung der Volumenzunahme des Gußeisens bereits eingehend beschäftigt², ohne daß es jedoch gelungen wäre, alle Um-

stände, die auf das „Wachsen“ von Einfluß sind, restlos zu erfassen und in ihrer gegenseitigen Auswirkung aufeinander eindeutig zu bestimmen.

Soweit sich zur Zeit übersehen läßt, handelt es sich beim „Wachsen des Gußeisens“ im wesentlichen um zwei, an sich völlig verschiedene Vorgänge, die jedoch in der Praxis meist nebeneinander hergehen und in der einschlägigen Literatur vielfach miteinander verwechselt werden.

Der primäre Vorgang ist der Zerfall des Karbids in seine beiden Komponenten Graphit und Ferrit bzw. die Ausscheidung des Graphits oder der Temperkohle aus der festen Lösung (Austenit). Die dadurch bedingte Volumenzunahme ist nicht sehr erheblich; sie beträgt für ein Gußeisen mit 0,9% gebundenem Kohlenstoff im Höchsthalle etwa 0,98%¹. Die Ausscheidung des Graphits, der sich meist an die bereits vorhandenen Graphitblätter anlagert, verursacht jedoch eine Auflockerung des Gefüges, die wieder die Vorbedingung für den sekundären Vorgang des Wachsens infolge Oxydation und Korrosion des Eisens und der im Eisen enthaltenen Fremdstoffe (Silizium usw.) ist². Dieses sekundäre Wachsen kann unter Umständen erheblich größere Ausmaße (bis zu mehreren Prozenten) annehmen als das primäre. Für das sekundäre Wachsen sind in erster Linie die Betriebsverhältnisse ausschlaggebend, die naturgemäß je nach der Art des Betriebes starken Schwankungen unterworfen sind und bei Versuchen im kleinen Maßstab kaum jemals den Verhältnissen im großen angepaßt werden können. Für die Praxis bleibt nach obigen Ausführungen zunächst das wichtigste Ziel, ein Gußeisen zu finden, das gegenüber dem primären Vorgang der Aufspaltung des Karbids

R. R. Higgins: Die Längenänderung von Gußeisen bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen zwischen 15 und 600°. Carn. Schol. Mem. Bd. 15, S. 217. 1926.

F. Wüst und O. Leihener: Beitrag zur Frage des Wachsens von Gußeisen. Forsch.-Arb. Ing. Nr. 259, S. 92. 1927.

W. Schwinning und H. Flößner: Über das Wachsen von Gußeisen. Stahleisen 1927, S. 1075. Ber. Werkst. Aussch. Nr. 103, 1927, V. Eisenhüttenl.

J. W. Donaldson: Wärmebehandlung und das Wachsen von Gußeisen. Foundry Tr. J. Bd. 35, Nr. 548, S. 143 und Nr. 549, S. 167. 1927.

J. H. Andrew: Wachsen des Gußeisens bei wiederholter Erhitzung. The Foundry, 15. Dezember 1927, S. 959—961 und 975.

Vortrag Amer. Foundrymen's Association (Sonderheft), 6. Juni 1927.

¹ Diese Zahl errechnet sich nach Wüst und Leihener unter Zugrundelegung des spez. Gewichts des α -Eisens = 7,86, des Zementits = 7,82 und des Graphits bzw. der Temperkohle = 1,8.

² Von verschiedenen Seiten ist schließlich noch darauf hingewiesen worden, daß vielleicht auch der Druck der im Gußeisen eingeschlossenen Gase eine Volumenzunahme bedingen könnte. Ein einwandfreier, durch das Experiment nachgewiesener Beweis für diese Hypothese ist bisher jedoch noch nicht erbracht. Literaturangaben hierzu finden sich ebenfalls in der Arbeit von Sipp und Roll.

¹ Original: Die Gießerei Bd. 15, Nr. 41, S. 1018; Nr. 42, S. 1047. 1928.

² In der Arbeit: „Das Wachsen des Gußeisens“ von K. Sipp und F. Roll (Gieß.-Zg. 1927, Heft 9 und 10) findet sich eine sehr vollständige Zusammenstellung und kurze Besprechung der Arbeiten (bis 1926), die sich mit obigen Fragen beschäftigen; wir konnten daher davon absehen, hier nochmals diese bereits veröffentlichten Arbeiten aufzuzählen.

Einige neuere Arbeiten mögen hier noch erwähnt werden.

R. R. Kennedy und G. J. Oswald: Verzögerung des Wachsens von Gußeisen durch P und Ti. Rev. Fond. Mod. Bd. 21, S. 415, 25. Oktober 1927.

Der Einfluß verschiedener Legierungselemente auf das Wachsen von Gußeisen bei wiederholtem Erhitzen. Trans. Am. Found. Assoc. Bd. 34, S. 871. 1927; siehe auch Stahl-eisen 1927, S. 140.

C. Bennedicks und H. Löfqvist: Das Wachsen von Gußeisen. Iron Steel Inst. Bd. 115, S. 603. 1927; siehe auch Stahl-eisen 1927, S. 1408. Jernk Ann. Bd. 111, Nr. 7, S. 353. 1927.

bzw. der Ausscheidung von Temperkohle aus der festen Lösung möglichst unempfindlich ist.

In der Sitzung des Unterausschusses für Gußeisen am Mittwoch, den 25. August 1926, in Berlin legten wir einen sich in obiger Richtung bewegenden Arbeitsplan vor; derselbe wurde vom Unterausschuß gebilligt und gelangte mit einigen, sich im Laufe der Arbeit als notwendig herausgestellten Abänderungen zur Durchführung.

B. Arbeitsplan.

„Nach dem heutigen Stande unserer Erkenntnis beeinflussen in erster Linie Kohlenstoff, Silizium und Mangan das Wachsen des Gußeisens.

Je höher der Siliziumgehalt ist, um so mehr neigt das Karbid dazu, aufzuspalten. Hoher Mangangehalt soll diese Neigung abmildern. Das Verhältnis zwischen Silizium und Mangan wird daher bei gleich hohem Kohlenstoffgehalt von maßgebendem Einfluß auf das Verhalten des Gußeisens bei hohen Temperaturen sein. Unzweifelhaft werden auch Phosphor und Schwefel, unter Umständen auch andere Stoffe (z. B. Nickel) das Verhalten beeinflussen. Um jedoch den Arbeitsplan nicht ins Uferlose auszudehnen, ist zunächst beabsichtigt, lediglich den Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium zu studieren.

Folgende Gehalte an Kohlenstoff, Mangan und Silizium sollen angestrebt werden:

	%		%		%	
Kohlenstoff	}	2,5	Mangan	}	0,5	
		3,0			1,0	
		3,5			1,5	
				Silizium	}	0,5
						1,0
						1,5
						2,0
						3,0

Diese Gehalte untereinander variiert ergeben die in nachfolgender Zahlentafel 1 aufgeführten 45 verschiedenen Schmelzen:

Zahlentafel 1.

Nr.	Kohlenstoff %	Mangan %	Silizium %	Nr.	Kohlenstoff %	Mangan %	Silizium %
1	2,5	0,5	0,5	24	3	1,0	2,0
2	2,5	0,5	1,0	25	3	1,0	3,0
3	2,5	0,5	1,5	26	3	1,5	0,5
4	2,5	0,5	2,0	27	3	1,5	1,0
5	2,5	0,5	3,0	28	3	1,5	1,5
6	2,5	1,0	0,5	29	3	1,5	2,0
7	2,5	1,0	1,0	30	3	1,5	3,0
8	2,5	1,0	1,5	31	3,5	0,5	0,5
9	2,5	1,0	2,0	32	3,5	0,5	1,0
10	2,5	1,0	3,0	33	3,5	0,5	1,5
11	2,5	1,5	0,5	34	3,5	0,5	2,0
12	2,5	1,5	1,0	35	3,5	0,5	3,0
13	2,5	1,5	1,5	36	3,5	1,0	0,5
14	2,5	1,5	2,0	37	3,5	1,0	1,0
15	2,5	1,5	3,0	38	3,5	1,0	1,5
16	3	0,5	0,5	39	3,5	1,0	2,0
17	3	0,5	1,0	40	3,5	1,0	3,0
18	3	0,5	1,5	41	3,5	1,5	0,5
19	3	0,5	2,0	42	3,5	1,5	1,0
20	3	0,5	3,0	43	3,5	1,5	1,5
21	3	1,0	0,5	44	3,5	1,5	2,0
22	3	1,0	1,0	45	3,5	1,5	3,0
23	3	1,0	1,5				

Der Phosphor- und Schwefelgehalt soll bei allen Schmelzen möglichst gleich und möglichst niedrig gehalten sein.

Zum Vergleich wurde noch eine weitere Schmelze mit möglichst hohem Mangangehalt (etwa 4% Mn) hergestellt, die die Nr. 46 erhielt. Von jeder Gattierung ist eine Probeplatte zu gießen, aus der die Stäbe für die Glühversuche herausgearbeitet werden.

Die Stäbe sind bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenen Zeiten im Muffelofen zu glühen und die dabei auftretenden Längenänderungen nach dem Abkühlen auf Zimmerwärme zu messen. Das Kleingefüge ist vor und nach der Glühung festzustellen.“

C. Durchführung der Versuche.

a) Das Schmelzen der Legierungen und das Vergießen der Probeplatten.

Die Schmelzung wurde im Tiegelofen mit Koksfeuerung vorgenommen. Als Einsatzstoffe standen Hämatitroheisen, Silbereisen und Stahl zur Verfügung, die entsprechend der jeweiligen Soll-Analyse gattiert wurden. Als Zusatz wurde Ferro-Mangan (75%) und Ferro-Silizium (40 bis 50%) verwandt. Der Tiegelinhalt war so bemessen, daß er zum Vergießen aller fünf Gattierungen jeder Reihe (siehe Zahlentafel 1) ausreichte; dabei wurde so verfahren, daß zunächst die jeweilige Grundschemelze (mit dem niedrigsten Siliziumgehalt) bei etwa 1400° vergossen wurde, darauf wurden die zur Steigerung des Siliziumgehaltes erforderlichen Zusätze gemacht, der Tiegel wieder eingesetzt, auf etwa 1400° erwärmt und vergossen, und so fort, bis die letzte Schmelze der Reihe mit dem höchsten Siliziumgehalt vergossen war.

Von jeder Schmelze wurde zunächst je eine Platte von 250×220×30 mm (Abb. 1, Form a) in getrockneter kalter Form normaler Art vergossen.

Bei solchen Gattierungen, bei denen dabei weißes oder meliertes Gefüge zu erwarten war, wurde, um graues Gefüge zu erhalten, die Form entsprechend vorgewärmt¹.

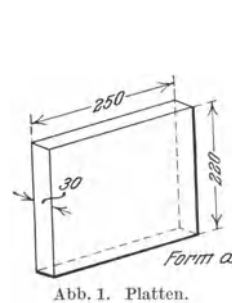


Abb. 1. Platten.

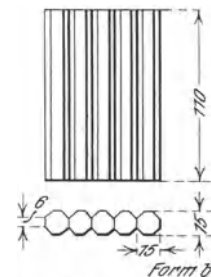


Abb. 2. Kerbplatten.

Um ferner einen Anhalt für den Einfluß der Gefügeausbildung auf das „Wachsen“ des Gußeisens zu gewinnen, wurde noch ohne Rücksicht darauf, ob das Gefüge grau oder weiß ausfällt, aus der ersten und letzten Gattierung jeder der neun Versuchsreihen je eine gekerbte Platte nach Abb. 2 (Form b) in getrockneter kalter Form gegossen. Platte (Form a) und gekerbte Platte (Form b) wurden jeweils unmittelbar

¹ Die Vorwärmtemperaturen sind in Zahlentafel 2, Spalte 6 angegeben.

hintereinander abgossen. Die vergossenen Stücke erkalteten in der Form und wurden danach herausgenommen und oberflächlich gereinigt.

b) Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

Zur Feststellung, ob die Soll-Gehalte bezüglich der Kohlenstoff-, Silizium- und Mangangehalte eingehalten waren, wurde jede Platte auf ihre Zusammensetzung hin untersucht. Die Analysenergebnisse sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt. Zum Vergleich sind die Soll-Gehalte daneben gestellt. In Spalte 5 der Zahlentafel 2

finden sich Angaben darüber, welche Platten (Form a, Abb. 1 und Form b, Abb. 2) von jeder Legierung gegossen bzw. für die später zu beschreibenden „Wachsversuche“ verwendet wurden. Die Spalte 6 gibt an, auf welche Temperaturen die Formen für das Gießen einzelner Platten (nach Form a) vorgewärmt waren.

In Abb. 3 sind die Analysenergebnisse graphisch aufgetragen. Die Analysen zeigen gegenüber den Soll-Gehalten zwar einige unvermeidliche Schwankungen; im allgemeinen entsprechen sie jedoch den geforderten Bedingungen. Die gegossenen Probepplatten wurden daher für die nachfolgend beschriebenen Versuche verwandt.

Zahlentafel 2. Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

1	2	3			4					5		6	
		Soll-zusammensetzung			Analytisch gefundene Zusammensetzung					Gegossen wurden Platten nach			
Reihe	Nr. der Schmelze	C %	Si %	Mn %	C %	Si %	Mn %	P %	S %	Abb. 1	Abb. 2	Vorwärmung der Form a vor dem Guß auf	
I	1	2,5	0,5	0,5	erstarrte völlig „weiß“					wurde für die Versuche nicht verwendet		etwa 70°	
	2	2,5	1,0	0,5	2,35	1,25	0,46	—	—	Form a	—		—
	3	2,5	1,5	0,5	—	1,76	—	—	—	„	—		—
	4	2,5	2,0	0,5	2,23	2,37	0,45	—	—	„	—		—
	5	2,5	3,0	0,5	2,13	2,89	0,44	0,19	0,026	„	zerbrochen		—
II	6	2,5	0,5	1,0	2,61	0,79	0,89	0,22	0,032	weiß erstarrt	zerbrochen	etwa 200°	
	7	2,5	1,0	1,0	2,58	1,38	0,70	—	—	Form a	—	—	
	8	2,5	1,5	1,0	2,55	1,87	0,60	—	—	„	—	—	
	9	2,5	2,0	1,0	2,50	2,35	0,51	—	—	„	—	—	
	10	2,5	1,0	1,0	2,44	2,80	0,82	0,17	0,026	„	Form b	—	
III	11	2,5	0,5	1,5	2,99	0,69	1,40	0,13	0,028	weiß erstarrt	zerbrochen	etwa 210°	
	12	2,5	1,0	1,5	2,90	1,02	1,38	—	—	Form a	Form b	—	
	13	2,5	1,5	1,5	2,80	1,44	1,36	—	—	„	—	—	
	14	2,5	2,0	1,5	2,75	1,78	1,34	—	—	„	—	—	
	15	2,5	3,0	1,5	2,71	2,26	1,32	0,16	0,026	„	Form b	—	
IV	16	3,0	0,5	0,5	3,24	0,56	0,42	0,27	0,030	Form a	Form b	etwa 300°	
	17	3,0	1,0	0,5	3,10	0,95	0,40	—	—	„	—	—	
	18	3,0	1,5	0,5	3,05	1,56	0,38	—	—	„	—	—	
	19	3,0	2,0	0,5	2,99	1,99	0,34	0,25	0,022	„	—	—	
	20	3,0	3,0	0,5	3,15	3,13	0,58	0,23	0,030	„	Form b	—	
V	21	3,0	0,5	1,0	3,30	0,64	0,87	0,19	0,036	Form a	verloren	etwa 300°	
	22	3,0	1,0	1,0	3,20	1,03	0,87	—	—	„	—	—	
	23	3,0	1,5	1,0	3,15	1,45	0,85	—	—	„	—	—	
	24	3,0	2,0	1,0	3,08	1,79	0,84	—	—	„	—	—	
	25	3,0	3,0	1,0	2,91	2,41	0,83	0,18	0,030	„	zerbrochen	—	
VI	26	3,0	0,5	1,5	3,34	0,65	1,77	0,18	0,032	Form a	zerbrochen	etwa 300°	
	27	3,0	1,0	1,5	3,28	1,09	1,73	—	—	„	—	—	
	28	3,0	1,5	1,5	3,27	1,52	1,70	—	—	„	—	—	
	29	3,0	2,0	1,5	3,19	1,98	1,66	—	—	„	—	—	
	30	3,0	3,0	1,5	3,16	2,84	1,63	0,19	0,028	„	Form b	—	
VII	31	3,5	0,5	0,5	3,44	0,47	0,46	0,18	0,028	Form a	—	etwa 270°	
	32	3,5	1,0	0,5	3,25	1,05	0,43	—	—	„	Form b	—	
	33	3,5	1,5	0,5	3,08	1,58	0,40	—	—	„	—	—	
	34	3,5	2,0	0,5	3,30	2,04	0,47	—	—	„	—	—	
	35	3,5	3,0	0,5	3,52	2,54	0,54	—	—	„	Form b	—	
VIII	36	3,5	0,5	1,0	3,32	0,55	0,97	0,21	0,028	—	zerbrochen	etwa 310°	
	37	3,5	1,0	1,0	3,28	1,01	—	—	—	Form a	—	—	
	38	3,5	1,5	1,0	3,26	1,25	0,97	—	—	„	—	—	
	39	3,5	2,0	1,0	3,18	2,01	—	—	—	„	—	—	
	40	3,5	3,0	1,0	3,50	2,70	0,97	—	—	„	zerbrochen	—	
IX	41	3,5	0,5	1,5	3,57	0,65	1,45	0,11	0,020	—	Form b	etwa 290°	
	42	3,5	1,0	1,5	3,49	1,14	1,40	—	—	Form a	—	—	
	43	3,5	1,5	1,5	3,40	1,56	1,35	—	—	„	—	—	
	44	3,5	2,0	1,5	3,31	2,00	1,32	—	—	„	—	—	
	45	3,5	3,0	1,5	3,22	2,68	1,25	0,10	0,020	„	Form b	—	
—	46	—	—	—	3,10	1,80	4,05	0,10	0,025	Form a	Form b	—	

c) Vorbereitung der Proben für die Glühversuche und Messung der Längenänderung.

Aus den Platten (Abb. 1, Form a) wurden Rundstäbe von 100 mm Länge und 15 mm Durchmesser herausgearbeitet. Um den Einfluß der schnelleren Abkühlung der Oberfläche auszuschalten, wurden die Stäbe stets aus dem mittleren Teil der Platten entnommen.

Die gekerbten Platten nach Form b (Abb. 2) wurden an den Kerben durchgebrochen. An den auf diese Weise erhaltenen Sechskantstäben blieb die Gußhaut an den vier restlichen Flächen erhalten.

Die Herrichtung der Stäbe für die Längenmessungen vor und nach den Glühungen geht aus Abb. 4 hervor. Die Stäbe wurden in der Längsachse eingebohrt; in die Bohrung (1,75 mm \varnothing) wurden zunächst Silberpfropfen eingestaucht. Vorversuche ergaben jedoch, daß sich Silberpfropfen nicht bewährten, da sie beim Glühen aus der Bohrung

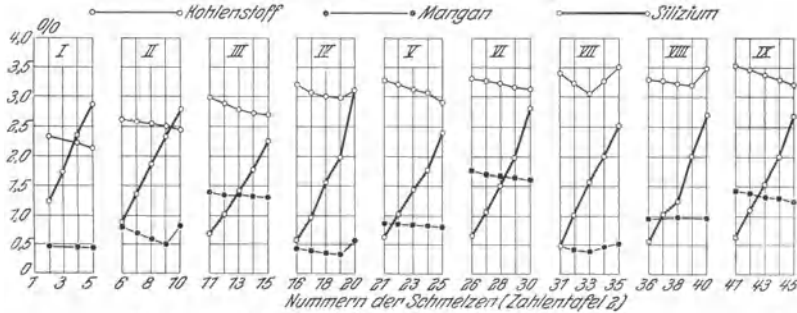


Abb. 3. Chemische Zusammensetzung der erschmolzenen Platten.

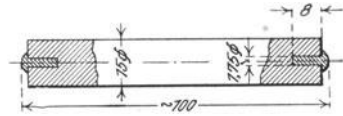


Abb. 4. Rundstab für den Glühversuch vorbereitet.

Zahlentafel 3. I. Glühstufe bei 450°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	$l_1 - l_0$		l_2	$l_2 - l_0$		l_3	$l_3 - l_0$		l_4	$l_4 - l_0$	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 2 × 40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 3 × 40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 4 × 40 Std. Glühung	mm	%
I	2	104,20	104,23	0,03	0,03	104,24	0,04	0,04	—	—	—	—	—	—
	3	104,25	104,26	0,01	0,01	104,26	0,01	0,01	—	—	—	—	—	
	4	104,19	104,20	0,01	0,01	104,35	0,16	0,15	104,41	0,22	0,21	104,45	0,26	0,25
	5	104,41	104,42	0,01	0,01	104,54	0,13	0,12	104,55	0,14	0,13	104,64	0,23	0,22
II	7	104,30	104,32	0,02	0,02	104,41	0,11	0,11	104,41	0,11	0,11	104,45	0,15	0,14
	8	104,23	104,24	0,01	0,01	104,38	0,15	0,14	104,42	0,19	0,18	104,45	0,22	0,21
	10	104,30	104,31	0,01	0,01	104,54	0,24	0,23	104,55	0,25	0,23	104,60	0,30	0,29
III	12	104,88	104,92	0,04	0,04	104,96	0,08	0,08	105,05	0,17	0,16	105,08	0,20	0,19
	13	104,36	104,40	0,04	0,04	—	—	—	104,55	0,19	0,18	104,63	0,27	0,26
	14	104,12	104,22	0,10	0,10	104,42	0,30	0,29	104,50	0,38	0,37	104,55	0,43	0,41
	15	104,32	104,39	0,07	0,07	104,57	0,25	0,24	104,61	0,29	0,28	104,72	0,40	0,38
IV	16	104,20	104,27	0,07	0,07	104,32	0,12	0,11	104,34	0,14	0,13	104,40	0,20	0,19
	17	104,59	104,66	0,07	0,07	104,69	0,10	0,10	104,79	0,20	0,19	104,80	0,21	0,21
	18	104,23	104,36	0,13	0,13	104,40	0,17	0,16	104,45	0,22	0,21	104,49	0,26	0,25
	19	104,22	—	—	—	104,38	0,16	0,15	104,43	0,21	0,20	104,50	0,28	0,27
	20	104,13	104,32	0,19	0,18	104,33	0,20	0,19	104,43	0,30	0,29	104,44	0,31	0,30
V	21	103,94	103,97	0,03	0,03	104,04	0,10	0,10	104,13	0,19	0,18	104,14	0,20	0,19
	22	104,23	104,25	0,02	0,02	104,35	0,12	0,12	104,44	0,21	0,20	104,44	0,21	0,20
	23	104,58	104,72	0,14	0,13	104,78	0,20	0,19	104,80	0,22	0,21	104,80	0,22	0,21
	24	103,90	103,97	0,07	0,07	104,15	0,25	0,24	104,20	0,30	0,29	104,23	0,33	0,32
	25	104,31	104,40	0,09	0,09	104,58	0,27	0,26	104,61	0,30	0,29	104,65	0,34	0,33
VI	26	104,12	104,21	0,09	0,09	104,22	0,10	0,10	104,24	0,12	0,12	104,25	0,13	0,12
	27	103,72	103,82	0,10	0,10	103,82	0,10	0,10	103,90	0,18	0,17	103,92	0,20	0,19
	28	103,70	103,88	0,18	0,17	104,00	0,30	0,29	104,09	0,39	0,38	104,10	0,40	0,39
	29	104,63	104,69	0,06	0,06	104,79	0,16	0,15	104,80	0,17	0,16	104,84	0,21	0,20
	30	104,16	104,25	0,09	0,09	104,25	0,09	0,09	104,30	0,14	0,13	104,33	0,17	0,16
VII	31	104,08	—	—	—	104,23	0,15	0,14	104,24	0,16	0,15	104,25	0,17	0,16
	32	104,26	104,28	0,02	0,02	104,36	0,10	0,10	104,45	0,19	0,18	104,49	0,23	0,22
	34	104,13	104,22	0,09	0,09	104,32	0,19	0,18	104,35	0,22	0,21	104,39	0,26	0,25
	35	104,25	104,31	0,06	0,06	104,33	0,08	0,08	104,49	0,24	0,23	104,57	0,32	0,31
VIII	37	104,06	104,08	0,02	0,02	104,15	0,09	0,09	104,16	0,10	0,10	104,25	0,19	0,18
	38	104,67	104,71	0,04	0,04	—	—	—	104,97	0,30	0,29	105,05	0,38	0,36
	39	104,25	104,34	0,09	0,09	104,45	0,20	0,19	104,64	0,39	0,37	104,68	0,43	0,41
	40	104,34	104,42	0,08	0,08	104,51	0,17	0,16	104,56	0,22	0,21	104,64	0,30	0,29
IX	42	103,95	103,99	0,04	0,04	104,05	0,10	0,10	104,11	0,16	0,15	104,11	0,16	0,15
	43	104,14	104,18	0,04	0,04	104,26	0,12	0,12	104,32	0,18	0,17	104,34	0,20	0,19
	44	104,14	104,21	0,07	0,07	104,28	0,14	0,13	104,31	0,17	0,16	104,34	0,20	0,19
	45	104,24	104,33	0,09	0,09	104,45	0,21	0,20	104,51	0,27	0,26	104,53	0,29	0,28
—	46	104,21	—	—	—	104,32	0,11	0,11	104,33	0,12	0,12	104,35	0,14	0,13

herausquollen; wir gingen daher zu Nickelpfropfen über, die sich sehr gut bewährten¹.

Bei einigen Kerbstäben, die weiß erstarrt waren und sich nicht bohren ließen, halfen wir uns dadurch, daß wir die Endflächen möglichst parallel schliften und die Enden zur Verringerung der Oxydation in Asbest einpackten.

Für die Glühungen waren drei Temperaturstufen (450, 650 und 850° — näheres darüber siehe Abschnitt d) vorgesehen.

Die Längenmessungen der Stäbe wurden für die Glühstufe 450° mit einer Hommel-Meßmaschine vorgenommen, die Meßgenauigkeit betrug $\frac{1}{1000}$ mm. Für die Stufen 650 und 850° verwandten wir ein Mikrometerkaliber mit $\frac{1}{100}$ mm Meßgenauigkeit.

d) Durchführung der Glühungen.

I. Glühstufe bei 450°.

Das Glühen erfolgte in einem elektrisch geheizten Ofen, der so gebaut war, daß die Proben über ihre ganze

¹ Das verschiedene Verhalten findet darin seine Erklärung, daß sich Silber und Eisen nicht legieren, während Nickel und Eisen leicht ineinander diffundieren und somit eine sichere Verbindung gewährleisten.

Länge gleichmäßig erwärmt werden konnten. Die Temperaturunterschiede im benutzten Ofenraum betragen im Höchstfall $\pm 5^\circ$. Die Proben wurden kalt eingesetzt; nach etwa 1 St. war die Ofentemperatur von 450° erreicht, sie wurde mit Schwankungen, die sich um etwa ± 15 bis 20° erstreckten, 4×40 St. aufrecht erhalten.

Die Temperaturen wurden mittels eines geeichten Thermoelements gemessen, dessen Lötstelle in der Mitte der um sie herumliegenden Proben lag.

Die Abkühlung nach jeder Glühung auf Zimmerwärme dauerte im allgemeinen 5 bis 7 St. 5 weitere Stunden lagerten alsdann die Proben in einem Raum mit möglichst geringen Temperaturschwankungen, worauf die Ausmessung vorgenommen wurde.

II. Glühstufe bei 650°.

Die Glühungen erfolgten in einem gasgeheizten Muffelofen. Die Glühzeiten betragen hier 4×10 St. Die Temperaturunterschiede innerhalb des Ofenraumes betragen höchstens $\pm 10^\circ$. Im übrigen erfolgte die Abkühlung und Ausmessung (nach 10 St. Glühdauer) wie bei I.

Zahlentafel 4. II. Glühstufe bei 650°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	A_1		l_2	A_2		l_3	A_3		l_4	A_4	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 10 Std. Glühung	$l_1 - l_0$	%	Länge nach 2×10 Std. Glühung	$l_2 - l_0$	%	Länge nach 3×40 Std. Glühung	$l_3 - l_0$	%	Länge nach 4×10 Std. Glühung	$l_4 - l_0$	%
		mm	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%	mm	mm	%
I	2	102,15	102,35	0,20	0,20	102,45	0,30	0,29	102,55	0,40	0,39	102,65	0,50	0,49
	3	101,74	—	—	—	102,22	0,48	0,47	102,42	0,68	0,67	102,54	0,80	0,79
	4	101,74	102,27	0,53	0,52	102,57	0,83	0,82	102,71	0,97	0,95	102,91	1,17	1,15
	5	101,23	101,98	0,75	0,74	102,23	1,00	0,99	102,33	1,10	1,09	102,53	1,30	1,28
II	7	101,74	—	—	—	102,29	0,55	0,54	102,36	0,62	0,61	102,44	0,70	0,69
	8	101,32	101,79	0,47	0,46	—	—	—	102,02	0,70	0,69	102,18	0,86	0,85
	9	100,71	—	—	—	—	—	—	101,85	1,14	1,13	101,90	1,19	1,18
	10	101,20	102,20	1,00	0,99	102,46	1,26	1,25	102,50	1,30	1,28	102,58	1,38	1,36
III	12	101,70	102,01	0,31	0,30	102,06	0,36	0,35	102,10	0,40	0,39	102,40	0,40	0,39
	13	101,75	102,15	0,40	0,39	102,25	0,50	0,49	102,33	0,58	0,57	102,48	0,73	0,72
IV	16	101,97	102,21	0,24	0,24	102,32	0,35	0,34	102,37	0,40	0,39	102,38	0,41	0,40
	17	101,91	102,31	0,40	0,39	102,36	0,45	0,44	102,51	0,60	0,59	102,71	0,80	0,79
	18	101,10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,30	1,20	1,19
	19	101,26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,36	1,10	1,09
	20	100,83	—	—	—	—	—	—	—	—	—	102,93	2,10	2,08
V	21	101,40	—	—	—	101,60	0,20	0,20	101,70	0,30	0,30	101,90	0,50	0,49
	22	101,20	—	—	—	101,40	0,20	0,20	—	—	—	101,70	0,50	0,49
	24	101,40	—	—	—	101,90	0,50	0,49	102,20	0,80	0,79	102,40	1,00	0,99
	25	101,20	—	—	—	101,50	0,30	0,30	—	—	—	102,70	1,50	1,48
VI	26	104,15	—	—	—	104,30	0,15	0,15	104,50	0,35	0,34	104,57	0,42	0,40
	27	104,60	—	—	—	104,70	0,10	0,10	104,80	0,20	0,19	105,10	0,50	0,48
	28	103,90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	104,50	0,60	0,58
	30	104,10	—	—	—	104,40	0,30	0,29	104,60	0,50	0,48	104,90	0,80	0,77
VII	32	104,75	—	—	—	104,05	0,30	0,29	105,20	0,45	0,43	105,35	0,60	0,57
	33	99,00	—	—	—	99,30	0,30	0,30	99,90	0,90	0,90	100,15	1,15	1,16
	34	104,38	—	—	—	104,73	0,35	0,34	105,15	0,77	0,74	105,55	1,17	1,12
	35	103,77	—	—	—	104,60	0,83	0,81	105,28	1,51	1,46	106,20	2,43	2,34
VIII	37	104,40	—	—	—	104,60	0,20	0,19	104,80	0,40	0,38	105,08	0,68	0,65
	38	104,20	—	—	—	104,50	0,30	0,29	104,60	0,40	0,38	105,00	0,80	0,77
	39	104,50	—	—	—	105,15	0,65	0,62	105,45	0,95	0,91	105,55	1,05	1,00
	40	103,80	—	—	—	104,25	0,45	0,43	104,66	0,76	0,73	104,96	1,16	1,12
IX	42	101,39	—	—	—	—	—	—	—	—	—	101,84	0,45	0,45
	45	101,30	—	—	—	101,60	0,30	0,30	101,70	0,40	0,40	102,29	0,99	0,98

III. Glühstufe bei 850°.

Die Glühungen wurden in der gleichen Weise wie bei II. durchgeführt. Die Glühdauer betrug wieder 4×10 St. Die Temperaturunterschiede innerhalb des Ofenraumes waren hier jedoch etwas größer; sie betragen etwa ±20°.

Nach 10 St. Glühdauer wurden die Proben wiederum ausgemessen.

Für die Glühstufe II bei 650° waren außerdem noch Vakuum-Glühversuche vorgesehen. Die Probestäbe wurden hierbei in Bombenrohre aus Jenaer Glas eingeschmol-

Zahlentafel 5. III. Glühstufe bei 850°. Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	Δ_1		l_2	Δ_2		l_3	Δ_3		l_4	Δ_4	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 2×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 3×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 4×10 Std. Glühung	mm	%
I	2	104,07	104,24	0,17	0,16	104,60	0,53	0,51	104,92	0,85	0,82	105,15	1,08	1,04
	3	104,34	104,66	0,32	0,31	104,97	0,63	0,60	105,21	0,87	0,83	105,48	1,14	1,09
	4	104,62	105,07	0,45	0,43	105,64	1,02	0,97	105,94	1,32	1,26	106,27	1,65	1,58
	5	104,36	105,02	0,66	0,63	105,69	1,33	1,28	106,25	1,89	1,81	106,77	2,41	2,31
II	7	104,32	104,61	0,29	0,28	104,89	0,57	0,55	105,23	0,91	0,87	105,49	1,17	1,12
	8	104,35	104,65	0,30	0,29	104,98	0,63	0,60	105,31	0,96	0,92	105,60	1,25	1,18
	9	104,15	104,58	0,43	0,41	105,04	0,89	0,85	105,51	1,36	1,31	106,08	1,83	1,76
	10	104,38	104,86	0,48	0,46	105,42	1,04	0,99	105,90	1,52	1,46	106,39	2,01	1,89
III	13	104,46	104,62	0,16	0,15	104,81	0,35	0,34	104,97	0,51	0,49	105,20	0,74	0,71
	14	104,28	104,49	0,21	0,20	104,64	0,36	0,35	104,84	0,56	0,54	105,03	0,75	0,72
	15	104,04	104,31	0,27	0,26	104,46	0,42	0,40	104,67	0,63	0,61	104,91	0,87	0,84
IV	16	104,38	104,68	0,30	0,29	104,74	0,36	0,34	104,98	0,60	0,57	105,19	0,81	0,78
	17	104,44	104,68	0,24	0,23	104,94	0,50	0,48	105,24	0,80	0,77	105,51	1,07	1,02
	18	104,07	104,47	0,40	0,38	105,11	1,04	1,00	105,62	1,55	1,49	106,06	1,99	1,91
	19	103,19	103,73	0,54	0,52	104,57	1,38	1,34	104,97	1,78	1,73	105,38	2,19	2,12
V	21	104,11	104,32	0,21	0,20	—	—	—	104,60	0,49	0,47	104,88	0,77	0,74
	22	103,92	104,09	0,17	0,16	104,25	0,33	0,32	104,50	0,58	0,56	104,81	0,89	0,86
	23	104,29	104,43	0,14	0,13	104,69	0,40	0,38	104,93	0,64	0,61	105,16	0,87	0,85
	24	104,08	104,35	0,27	0,26	104,76	0,68	0,65	105,10	1,02	0,98	105,35	1,27	1,22
	25	104,32	104,83	0,51	0,49	105,74	1,42	1,36	106,28	1,96	1,88	106,74	2,42	2,32
VI	26	103,86	104,02	0,16	0,15	104,13	0,27	0,26	104,46	0,60	0,58	104,72	0,86	0,83
	27	104,32	104,48	0,16	0,15	104,70	0,38	0,36	104,99	0,67	0,64	105,33	1,01	0,97
	28	104,27	104,45	0,18	0,17	104,66	0,39	0,37	104,92	0,65	0,62	105,20	0,93	0,89
	29	104,04	104,26	0,22	0,21	104,47	0,43	0,41	104,62	0,58	0,56	104,80	0,96	0,92
	30	103,90	104,18	0,28	0,27	104,40	0,50	0,48	104,61	0,71	0,68	104,87	0,97	0,93
VII	31	103,85	104,09	0,24	0,23	104,34	0,49	0,47	104,55	0,70	0,67	104,76	0,91	0,88
	32	104,02	104,25	0,23	0,22	104,66	0,64	0,62	104,91	0,89	0,86	105,13	1,11	1,07
	33	104,39	104,78	0,39	0,37	105,31	0,92	0,88	105,51	1,12	1,07	105,72	1,33	1,27
	34	103,87	104,41	0,54	0,52	104,89	1,02	0,98	105,13	1,26	1,21	105,45	1,58	1,52
	35	103,84	104,75	0,91	0,88	106,49	2,65	2,55	107,59	3,75	3,61	108,23	4,39	4,23
VIII	37	104,19	104,39	0,20	0,19	104,63	0,44	0,42	104,90	0,71	0,68	105,19	1,00	0,96
	38	104,04	104,25	0,21	0,20	104,64	0,60	0,58	104,94	0,90	0,87	105,37	1,33	1,28
	39	104,26	104,68	0,42	0,40	105,18	0,92	0,88	105,59	1,33	1,28	106,06	1,80	1,73
	40	103,39	104,01	0,62	0,60	105,18	1,79	1,73	106,44	3,05	2,95	107,33	3,94	3,81
IX	43	103,86	103,97	0,11	0,10	104,09	0,23	0,22	104,26	0,40	0,38	104,42	0,56	0,54
	44	103,91	104,08	0,17	0,16	104,29	0,38	0,36	104,51	0,60	0,58	104,79	0,88	0,85

Zahlentafel 6. Sechskantstäbe (aus den Platten nach Abb. 2).
I. Glühstufe bei 450°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	Δ_1		l_2	Δ_2		l_3	Δ_3		l_4	Δ_4	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 2×40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 3×40 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 4×40 Std. Glühung	mm	%
II	10	112,63	112,76	0,13	0,11	112,85	0,22	0,20	112,88	0,25	0,22	112,94	0,31	0,28
	15	114,20	114,20	0,00	—	114,30	0,10	0,09	114,33	0,13	0,11	114,39	0,19	0,17
IV	17	113,68	113,70	0,02	0,02	113,90	0,22	0,19	114,00	0,32	0,28	114,05	0,37	0,33
	20	113,18	113,25	0,07	0,06	113,35	0,17	0,15	113,38	0,20	0,18	113,43	0,25	0,22
VI	30	113,10	113,10	0,00	—	113,20	0,10	0,09	113,22	0,12	0,11	113,32	0,22	0,19
VII	32	113,95	114,00	0,05	0,04	114,22	0,27	0,24	114,32	0,37	0,33	114,39	0,44	0,39
	35	113,58	113,70	0,12	0,11	113,84	0,26	0,23	113,93	0,35	0,31	114,00	0,42	0,37
IX	45	112,69	112,69	0,00	—	112,78	0,09	0,08	112,85	0,16	0,14	112,97	0,28	0,25
	46	113,46	113,55	0,09	0,08	113,73	0,27	0,24	113,76	0,30	0,27	113,80	0,34	0,30

II. Glühstufe bei 650°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	$l_1 - l_0$		l_2	$l_2 - l_0$		l_3	$l_3 - l_0$		l_4	$l_4 - l_0$	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 2×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 3×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 4×10 Std. Glühung	mm	%
II	10	113,55	—	—	—	113,65	0,10	0,09	114,15	0,60	0,53	114,27	0,72	0,63
III	15	113,29	—	—	—	113,69	0,04	0,04	113,99	0,70	0,62	114,25	0,96	0,85
IV	17	115,01	—	—	—	115,10	0,09	0,08	115,15	0,14	0,12	115,30	0,29	0,25
	20	104,68	—	—	—	104,80	0,12	0,11	105,00	0,32	0,31	105,35	0,67	0,64
VI	30	110,66	—	—	—	110,90	0,24	0,22	110,95	0,29	0,26	111,06	0,40	0,36
VII	32	111,15	—	—	—	111,25	0,10	0,09	111,45	0,30	0,27	111,45	0,30	0,27
	35	111,44	—	—	—	111,24	0,20	0,18	111,64	0,20	0,18	112,14	0,70	0,63
IX	42	111,10	—	—	—	111,37	0,27	0,24	111,40	0,30	0,27	111,50	0,40	0,36
	45	109,80	110,10	0,30	0,27	110,34	0,54	0,50	110,44	0,64	0,58	110,70	0,90	0,82

III. Glühstufe bei 850°.

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	$l_1 - l_0$		l_2	$l_2 - l_0$		l_3	$l_3 - l_0$		l_4	$l_4 - l_0$	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 2×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 3×10 Std. Glühung	mm	%	Länge nach 4×10 Std. Glühung	mm	%
II	10	80,16	80,66	0,50	0,62	81,08	0,92	1,15	81,43	1,27	1,57	81,93	1,77	2,21
IV	17	113,70	114,18	0,48	0,42	114,43	0,73	0,64	114,74	1,04	0,91	115,08	1,38	1,21
	20	113,74	114,62	0,88	0,77	115,34	1,60	1,41	115,86	2,12	1,86	116,68	2,94	2,58
VI	30	112,82	113,17	0,35	0,31	113,39	0,57	0,51	113,60	0,78	0,69	113,79	0,97	0,86
VII	32	113,65	114,13	0,48	0,42	114,53	0,88	0,77	114,94	1,29	1,14	115,25	1,60	1,41
	35	113,16	113,97	0,81	0,72	115,32	2,16	1,91	116,58	3,42	3,02	118,23	5,07	4,48
IX	45	114,37	114,61	0,24	0,21	114,76	0,39	0,34	114,90	0,53	0,46	115,08	0,71	0,63
—	46	113,20	113,51	0,31	0,27	113,63	0,43	0,38	113,83	0,63	0,56	113,97	0,77	0,68

zen, die vorher mittels einer Gaede-Pumpe evakuiert waren. Das Vakuum betrug anfangs 0,10 bis 0,15 mm Quecksilbersäule. Die Glühdauer betrug wieder 4×10 Std. Beim Aufbrechen der Rohre zeigte es sich, daß das Vakuum im allgemeinen auf 10 mm Quecksilbersäule zurückgegangen war; es hatte also eine Gasabgabe aus den Gußeisenproben stattgefunden. Die Rohre mit den Probennummern 5, 15 und 20 (siehe Zahlentafel 2) waren nach der letzten 10stündigen Glühung gerissen; trotzdem zeigte keines der Probestäbchen Oxydation.

D. Ergebnisse der Glühversuche.

In den Zahlentafeln 3 bis 5 sind die Ergebnisse der Längenmessungen der Rundstäbe (aus den Platten nach Abb. 1) zusammengestellt. Zahlentafel 6 gibt die Längenänderungen der Sechskantstäbe (gekerbte Platten Abb. 2) und Zahlentafel 7 die Ergebnisse der Glühversuche im Vakuum wieder.

In den Zahlentafeln sind nur die Werte aufgenommen, die als einwandfrei angesehen werden konnten. Die vielen Lücken, namentlich in Zahlentafel 4 (Glühstufe bei 650°) deuten auf die mannigfachen, zu Anfang¹ zu überwindenden Schwierigkeiten hin². Erst als diese überwunden waren, gelang es, zu einwandfreien Ergebnissen zu kommen. In den Abb. 5 bis 7 sind die Längenänderungen der Rundstäbe (Zahlentafel 3 bis 5) nach dem Glühen bei den verschiedenen Glühstufen graphisch

aufgetragen. Der Maßstab für die Glühstufe I (450°) ist dabei doppelt so groß gewählt wie für die beiden höheren Glühstufen (II und III). Da die Glühungen mit den Sechskantstäben (Zahlentafel 6) in genau der gleichen Weise durchgeführt wurden wie mit den Rundstäben, so sind sie mit den erstgenannten Versuchen unmittelbar vergleichbar. Die Ergebnisse sind daher ebenfalls in die Abb. 5 bis 7, jedoch nicht durch Punkte, sondern durch Kreuze (+) gekennzeichnet, eingetragen; sie bilden eine wertvolle Ergänzung zu den Versuchen mit Rundstäben. Die Vakuumversuche (Zahlentafel 7) sind in Abb. 8 gesondert aufgetragen.

Zahlentafel 7.
II. Glühstufe bei 650° im Vakuum (Abb. 8).

Reihe	Nr. der Schmelze	l_0	l_1	$l_1 - l_0$	
		ursprüngliche Länge	Länge nach 40 Std. Glühung	mm	%
I	2	105,65	105,80	0,15	0,14
	5	103,75	104,70	0,95	0,92
III	12	104,82	105,22	0,40	0,38
	15	104,29	105,00	0,71	0,68
IV	17	104,51	104,80	0,29	0,28
	20	104,66	105,60	0,94	0,90
VI	27	104,30	104,60	0,30	0,29
	30	104,11	104,50	0,39	0,37
VII	32	103,90	104,10	0,20	0,19
	35	104,68	105,30	0,62	0,59
IX	42	104,87	105,08	0,21	0,20
	45	104,80	105,40	0,60	0,57

¹ Die Versuche wurden mit Glühstufe II (650°) begonnen.

² Auf die Ersetzung der anfangs verwendeten Silberpfropfen durch Nickelpfropfen wurde bereits hingewiesen.

Aus den Zahlentafeln 3 bis 5 und den graphischen Aufzeichnungen der Versuchsergebnisse (Abb. 5 bis 7) geht folgendes hervor:

Die Versuche bei 450° (Glühstufe I) geben noch kein klares Bild über den Einfluß der chemischen Zusammensetzung auf die Aufspaltung des Zementits. Da die Auf-

Viel deutlicher schält sich bereits ein Einfluß der Zusammensetzung nach dem Glühen bei 650° (II. Glühstufe) und am deutlichsten und einwandfreisten nach dem Glühen bei 850° (III. Glühstufe) heraus, obgleich die Glühzeiten bei diesen beiden Stufen im Höchstfalle nur 4×10 St. betragen.

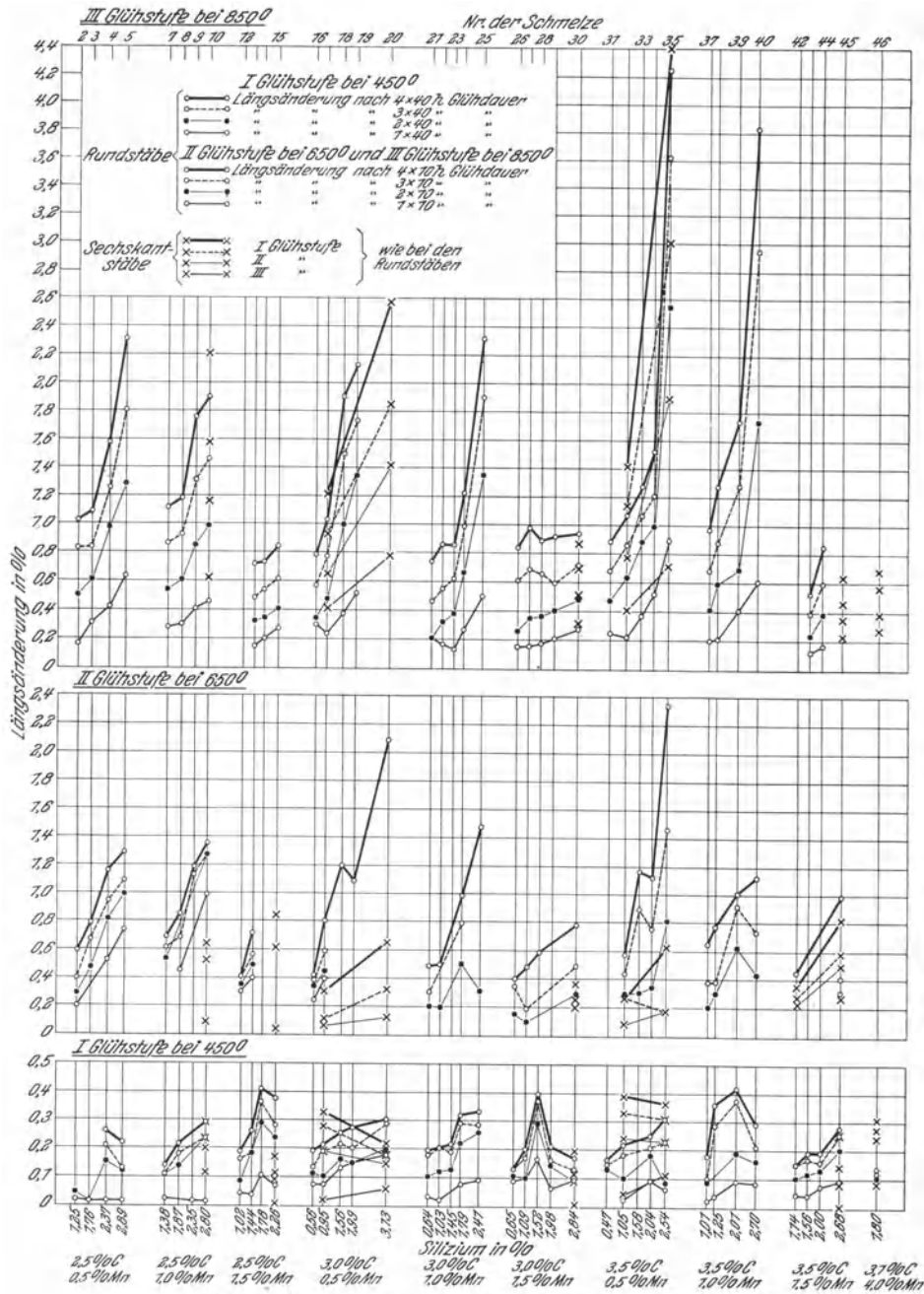


Abb. 5. Einfluß des Siliziums auf das Wachsen des Gußeisens.

spaltung nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch der Zeit ist, so dürfte die Zeit von 4×40 St. zu kurz gewesen sein, um bei der an und für sich bei 450° noch unerheblichen Beweglichkeit der Moleküle zu einwandfreien Ergebnissen zu kommen¹.

¹ Hierzu ist zu bemerken, daß die Versuche im Betriebe neben den laufenden Betriebsaufgaben durchgeführt werden mußten, wodurch die Freiheit auf die zur Verfügung stehende Zeit nicht immer gegeben war.

Die Glühstufe bei 650° liegt unterhalb der Perlitumwandlung, während die Temperatur von 850° hoch darüber liegt. Ein grundsätzlicher Unterschied scheint nach unseren Versuchen zwischen der Volumenzunahme, die durch Aufspaltung des Zementits bedingt ist, und der durch Ausscheidung von Kohlenstoff aus der festen Lösung bedingten, nicht zu bestehen; quantitativ ist der Unterschied jedoch sehr erheblich.

In Abb. 5 sind die Proben in der gleichen Reihenfolge angeordnet wie in Zahlentafel 2 und Abb. 3, also in Reihen von je 5 bzw. je 4 Schmelzen mit steigenden Sili-

trotz der kurzen Glühzeiten bereits ein sekundäres Wachsen infolge Oxydation oder anderer zur Zeit noch nicht klar zu übersehender Ursachen eingesetzt; die Beantwor-

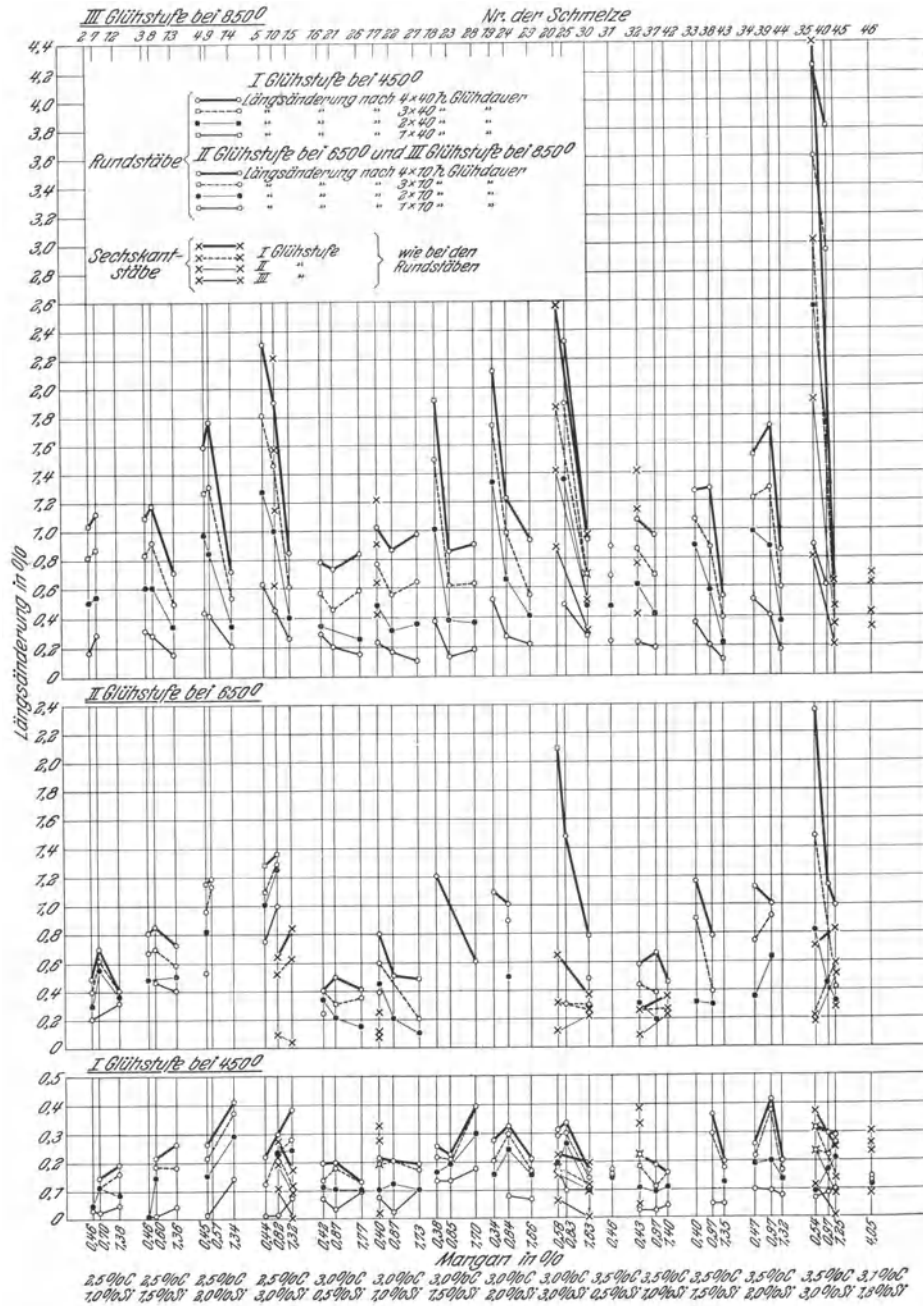


Abb. 6. Einfluß des Mangans auf das Wachsen des Gußeisens.

ziumgehalten bei annähernd gleichem Kohlenstoff- und Mangangehalt.

In Abb. 6 ist die Einordnung nach steigenden Mangangehalten und in Abb. 7 nach steigenden Kohlenstoffgehalten getroffen. Die jeweiligen Längenänderungen sind in Prozenten aufgetragen. Zunächst ist zu bemerken, daß die Längenzunahmen der Probestäbe bei den höheren Glühstufen (650 und 850°) namentlich bei den Stäben mit höheren Siliziumgehalten den theoretisch errechenbaren Wert für das Wachsen infolge Aufspaltung des Zementits (etwa 1%) überschreiten. Es hat also hier

tung der grundsätzlichen Frage, „ob die chemische Zusammensetzung des Gußeisens von Einfluß auf das Wachsen des Gußeisens“ ist, wird dadurch jedoch nicht berührt.

Am augenfälligsten tritt der Einfluß eines steigenden Siliziumgehaltes auf das „Wachsen“ des Gußeisens hervor (siehe Abb. 5).

Während die Probestäbe mit niedrigen Siliziumgehalten selbst bei 850° Glüh Temperatur nur unerheblich gewachsen waren, stieg mit steigendem Siliziumgehalt die Längenzunahme in fast allen Reihen ganz regelmäßig an (siehe Abb. 5).

Bei hohem Silizium- und gleichzeitig hohem Kohlenstoffgehalt war die prozentuale Längenzunahme auffallend groß (Schmelze 35).

Mangan wirkt dem das Wachsen begünstigenden Einfluß des Siliziums stark entgegen. Die Probestäbe

ein etwaiger Einfluß des Kohlenstoffs selbst bei gleichzeitig hohem Siliziumgehalt nicht zur Geltung (Schmelzen 12, 13, 14, 15, 27, 28, 29, 30 und 42, 43, 44, 45, 46); bei niedrigem Mangan- und hohem Siliziumgehalt verstärkt er jedoch deutlich die Wirkung des Siliziums. Bei den

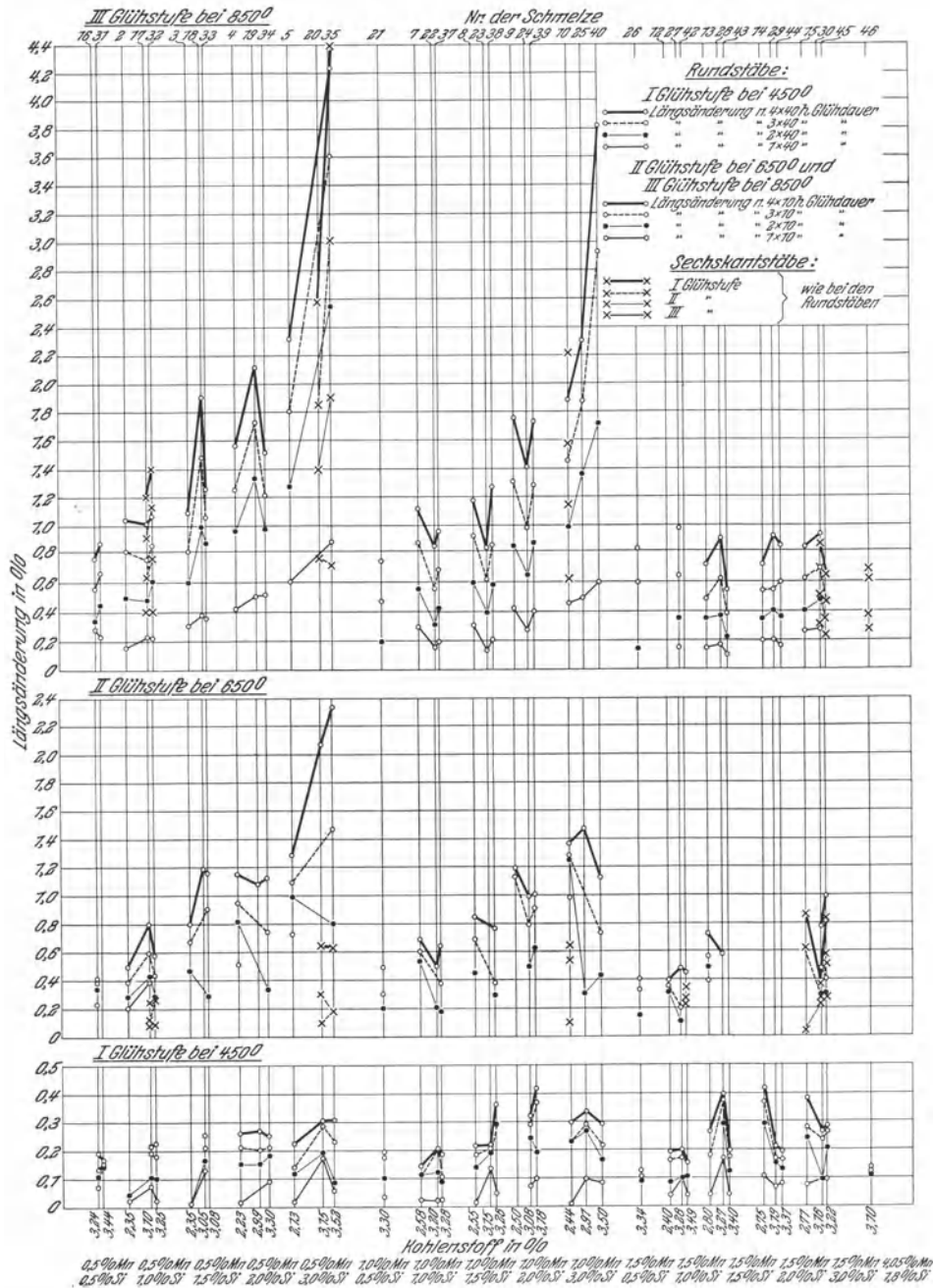


Abb. 7. Einfluß des Kohlenstoffs auf das Wachsen des Gußeisens.

weisen durchgehend mit steigendem Mangangehalt einen unverkennbaren Abfall der Längsausdehnung auf (siehe Abb. 6). Die Längsausdehnung der Schmelze Nr. 46 mit sehr hohem Mangangehalt ist ebenfalls nur unerheblich.

Der Einfluß des Kohlenstoffs tritt nicht so deutlich in Erscheinung, wie der von Silizium und Mangan (siehe Abb. 7¹). Ist der Mangangehalt hoch, so kommt

Versuchen im Vakuum (Zahlentafel 7 und Abb. 8) tritt lediglich der das Wachsen begünstigende Einfluß des Siliziums deutlich in Erscheinung, weniger deutlich der das Wachsen behindernde Einfluß des Mangans. Der an und für sich nicht erhebliche Einfluß des Kohlenstoffs ist bei diesen Versuchen nicht zu erkennen.

E. Gefügeuntersuchung.

Sämtliche Schmelzen wurden metallographisch untersucht. Hierzu wurden gesonderte Abschnitte verwendet,

¹ In Abb. 7 sind die Zahlenangaben aus Zahlentafel 6 (Versuche mit Sechskantstäben bei der Glühstufe I (450°) nicht aufgetragen.

von denen zugleich mit den Glühversuchen Belegstücke in den Ofen eingesetzt wurden. Glühzeiten und Glüh-temperaturen waren also die gleichen wie bei den zu den

ring eingetreten. Damit stehen auch die „Wachsversuche“ in Übereinstimmung, bei denen bei diesen Proben ebenfalls noch keine irgendwie erheblichen Längenänderungen zu beobachten waren (Abb. 5). Die Zeitdauer der Glühung dürfte für Gußeisen mit niedrigem Si-Gehalt zu kurz gewesen sein, um ein Aufspalten des Zementits in die Wege zu leiten. Bei den Proben mit hohen Si-Gehalten war vielfach bereits ein schwaches Anwachsen der Ferritmenge nachweisbar (Abb. 16, 48, 67). Der Einfluß des Mangans und des Kohlenstoffs wird anscheinend durch den Einfluß des Siliziums überdeckt; jedenfalls kommt er weder im Gefüge noch bei den Wachsversuchen (Abb. 6 und 7) klar zum Ausdruck.

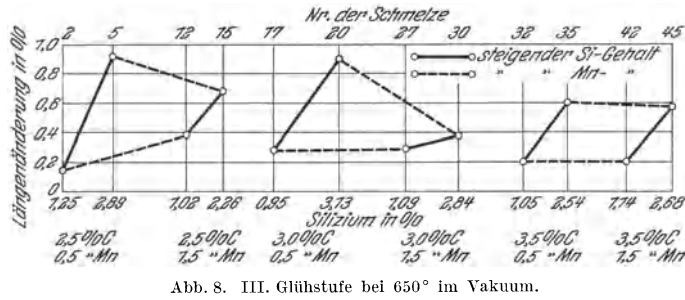


Abb. 8. III. Glühstufe bei 650° im Vakuum.

Längenmessungen verwandten Probestäben. Gefügeaufnahmen wurden nur von einigen besonders kennzeichnenden Proben gemacht. Die aufgenommenen Gefügebilder der Ausgangsstoffe entsprechen dem Durchschnittsgefüge. Von den Glühproben zeigten im allgemeinen die bei 450° geglühten gleichen Gefügebau über den ganzen Querschnitt; bei den bei 650° geglühten war vielfach am äußeren Umfang (Rand) eine erheblich stärkere Aufspaltung des Zementits eingetreten als mehr nach der Mitte zu; die bei 850° geglühten Proben ließen zum Teil auffallende Zonenbildungen erkennen. In Abb. 9 ist für eine Anzahl der bei 850° geglühten Proben zunächst rein schematisch die Anordnung der verschiedenen Zonen zeichnerisch wiedergegeben; im einzelnen wird auf diese Zonen bei Besprechung der verschiedenen Schmelzen noch zurückgekommen.

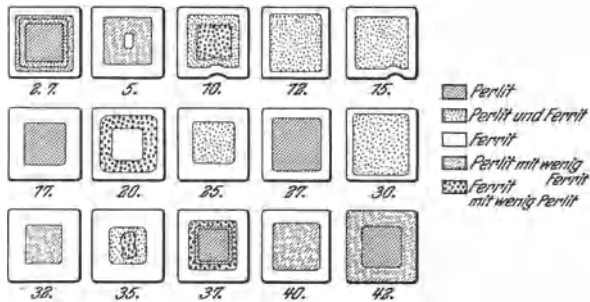


Abb. 9. Zonenbildungen in den bei 850° geglühten Proben.

In Zahlentafel 8 sind die Ergebnisse der Gefügeuntersuchung übersichtlich zusammengestellt. Aus der Zusammenstellung und aus den aufgenommenen Gefügebildern Abb. 11 bis 69 ergibt sich folgendes:

1. Die Ausgangsstoffe mit niedrigen Si-Gehalten weisen vorwiegend feinlamellaren bzw. feinkörnigen Perlit mit feinen Graphitblättern auf (Abb. 10, 33, 40, 44, 55 und 62). Mit zunehmendem Si-Gehalt werden die Graphitblätter vielfach größer (Abb. 36); zugleich tritt im Gefüge freier Ferrit auf (Abb. 15, 24, 30, 42, 47, 66). In den Proben mit hohen Mn-Gehalten ist der Graphit vielfach kurzblättrig und eutektisch angeordnet (Abb. 30, 47, 66). Die chemische Zusammensetzung beeinflusst hiernach den Gefügebau der Ausgangsstoffe in kennzeichnender Weise.

2. Durch das Glühen bei 450° I. Glühstufe (4×40 St.) ist bei den Proben mit niedrigen Si-Gehalten im allgemeinen noch keine deutlich erkennbare Gefügeände-

3. Die Glühung bei 650° (II. Glühstufe) hat trotz der erheblich kürzeren Glühzeit (4×10 St.) in den meisten Fällen den Gefügebau weitgehend beeinflusst. Bei den Proben mit niedrigen Si-Gehalten war der vorher lamellare Perlit vielfach in körnigen Perlit übergegangen (Abb. 11, 22, 29, 34, 41); die vorher feinen Graphitblätter waren infolge Anlagerung von Kohlenstoff zum Teil erheblich dicker und breiter geworden (Abb. 53, 56, 63). Bei den Proben mit hohen Si-Gehalten, die vielfach bereits im Ausgangsstoff freien Ferrit enthielten, war ein starkes Anwachsen der Ferritmenge, namentlich am Rand der Proben zu beobachten (Abb. 25, 37, 43, 49, 54, 59, 68). Der Einfluß des Mangans kommt im Gefüge hier ebenfalls deutlich zum Ausdruck; er wirkt sich, in Übereinstimmung mit den „Wachsversuchen“ (Abb. 6) selbst bei hohen Si-Gehalten in einer deutlichen Behinderung der Aufspaltung des Zementits aus. So zeigte z. B. Probe 5 mit 2,89% Si und wenig Mangan (0,44% Mn) im Gefüge vorwiegend Ferrit (Abb. 17). Probe 10 mit 2,80% Si und 0,82% Mn ließ am Rand ebenfalls vorwiegend Ferrit erkennen (Abb. 25), mehr nach der Mitte zu war jedoch noch Perlit vorhanden; Probe 15 mit 2,26% Si und 1,32% Mn zeigte schon am Rande Perlit neben Ferrit (Abb. 31). Noch deutlicher tritt der die Aufspaltung behindernde Einfluß des Mangans bei niedrigen Si-Gehalten zutage. Probe 32 mit 1,05% Si und nur 0,43% Mn zeigt körnigen Perlit und grobe Graphitblätter, jedoch keinen Ferrit (Abb. 53); Probe 22 mit 1,03% Si und 0,87% Mn (Abb. 41) zeigt ähnliches Gefüge wie Probe 32; Probe 37 mit 1,01% Si und 1,01% Mn läßt bereits erheblich feinere Graphitblätter, die im Perlit liegen, erkennen (Abb. 56), und Probe 12 mit 1,02% Si und 1,38% Mn weist nur noch sehr feine, im Perlit liegende Graphitblätter auf (Abb. 29). Der Einfluß des Kohlenstoffgehaltes tritt gegenüber dem überwiegenden Einfluß von Silizium und Mangan etwas zurück; nur bei gleichzeitig hohem Si-Gehalt scheint er (in Übereinstimmung mit den „Wachsversuchen“) die Aufspaltung zu begünstigen (siehe z. B. Abb. 63 und 68). Die Vakuumversuche bei 650° haben im großen und ganzen dasselbe ergeben wie die Versuche bei Luftzutritt (siehe Abb. 21, 39, 46, 52, 69), etwas besonderes ist hierzu nicht zu sagen.

4. Die bei 850° (III. Glühstufe) 4×10 St. geglühten Proben zeigten als auffallendstes Unterscheidungsmerkmal gegenüber den bei 450 und 650° geglühten durch-



Abb. 10. Ausgangsmaterial Nr. 2.
 $\nu = 200$.

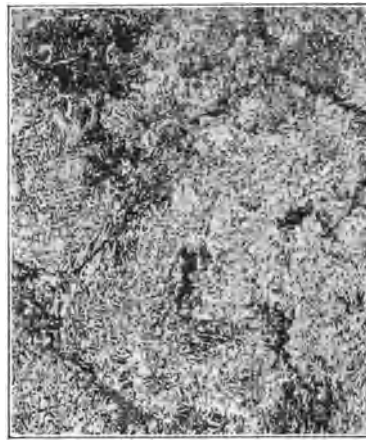


Abb. 11. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 2.
 $\nu = 200$.

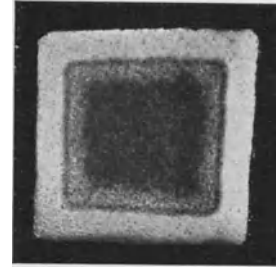


Abb. 12. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. $\nu = 2$.

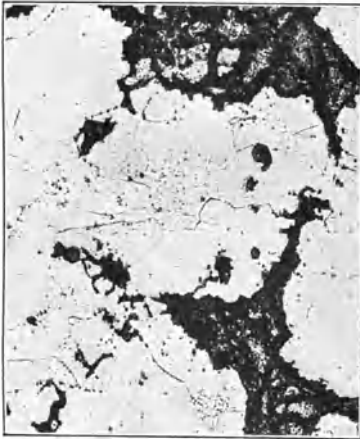


Abb. 13. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. Randzone. $\nu = 200$.



Abb. 14. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 2. 1. Übergangzone. $\nu = 200$.

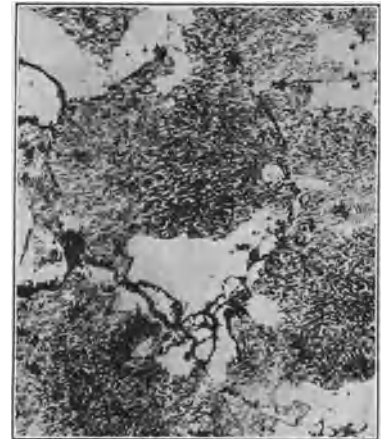


Abb. 15. Ausgangsmaterial Nr. 5.
 $\nu = 200$.



Abb. 16. I. Glühstufe bei 450°. Nr. 5.
 $\nu = 200$.

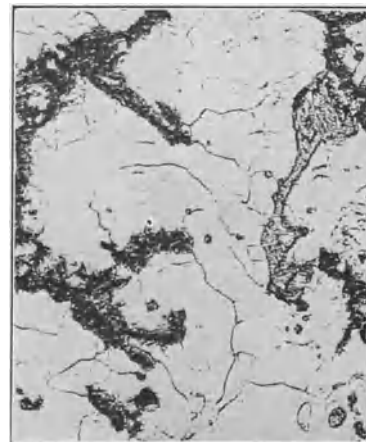


Abb. 17. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 5.
 $\nu = 200$.

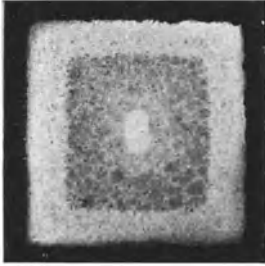


Abb. 18. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 5. $\epsilon = 2$.

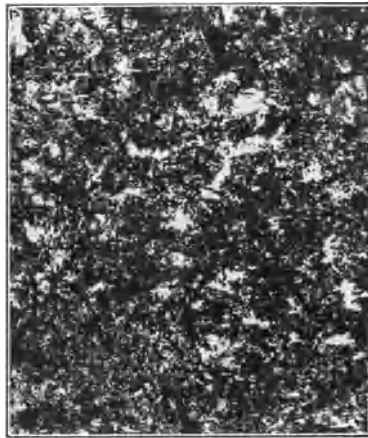


Abb. 19. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 5. Zwischenzone. $\nu = 200$.

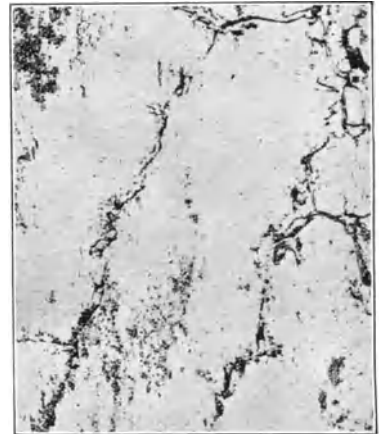


Abb. 20. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 5. Kernzone. $\nu = 200$.



Abb. 21. Vakuumversuch bei 650°. Nr. 5. $\nu = 200$.

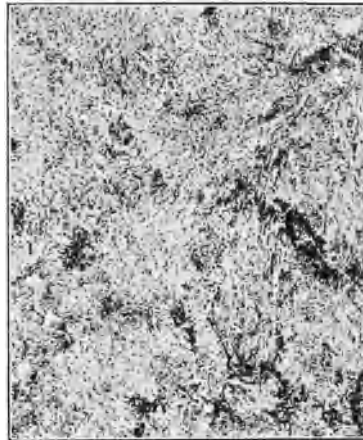


Abb. 22. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 7. $\nu = 200$.

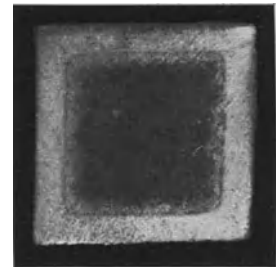


Abb. 23. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 7. $\nu = 2$.



Abb. 24. Ausgangsmaterial Nr. 10. $\epsilon = 200$.

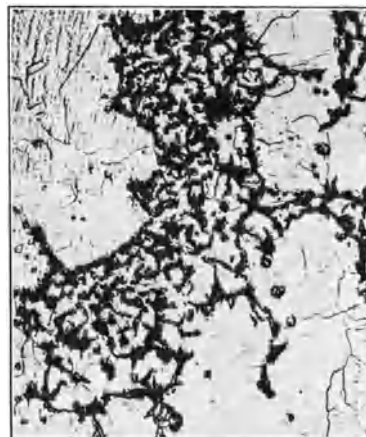


Abb. 25. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 10. Rand. $\nu = 200$.

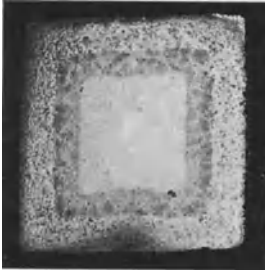


Abb. 26. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 10. $\nu = 2$.

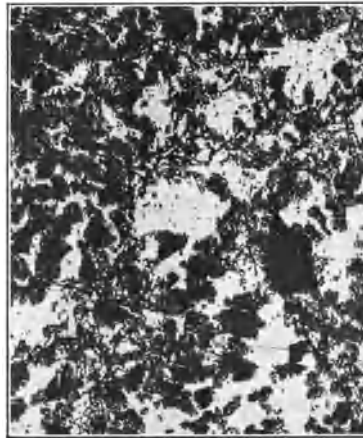


Abb. 27. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 10. Zwischenzone. $\nu = 200$.

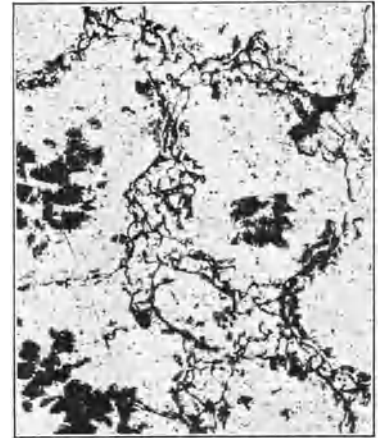


Abb. 28. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 10. Kernzone. $\nu = 200$.

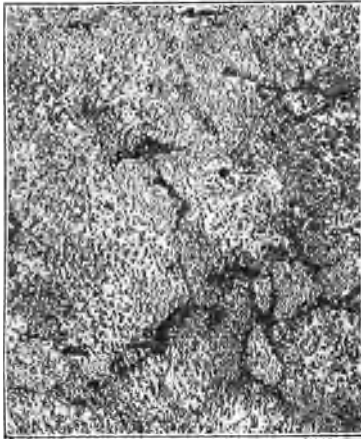


Abb. 29. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 12. $\nu = 200$.

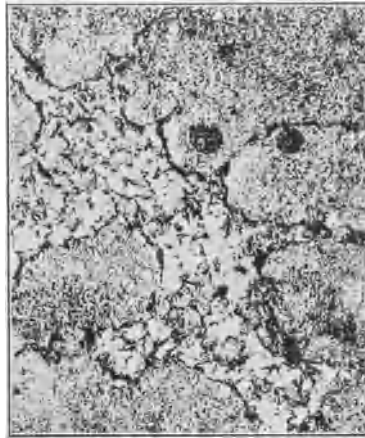


Abb. 30. Ausgangsmaterial Nr. 15. $\nu = 200$.



Abb. 31. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 15. $\nu = 200$.

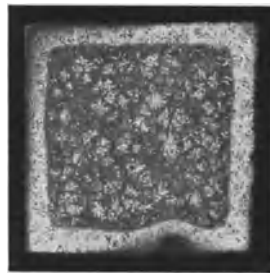


Abb. 32. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 15. $\nu = 2$.



Abb. 33. Ausgangsmaterial Nr. 17. $\nu = 200$.



Abb. 34. II. Glühstufe bei 650°
Nr. 17. $\nu = 2$.

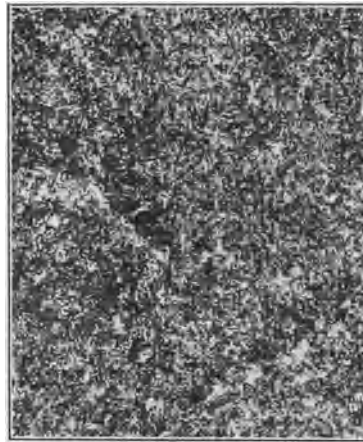


Abb. 35. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 17. Kernzone. $\nu = 200$.

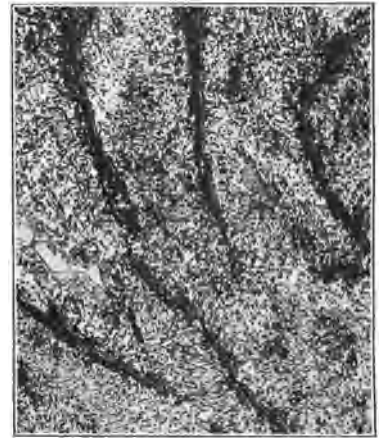


Abb. 36. Ausgangsmaterial Nr. 20.
 $\nu = 200$.

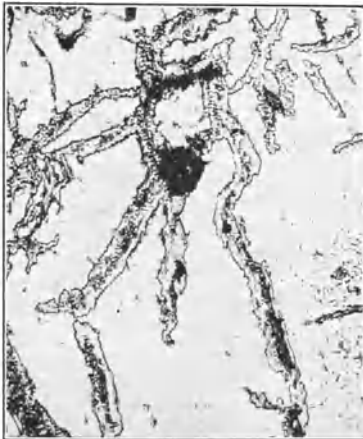


Abb. 37. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 20. Rand. $\nu = 200$.

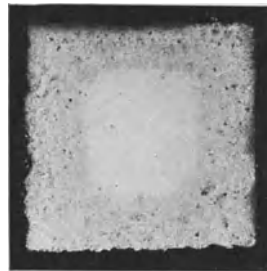


Abb. 38. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 20. $\nu = 2$.



Abb. 39. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 20. $\nu = 200$.

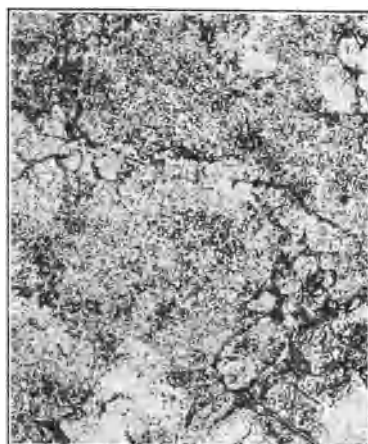


Abb. 40. Ausgangsmaterial Nr. 22.
 $\nu = 200$.



Abb. 41. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 22. $\nu = 200$.



Abb. 42. Ausgangsmaterial Nr. 25.
 $\nu = 200$.

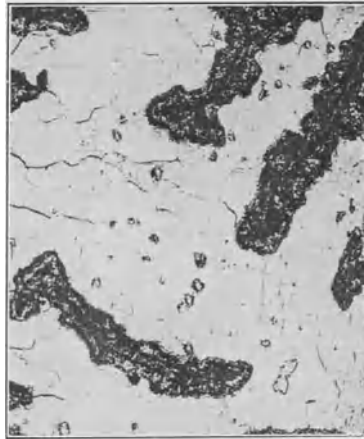


Abb. 43. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 25. Rand. $\nu = 200$.



Abb. 44. Ausgangsmaterial Nr. 27.
 $\nu = 200$.

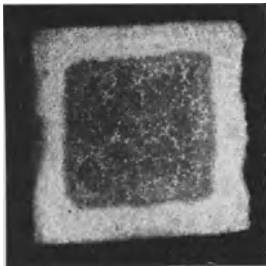


Abb. 45. III. Glühstufe bei 850°.
Nr. 27. $\nu = 2$.



Abb. 46. Vakuumversuch bei 650°.
Nr. 27. $\nu = 200$.

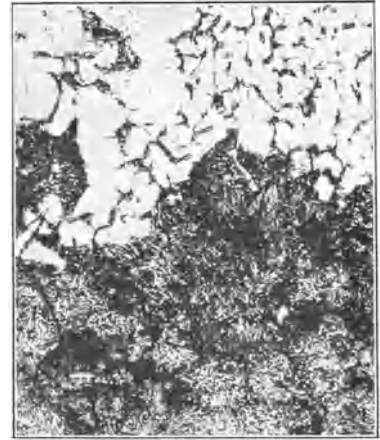


Abb. 47. Ausgangsmaterial Nr. 30.
 $\nu = 200$.



Abb. 48. I. Glühstufe bei 450°.
Nr. 30. $\nu = 200$.

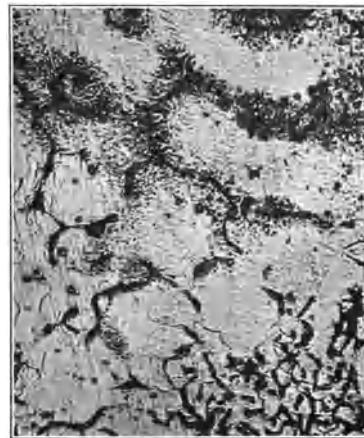


Abb. 49. II. Glühstufe bei 650°.
Nr. 30. $\nu = 200$.

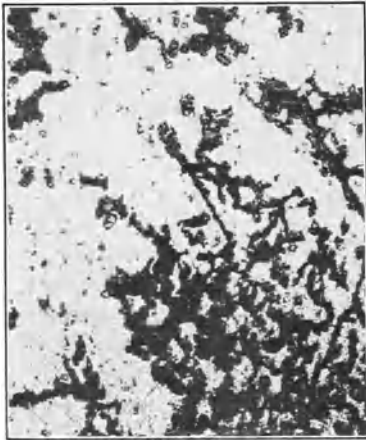


Abb. 50. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 30. Randzone. $\nu = 200$.

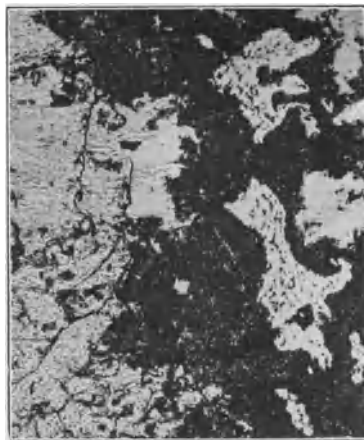


Abb. 51. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 30. Kernzone. $\nu = 200$.



Abb. 52. Vakuumversuch bei 650°. Nr. 30. $\nu = 200$.



Abb. 53. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 32. $\nu = 200$.



Abb. 54. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 35. Rand. $\nu = 200$.



Abb. 55. Ausgangsmaterial Nr. 37. $\nu = 200$.



Abb. 56. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 37. $\nu = 200$.

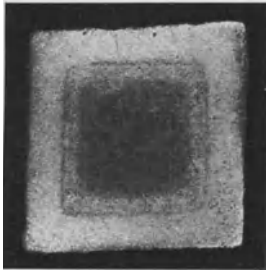


Abb. 57. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 37. $v = 2$.



Abb. 58. I. Glühstufe bei 450°. Nr. 40. $v = 200$.



Abb. 59. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 40. Rand. $v = 200$.

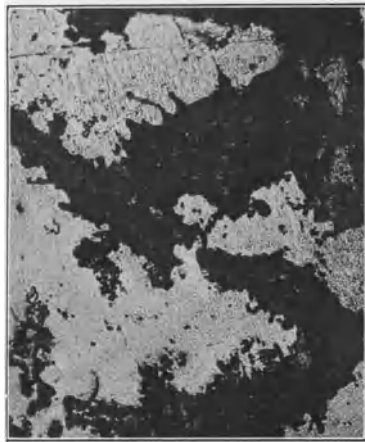


Abb. 60. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 40. Randzone. $v = 200$.



Abb. 61. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 40. Kernzone. $v = 200$.

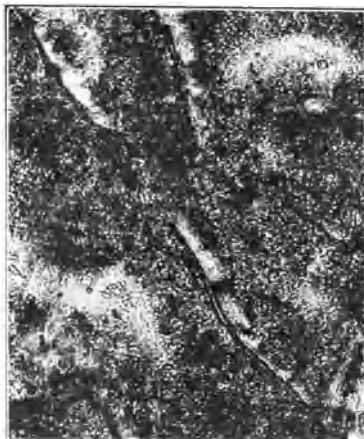


Abb. 62. Ausgangsmaterial Nr. 42. $v = 200$.



Abb. 63. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 42. $v = 200$.

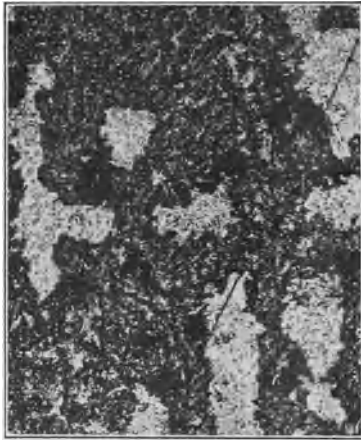


Abb. 64. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 42. Randzone. $v = 200$.



Abb. 65. III. Glühstufe bei 850°. Nr. 42. Kernzone. $v = 200$.



Abb. 66. Ausgangsmaterial Nr. 45. $v = 200$.

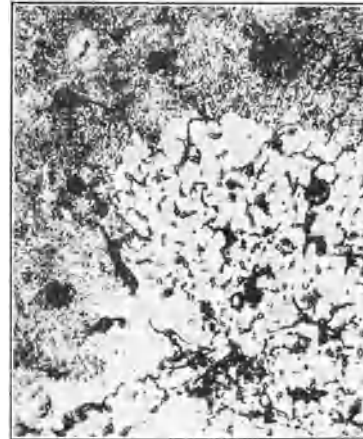


Abb. 67. I. Glühstufe bei 450°. Nr. 45. Mitte. $v = 200$.



Abb. 68. II. Glühstufe bei 650°. Nr. 45. Rand. $v = 200$.

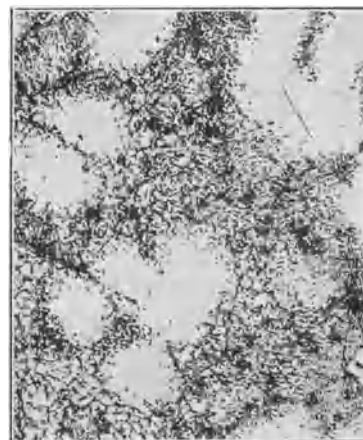


Abb. 69. Vakuumversuch bei 650°. Nr. 45. $v = 200$.

Zahlentafel 8. Zusammenstellung der Ergebnisse der Gefügeuntersuchung.

Reihe	Nr. der Schmelze	Chemische Zusammensetzung			Kleingefüge			Lichtbild	Vakuumversuche bei 650°	Lichtbild														
		C %	Si %	Mn %	I. Glühstufe bei 450°	II. Glühstufe bei 650°	III. Glühstufe bei 850°																	
I	2	2,35	1,25	0,46	Feinlamellarer Perlit mit dünnen Graphitblättern	10	Keine wesentliche Gefügeänderung	16	Perlit mehr körnig ausgebildet	11	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 12); Randzone fast ausschl. Ferrit und Graphit (Abb. 13); erste Übergangszone: Perlit mit wenig Ferrit; zweite Übergangszone: Perlit und Ferrit (Abb. 14); mittlere Zone: Perlit	12	—											
														5	2,13	2,89	0,44	Perlit und reichliche Mengen Ferrit mit feinen Graphitblättern	15	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	17	Vorwiegend Ferrit mit wenig Perlit	18	Vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern
10	2,44	2,80	0,82	Perlit und Ferrit mit feinen, zum Teil eutektisch angeordneten Graphitblättern	24	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	25	Am äußeren Umfang vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu wenig Perlit	26	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 26); äußere Randzone: vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Ferrit und Perlit etwa zu gleichen Flächenanteilen (Abb. 27); Kernzone: Ferrit mit sehr wenig Perlit (Abb. 28)	27	28												
													12	2,90	1,02	1,38	Sehr feinkörniger Perlit mit dünnen, zum Teil eutektisch angeordneten Graphitblättern	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	29	Körniger Perlit. Am Rand der Probe Spuren von Ferrit	31	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge. Der Perlit ist sorbitisch ausgebildet	32
15	2,71	2,26	1,32	Feinkörniger Perlit und Ferrit mit zum Teil eutektisch angeordnetem Graphit	30	Schwachere Anwachsen der Ferritmenge	34	Teils lamellarer, teils körniger Perlit mit groben Graphitblättern	35	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: körniger Perlit	36	—												
													17	3,10	0,95	0,40	Sehr feinelamellarer Perlit mit teils feinen, teils groben Graphitblättern	33	Keine wesentliche Gefügeänderung	37	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu Ferrit und Perlit	38	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 38); am Rand vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Ferrit mit wenig Perlit; Kernzone: vorwiegend Ferrit	39
20	3,15	3,13	0,58	Perlit mit groben Graphitblättern	36	Keine wesentliche Gefügeänderung	37	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu Ferrit und Perlit	38	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9 und 38); am Rand vorwiegend Ferrit; Zwischenzone: Ferrit mit wenig Perlit; Kernzone: vorwiegend Ferrit	39	—												

Zahlentafel 8 (Fortsetzung).

Reihe	Nr. der Schmelze	Chemische Zusammensetzung			Kleingefüge				Lichtbild	Vakuumversuche bei 650°	Lichtbild	
		C %	Si %	Mn %	Ausgangsstoff	I. Glühstufe bei 450°	II. Glühstufe bei 650°	III. Glühstufe bei 850°				
V	22	3,20	1,03	0,87	Feinkörniger Perlit mit dünnen Graphitblättern	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Körniger Perlit mit groben Graphitblättern	41	—	—	
	25	2,91	2,41	0,83	Perlit und Ferrit mit feinen Graphitblättern	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern. In der Umgebung der Graphitblätter ist der Ferrit durch Ätzmittel stark aufgeraut. Nach der Mitte der Probe zu Perlit und Ferrit	42	43	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit; Kernzone: Perlit und Ferrit	
VI	27	3,28	1,09	1,73	Feinkörniger Perlit mit feinen, langen Graphitblättern	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Keine wesentliche Gefügeänderung	44	—	45	Gegenüber dem Ausgangsmaterial keine wesentliche Gefügeänderung
	30	3,16	2,84	1,63	Perlit mit feinen Graphitblättern neben größeren Ferritmengen, in denen der Graphit eutektisch angeordnet ist	Schwaches Anwachsen der Ferritmenge	48	Deutliches Anwachsen der Ferritmenge	47	49	50 51	Ähnlicher Gefügeaufbau wie bei der II. Glühstufe bei 650°. Vgl. Abb. 49 mit Abb. 52
VII	32	3,25	1,05	0,43	Feinlamellarer Perlit mit dünnen Graphitblättern	Keine wesentliche Gefügeänderung	—	Perlit zum Teil körnig ausgebildet, Graphitblätter grobblättrig	53	—	—	Ähnlicher Gefügeaufbau wie bei der II. Glühstufe bei 650°
	35	3,52	2,54	0,54	Perlit mit wenig Ferrit, feine, lange Graphitblätter	Ähnlich wie Ausgangsmaterial, etwas mehr Ferrit	—	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit, mehr nach der Mitte zu lamellarer Perlit mit langen und zum Teil groben Ferritblättern	54	—	—	—
VIII	37	3,28	1,01	0,97	Perlit mit feinen Graphitblättern, wenig Ferrit	Graphitblätter vielleicht etwas gröber erscheinend	55	Grobe, kurze Graphitblätter. Teils lamellarer, teils körniger Perlit	56	—	57	—

VIII	40	3,50	2,70	0,97	Perlit mit wenig Ferrit, lange Graphitblätter	—	—	—	—
	42	3,49	1,14	1,40	Feinkörniger Perlit mit feinen Graphitblättern	58	59	60	61
IX	44	3,22	2,68	1,25	Perlit mit reichlichen Mengen von Ferrit; im Ferrit ist der Graphit meist eutektisch angeordnet	—	63	64	65
	45	3,22	2,68	1,25	Perlit mit reichlichen Mengen von Ferrit; im Ferrit ist der Graphit meist eutektisch angeordnet	67	68	—	69
					Ähnlich wie im Ausgangsmaterial, vielleicht etwas mehr Ferrit	Am Rande der Probe vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern; mehr nach der Mitte zu Perlit	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern. In der Umgebung der Graphitblätter ist der Ferrit durch das Ätzmittel stark aufgeraut (Abb. 60); Kernzone: Perlit mit wenig Ferrit (Abb. 61)	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: Perlit mit wenig Ferrit (Abb. 63); Kernzone: Perlit	Ausgeprägte Zonenbildung (Abb. 9); Randzone: vorwiegend Ferrit mit groben Graphitblättern. In der Umgebung der Graphitblätter ist der Ferrit durch das Ätzmittel stark aufgeraut (Abb. 60); Kernzone: Perlit mit wenig Ferrit (Abb. 61)

gänglich ausgeprägte, scharf abgegrenzte Zonenbildungen (siehe die schematische Abb. 9 und die Lichtbilder 12, 18, 23, 26, 32, 45, 57). Da die Temperatur von 850° weit über dem Perlitpunkt liegt, so kommt unter Berücksichtigung des Gefüges der Ausgangsproben bei diesen Proben eine Aufspaltung von freiem oder im Perlit vorhandenem Zementit nicht in Frage, sondern eine Ausscheidung von Kohlenstoff aus der festen Lösung. Während sich beim üblichen Temperprozeß, bei dem von weißem, freien Zementit enthaltendem Roheisen ausgegangen wird, die von der Aufspaltung des Zementits herrührende Temperkohle in der Regel in Gestalt mehr oder weniger rundlicher Flocken ausscheidet, war hier eine Flockenbildung nicht zu beobachten. Der ausgeschiedene Kohlenstoff hatte sich vielmehr teils an die bereits vorhandenen Graphitblätter angelagert, so daß sie an Dicke erheblich zugenommen hatten (Abb. 13, 50, 60); teils war auch in den Randzonen deutliche Entkohlung (Verbrennung des Kohlenstoffs) eingetreten (z. B. Abb. 20).

Bezüglich des Einflusses von Silizium, Mangan und Kohlenstoff auf die Gefügebildung gelten, wenn von der Zonenbildung abgesehen wird, im großen und ganzen die gleichen Gesetzmäßigkeiten, wie sie bei Besprechung der II. Glühstufe (650°) bereits eingehend erläutert wurden.

Zu der Zonenbildung ist folgendes zu bemerken:

Die Zonen folgen der äußeren Form der Probestücke (siehe Probe 10 und 15 in Abb. 9). Die Einwirkung geht also allem Anschein nach vorwiegend von außen nach innen vor sich. Dem entspricht auch bei den meisten Proben der Gefügebau, nachdem in der äußersten Randzone die Kohlenstoffausscheidung bzw. die Ferritbildung stets am stärksten war und mehr nach der Mitte zu abnahm (Probe 12, 15, 17, 25, 27, 30, 32, 37, 40 und 42 in Abb. 9 und Abb. 32, 45, 57). Bei einigen Proben traten jedoch eigenartige Abweichungen auf. So zeigten z. B. die Proben 2 und 7 (Abb. 9 und Abb. 12, 23) schmale Zwischenzonen mit perlitreichem Gefüge, während die mehr nach der Mitte zu liegende Zone wieder perlitärmer war. Bei den Proben 5, 10, 20 und 35 (Abb. 9 und Abb. 18, 26, 38) war die Kernzone ausgesprochen ferritreicher als die Zwischenzone. Die Kohlenstoffausscheidung aus der festen Lösung hat also bei diesen Proben gleichzeitig mit der Ausscheidung vom Rande her auch in der Mitte eingesetzt. Zu beachten ist, daß es sich bei diesen Proben stets um die besonders Si-reichen mit weniger dichtem Gefüge handelte. Die von Wüst und Leihener¹ gemachte Beobachtung, daß „das Material aus der Mitte eines Gußblockes stärker wächst als das aus der Randzone“, deutet auf die gleiche Erscheinung hin.

Wenn man davon ausgeht, daß die Aufspaltung des Zementits bzw. die Kohlenstoffausscheidung aus der festen Lösung eine Volumenzunahme bedingt, so muß dichtes Gefüge, weil stärkeren Widerstand bietend, der Aufspaltung entgegenwirken, weniger dichtes sie begünstigen².

¹ A. a. O.

² Unter „dichtem Gefüge“ ist allgemein Gefüge von höherem spezifischem Gewicht, also kein poröses Gefüge, verstanden.

Erfahrungsgemäß ist die Dichtigkeit eines Gußstückes, namentlich bei hohem Si-Gehalt und dementsprechend grober Graphitbildung in der Mitte geringer als mehr nach der äußeren Oberfläche zu.

Die Aufspaltung des Zementits bzw. die Ausscheidung von Graphit aus der festen Lösung wird nun zunächst an den Stellen des geringsten Widerstandes einsetzen, also vorwiegend am äußeren Umfang und bei weniger dichtem Kerngefüge gleichzeitig auch im Kern des Gußstückes. Hierdurch wird auf die Zwischenzone ein von außen und innen gleichzeitig wirkender, mit steigender Aufspaltung zunehmender Druck ausgeübt, der unter Umständen so hoch werden kann, daß er dem Bestreben des Eisens, den stabilen Endzustand (Ferrit-Graphit) zu erreichen, das Gleichgewicht hält. Hierin dürfte vermutlich die Erklärung für die auffallenden Zonenbildungen in einzelnen Schmelzen zu suchen sein.

Abb. 13 zeigt das ferritreiche Gefüge der Randzone und Abb. 14 das perlitreiche Gefüge der ersten Übergangszone der Probe Nr. 2.

In Abb. 20 ist das Kerngefüge der Probe Nr. 5 wiedergegeben. Es besteht fast ausschließlich aus Ferrit. Der Graphit ist nur sehr feinblättrig ausgebildet; augenscheinlich hat hier gleichzeitig eine Entkohlung (Verbrennung von Kohlenstoff) stattgefunden.

Abb. 27 zeigt das gegenüber der Kernzone (Abb. 28) erheblich perlitreichere Gefüge der Zwischenzone in Probe 10. Abb. 35 entspricht dem perlitreichen Gefüge der Kernzone aus Nr. 17.

Abb. 50 entspricht dem Gefüge der Randzone und Abb. 51 dem der Kernzone der Probe 30. Die Abb. 60 und 64 sind aus den Randzonen der Proben 40 und 42 und die Abb. 61 und 65 aus den Kernzonen der gleichen Proben aufgenommen.

F. Zusammenfassung der Ergebnisse¹.

1. Das in der Praxis so gefürchtete „Wachsen“ des Gußeisens (Volumenzunahme unter dem Einfluß der Temperatur) beruht primär, bei Temperaturen unterhalb des Perlitpunktes (unterhalb etwa 700°) auf der Aufspaltung des freien bzw. des im Perlit enthaltenen Zementits, bei Temperaturen oberhalb 700° auf der Ausscheidung von Kohlenstoff aus der festen Lösung.

2. Theoretisch strebt jede Eisen-Kohlenstoff-Legierung dem stabilen Endzustand (Ferrit-Graphit) zu. Nächste der Temperatur spielt hierbei jedoch auch die Zeitdauer der Erhitzung eine maßgebende Rolle. Je höher die Temperatur, um so kürzer ist die erforderliche Zeit; je tiefer die Temperatur, um so längere Zeitdauern sind erforderlich, um den Prozeß einzuleiten bzw. zu Ende zu führen.

Bei gewöhnlicher Temperatur (etwa 20°) ist das Gußeisen scheinbar stabil, da hier der Faktor Zeit bereits eine so große Rolle spielt, daß er mit menschlichen Zeitmessern nicht mehr zu erfassen ist.

3. Die Aufstellung einer eindeutigen, für alle Gußeisensorten geltenden Zeit-Temperaturkurve ist jedoch selbst für höhere Temperaturen, bei denen der

¹ Nachtrag zu Fußnote 1, S. 1018: T. H. Turner: Hitzebeständige Legierungen (Metal Ind. vom 17. Februar 1928, S. 10).

primäre Vorgang der Aufspaltung des Karbids bzw. der Ausscheidung von Kohlenstoff verhältnismäßig schnell vor sich geht, unmöglich, da neben der Zeit und Temperatur noch die chemische Zusammensetzung des Gußeisens sowie der durch die Zusammensetzung und durch die Erstarrungsverhältnisse bedingte Gefügebau der Ausgangsstoffe eine wesentliche Rolle spielen.

4. Bezüglich des Einflusses der untersuchten wichtigsten Bestandteile des Gußeisens, des Siliziums, Mangans und Kohlenstoffs auf den primären Wachstumsvorgang ist folgendes zu sagen:

a) Silizium begünstigt in hohem Maße das „Wachsen“.

b) Mangan wirkt dem das „Wachsen“ begünstigenden Einfluß des Siliziums stark entgegen.

c) Der Einfluß des Kohlenstoffs tritt gegenüber dem Einfluß des Siliziums und Mangans zurück. Bei hohem Silizium- und niedrigem Mangangehalt scheint er zwar die Wirkung des Siliziums zu verstärken; ist jedoch der Mangangehalt hoch, so kommt er selbst bei hohem Siliziumgehalt nicht deutlich zur Geltung.

5. Bezüglich des Einflusses des Gefügebauens der Ausgangsproben ist folgendes zu bemerken:

a) Besteht die Grundmasse vorwiegend aus Perlit, so tritt bei Temperaturen unterhalb des Perlitpunktes zunächst meist eine Zusammenballung des Perlits ein; er wird körnig, und erst dann setzt die Zerlegung des Karbids ein.

b) Ist bereits freier Ferrit vorhanden, so kristallisiert der durch die Zerlegung des Karbids freiwerdende Ferrit an den bereits vorhandenen an, während sich die ausscheidende Kohle an die bereits vorhandenen Graphitblätter anlagert, sie dadurch dicker und voluminöser machend.

Ferrit und Graphit wirken demnach wie Keime. Die Bildung neuer Graphitblätter oder rundlicher Ausscheidungen von Temperkohle, wie sie z. B. beim Glühen von weißem Roheisen beobachtet werden, konnte nicht festgestellt werden.

c) Beim Glühen oberhalb des Perlitpunktes (oberhalb 700°) wird das Gefüge der Grundmasse völlig verändert; der Perlit geht in die feste Lösung (Austenit) über; die Anordnung des Graphitnetzes wird jedoch zunächst dadurch nicht in Mitleidenschaft gezogen. Beim Einsetzen der Kohlenstoffausscheidung aus der festen Lösung setzt sich jedoch auch hier der ausscheidende Kohlenstoff vorwiegend an die bereits vorhandenen Graphitblätter an, ohne zu neuen Graphit- oder Temperkohlausscheidungen zu führen.

d) Maßgebend ist ferner die Dichtigkeit des Gusses. Das Wachsen (Zerlegung des Karbids bzw. Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung) geht stets von den Stellen des geringsten Widerstandes aus, also in erster Linie vom äußeren Umfang der Proben. Ist das Kerngefüge weniger dicht, so kann der Vorgang gleichzeitig im Kern einsetzen; er führt dann zu eigenartigen Zonenbildungen und verschieden schnellem „Wachsen“ innerhalb des Querschnittes des Gußstückes.

6. Die durch dieses primäre Wachsen bedingte Volumenzunahme ist, wie schon eingangs erwähnt wurde, nicht sehr erheblich; sie bedingt aber eine wesentliche

Auflockerung des Gefüges und öffnet dadurch dem sekundären Wachsen, durch von außen einwirkende korrodierende und oxydierende Einflüsse den Weg.

7. Die Praxis wird daher in erster Linie bestrebt sein müssen, ein Gußeisen zu erzeugen, das gegenüber der primären Aufspaltung des Zementits bzw. der Ausscheidung des Kohlenstoffs aus der festen Lösung möglichst widerstandsfähig ist. Der Siliziumgehalt soll demnach so niedrig und der Mangengehalt so hoch wie möglich gehalten werden. Der Gesamtkohlenstoffgehalt ist zweckmäßig ebenfalls möglichst niedrig zu halten, da die Graphitblätter bei der Erstarrung in der Regel um so gröber ausfallen, je höher der Gesamtkohlenstoffgehalt ist. Auf den primären Vorgang der Karbidzerlegung ist der Gesamtkohlenstoffgehalt, bei gleichzeitig hohem Mangan- und niedrigem Siliziumgehalt zwar ohne wesentliche Bedeutung, grobe Graphitblätter begünstigen jedoch das sekundäre Wachsen infolge von Oxydation, Korrosion usw. Je weniger porös schließlich der Guß

ist, um so weniger Angriffsflächen wird er sowohl für das primäre wie auch für das sekundäre Wachsen bieten.

Zum Schluß ist es uns ein Bedürfnis, allen denen zu danken, die uns bei der Durchführung der Arbeit in selbstloser Weise tatkräftig unterstützt haben.

In erster Linie gebührt unser Dank der Leitung der Firma „Heinrich Lanz A.-G., Mannheim“, in deren Gießerei die Versuche durchgeführt wurden; ferner danken wir den „Hommelwerken G. m. b. H., Mannheim“, die die Glühungen der Proben der I. Glühstufe durch Bereitstellung von Öfen ermöglichten, und schließlich Herrn Dr. F. Roll, der sich bei der Durchführung des ganzen Arbeitsprogramms in weitgehender Weise verdient gemacht hat; hängt doch die Möglichkeit der theoretischen Auswertung solcher Versuche von der gewissenhaften Ausführung und dem Verantwortlichkeitsgefühl des die praktische Arbeit Leistenden in erster Linie ab.

Der Einfluß kleiner Zusätze von Kupfer und Nickel auf die Wärmeausdehnung und auf das Wachsen des Gußeisens.

Von O. Bauer und H. Sieglerschmidt.

Über die Wärmeausdehnung des Gußeisens ist noch wenig bekannt, insbesondere auch über den Einfluß kleiner Zusätze auf die Ausdehnungszahl β . Die auf der Aufspaltung des Karbids beruhende bleibende Ausdehnung („Wachsen“ des Gußeisens) wird nach Untersuchungen von O. Bauer und K. Sipp¹ maßgebend durch die chemische Zusammensetzung beeinflusst. Silizium begünstigt, Mangan behindert die Aufspaltung.

Es entstand nun die Frage, ob bereits kleine Zusätze an Fremdstoffen, insbesondere an Kupfer und Nickel, in Mengen, die auf die mechanischen Eigenschaften des Gußeisens noch ohne wesentlichen Einfluß sind, die Wärmeausdehnung und das „Wachsen“ beeinflussen.

A. Probenmaterial.

Von Herrn Direktor K. Sipp² wurden uns drei Probestäbe (Abmessungen $40 \times 50 \times 1000$ mm), in Sand gegossen, freundlichst zur Verfügung gestellt.

Die chemische Zusammensetzung war:

- A. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, ohne Zusatz.
- B. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, 0,55% Kupfer.
- C. 3,15% Kohlenstoff, 1,12% Silizium, 0,114% Schwefel, 0,48% Nickel.

Die drei Stäbe waren in gleicher Weise aus demselben Tiegel gegossen. Das Kleingefüge bestand bei allen drei Proben aus perlitischer Grundmasse mit wenig freiem Ferrit und eingelagerten Graphitblättern (siehe Abb. 8 bis 10. $V = 200$). Die kleinen Gehalte an Kupfer

(Stab B) und Nickel (Stab C) waren somit auf den Gefügebau ohne erkennbaren Einfluß.

B. Versuchsausführung.

Aus den drei Probestäben wurden Zylinder nach Maßgabe der Abb. 1 hergestellt. Bei a, b und c bzw. a', b' und c' waren kleine Nickelstifte, die die Endflächen der Probekörper um etwa 0,8 mm überragten, in 3 mm tiefe Bohrungen eingestaucht. Diese Maßnahme war notwendig, da es sich bei einem Vorversuch gezeigt hatte, daß eine schwache Oxydhautbildung, die das Meßergebnis beeinflussen konnte, nicht zu vermeiden war; die Stifte dienten zugleich als Auflage für die begrenzenden Quarzplatten (siehe weiter unten). Da ferner die Nickelstifte nur auf eine verhältnismäßig sehr geringe Länge (etwa 3 mm) mit dem Gußeisen verbunden waren

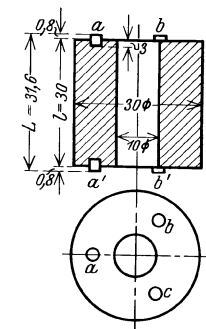


Abb. 1.

und die Ausdehnungszahlen des Gußeisens und des Nickels nur unerheblich voneinander abweichen, so war eine wesentliche Beeinflussung der Versuchsergebnisse nicht zu erwarten. Vorversuche mit einem Probezylinder aus Gußstab A ohne Nickelstifte ergaben im Intervall von 20 bis 500° eine mittlere Ausdehnungszahl $\beta = 0,000141$. Die gleiche Ausdehnungszahl wurde nach Eintauchung der Nickelstifte gefunden. Die Versuche wurden in einer Stickstoffatmosphäre nach dem in der Zeitschrift für Instrumentenkunde¹ beschriebenen Verfahren vorgenommen, bei dem die Wärmeausdehnung

¹ O. Bauer und K. Sipp: „Der Einfluß von Kohlenstoff, Mangan und Silizium auf das Wachsen des Gußeisens.“ Gieß. 1928, Nr. 41 und 42.

² Bei Heinrich Lanz A.-G., Mannheim.

¹ Apparat aus Quarzglas zur Bestimmung von Wärmeausdehnungszahlen bei hohen Temperaturen von H. Sieglerschmidt. Z. Instrumentenk. 1925, Heft 8, S. 374—378.

in einem Apparat aus Quarzglas mittels außen angebrachter Spiegelapparate gemessen wird. Um jedoch das Stickstoffgas unter möglichstem Abschluß der Außenluft durch den Apparat leiten zu können, waren einige Abänderungen des Apparates gegenüber der früher beschriebenen Vorrichtung erforderlich.

In Abb. 2 ist der abgeänderte Apparat wiedergegeben. Das in der Fußplatte *G* in einer Stopfbuchse *S* festgehaltene, senkrecht stehende Quarzrohr *a* trägt die Quarzplatten *c* und *d* und den zwischen ihnen eingefügten Probezylinder *p*. Die sich berührenden Flächen von *a*, *c*, *d* und *p* sind sauber eben geschliffen.

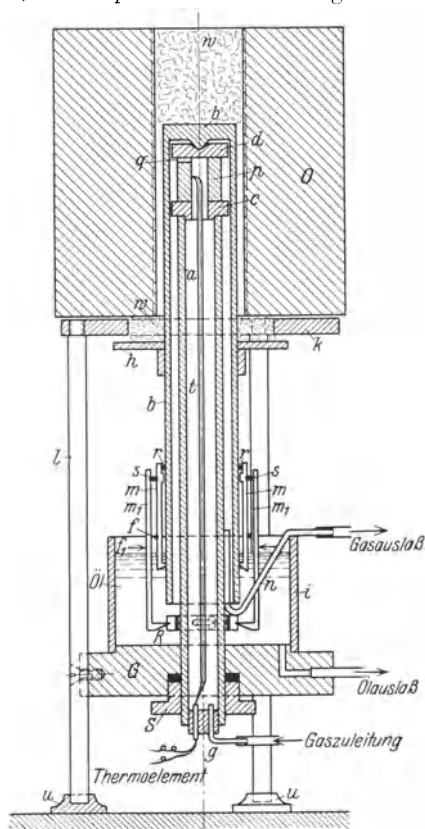


Abb. 2. Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung.

Über die vorgenannten Teile ist die Quarzglocke *b* gestülpt und mit der halbkugelförmig abgerundeten Spitze ihres Bodens in einer körnerartigen Vertiefung der Platte *d* frei beweglich gelagert.

Die Probe mit den sie umschließenden Quarzteilen wird durch einen elektrischen Röhrenofen von Heraeus beheizt, der auf einer eisernen, mit Fußplatte *G* durch Säulen *l* verbundenen Platte *k* ruht. Zur Abdichtung des Ofens gegen die Glocke dient Asbestwolle an den Stellen *w*, zum reibungsfreien Festhalten der Wolle am unteren Ofenteil eine auf die Glocke aufgesteckte Asbestplatte *h*. Der durch die Quarzteile umgebene Raum mit der Probe wird einerseits durch den Gummistopfen *q* am unteren Ende des Quarzrohres *a*, andererseits durch das Ölbad im Behälter *i* (Transformatoröl) gegen die Außenluft abgeschlossen. Eine Behinderung der durch die Ausdehnung von Probe und Quarzteilen bewirkten gegenseitigen Verschiebung von Glocke und Quarzrohr ist hierdurch vermieden.

Der in glühenden Kupferspänen von Sauerstoff und durch Ätznatron von Kohlensäure gereinigte Stickstoff wird durch den Gummistopfen *g* in das Quarzrohr *a* eingeleitet und gelangt durch die Bohrung der Platte *c* und Probe *p*, sowie durch eine in der letzteren angebrachte Rille *q* in die Glocke. Aus dieser wird er durch ein U-förmiges Glasröhrchen *n* in Wasser geleitet und tritt hier in Form von Bläschen aus. Bei Heizung über Nacht wurde die Stickstoffzuleitung unterbrochen.

Die durch die Ausdehnung bewirkte gegenseitige Verschiebung von Glocke *b* und Quarzrohr *a* wird durch Spiegelapparate nach Martens¹ gemessen. Die Schneiden der letzteren sind in Kerben der Meßfederpaare *m m₁* aus 36% Nickelstahl (Invarstahl) angesetzt, von denen *m* durch Spannfeder *f* gegen die Glocke, *m₁* durch Spannfeder *j* gegen das Quarzrohr *a* und die Schneiden *s* der Spiegelapparate gedrückt wird. Die Schneiden der Meßfedern *m₁* lagen nicht unmittelbar am Quarzrohr *a* an, sondern in Kerben eines an *a* befestigten Meßringes *R*. Zur Abstützung der Meßfedern *m* an der Glocke waren Röllchen *r* aus Runddraht untergelegt.

Die Handhabung und Wirkungsweise der Spiegelapparate darf als bekannt vorausgesetzt werden¹.

Zur Messung der Temperatur wurde ein Thermoelement *t* aus Platin-Platin-Rhodium von unten in die Bohrung der Probe eingeführt. An den einzelnen Wärmestufen wurde die Temperatur so lange gleichbleibend erhalten, bis die Wärme in Probe und Quarzteilen sich ausgeglichen hatte und in den Ablesungen der Ausdehnung näherungsweise ein Stillstand erreicht war.

Aus der durch die Messungen erhaltenen relativen Ausdehnung λ_r von Probe und Quarzteilen wird die Ausdehnung λ der Probe selbst durch Rechnung und auf Grund des „Eichversuchs“ bestimmt.

Bezüglich der „Eichung“ des Apparats, bei der Probe *p* durch einen Quarzzyylinder gleicher Länge (normal 3 cm) ersetzt wird, sei auf die eingangs erwähnte Veröffentlichung verwiesen. Die Ausdehnung der Gußeisenprobe ergibt sich zu:

$$\lambda = \lambda_r + \lambda_q - \lambda'_r, \quad (1)$$

wo λ_q die von Scheel, Holborn und Henning u. a. bestimmte Ausdehnung des Quarzglas (auf 3 cm Probenlänge) und λ'_r die beim Eichversuch beobachtete Ausdehnung der Quarzteile (Korrektur) bedeutet.

Für die Temperatur $t = 20 \quad 300 \quad 600 \quad 900^\circ \text{C}$
ist die Korrektur $\lambda'_r = 0 \quad 11 \quad 22,5 \quad 34 \text{ cm}/100000$.

C. Ergebnisse der Versuche.

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 1 bis 3 zusammengestellt und in den Abb. 3 bis 6 graphisch aufgetragen. Es bedeutet:

$\varepsilon = 100 \frac{\lambda}{L}$ die Ausdehnung der Proben in Prozenten der ursprünglichen Länge *L*,
 β die Ausdehnungszahl der Probe,
 t_m die mittlere Temperatur des Intervalls, für welches die Ausdehnungszahl β berechnet ist: also $t_m = t - \frac{\Delta t}{2}$.

¹ Vgl. „Das Materialprüfungswesen“, 2. Auflage, herausgegeben von K. Memmler, Stuttgart, Ferd. Enke, S. 125.

Tabelle 1. Ausdehnung des Probezylinders A. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer		Temperatur		Ausdehnung in %		Ausdehnungszahl	
	Std.	Min.	t°	Zunahme Δt°	ε	Zunahme $\Delta \varepsilon$	$\beta = \frac{100 \Delta \varepsilon}{\Delta t}$	t_m° ¹
1	0	0	16,4	—	0	—	—	—
2	2	15	508,0	491,6	0,695	0,695	0,0000141	262
3	3	40	659,6	151,6	0,960	0,265	0,0000175	584
4	4	30	733,2	—	1,109	—	—	—
5	5	10	730,6	—	1,137	—	—	—
6	5	50	731,8	—	1,170	—	—	—
7	6	25	733,9	—	1,193	—	—	—
8	23	55	722,2	—	1,236	—	—	—
9	24	10	721,7	—	1,235	—	—	—
10	24	45	674,3	—	1,155	—	—	—
11	25	00	674,4	—	1,155	—	—	—
12	25	50	721,7	—	1,235	—	—	—
13	26	05	725,9	—	1,244	—	—	—
14	27	10	723,8	—	1,242	—	—	—
15	27	35	725,0	—	1,245	—	—	—
16	29	05	530,9	—	0,918	—	—	—
17	71	55	16,0	—514,9	0,201	—0,717	0,0000139	273

Tabelle 2. Ausdehnung des Probezylinders B. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S, 0,55% Cu.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer		Temperatur		Ausdehnung in %		Ausdehnungszahl	
	Std.	Min.	t°	Zunahme Δt°	ε	Zunahme $\Delta \varepsilon$	$\beta = \frac{100 \Delta \varepsilon}{\Delta t}$	t_m°
1	0	0	16,7	—	0	—	—	—
2	2	50	519,3	502,6	0,714	0,714	0,0000142	268
3	4	00	654,5	135,2	0,944	0,230	0,0000170	587
4	4	40	729,0	—	1,074	—	—	—
5	5	00	730,2	—	1,086	—	—	—
6	5	20	729,9	—	1,096	—	—	—
7	6	06	729,7	—	1,125	—	—	—
8	23	55	735,3	—	1,159	—	—	—
9	24	30	734,6	—	1,156	—	—	—
10	25	15	647,1	—	1,054	—	—	—
11	26	05	664,3	—	1,083	—	—	—
12	27	35	728,6	—	1,193	—	—	—
13	28	20	729,0	—	1,194	—	—	—
14	29	15	734,7	—	1,207	—	—	—
15	29	35	729,1	—	1,202	—	—	—
16	47	55	721,8	—	1,201	—	—	—
17	48	40	668,5	—	1,119	—	—	—
18	49	13	668,3	—	1,118	—	—	—
19	51	30	518,3	—150,0	0,862	—0,256	0,0000171	593
20	53	25	327,0	—191,3	0,553	—0,309	0,0000161	423
21	8	20	18,1	—308,9	0,155	—0,398	0,0000129	173

Tabelle 3. Ausdehnung des Probezylinders C. Zusammensetzung: 3,15% C, 1,12% Si, 0,114% S, 0,48% Ni.

Beobachtung Nr.	Versuchsdauer		Temperatur		Ausdehnung in %		Ausdehnungszahl	
	Std.	Min.	t°	Zunahme Δt°	ε	Zunahme $\Delta \varepsilon$	$\beta = \frac{100 \Delta \varepsilon}{\Delta t}$	t_m°
1	0	0	14,1	—	0	—	—	—
2	2	20	504,5	490,4	0,691	0,691	0,0000141	259
3	3	40	651,9	147,4	0,945	0,254	0,0000172	578
4	4	24	740,0	—	1,103	—	—	—
5	5	18	732,3	—	1,123	—	—	—
6	6	32	737,0	—	1,174	—	—	—
7	24	00	687,0	—	1,126	—	—	—
8	25	10	733,3	—	1,215	—	—	—
9	25	45	733,3	—	1,219	—	—	—
10	27	40	739,9	—	1,295	—	—	—
11	29	00	740,6	—	1,286	—	—	—
12	47	55	744,1	—	1,233	—	—	—
13	48	05	744,1	—	1,233	—	—	—
14	49	25	659,4	—	1,108	—	—	—
15	51	55	532,5	—126,9	0,894	—0,214	0,0000170	596
16	53	50	315,4	—217,1	0,542	—0,352	0,0000162	424
17	72	00	15,5	—299,9	0,153	—0,389	0,0000130	165

¹ Vgl. S. 64.

Das Schaubild (Abb. 3) der auf die mittleren Temperaturen t_m bezogenen Ausdehnungszahlen β läßt erkennen, daß die Ausdehnungszahlen der verschiedenen Gußeisensorten A, B, C fast gleich waren. Die gute Übereinstimmung der für die Stufen ≈ 20 bis $\approx 500^\circ$ und ≈ 500 bis $\approx 670^\circ$ vor und nach der Glühung bei 730° erhaltenen Ausdehnungszahlen β weist ferner darauf hin, daß während des Versuches Lagenänderungen der Spiegelapparate infolge von Stößen oder Drehung der Spiegelhalter auf den Achsen nicht stattgefunden hatten. Sie gibt also ein Urteil über den einwandfreien Gang der Prüfung.

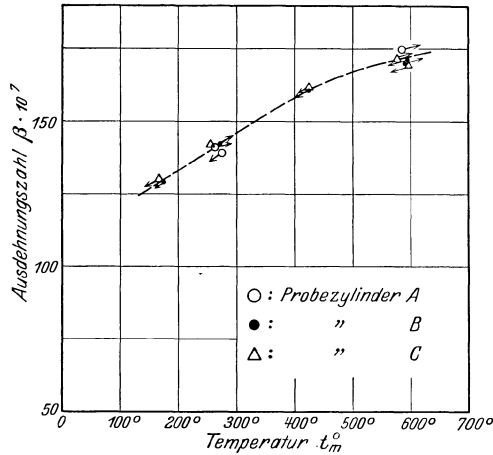


Abb. 3. Ausdehnungszahlen β der Probezylinder A, B, C (siehe Tabelle 1 bis 3).

In den Abb. 4 bis 6 ist zu den einzelnen Beobachtungspunkten die Versuchsdauer, bezogen auf den Beginn der Prüfung (siehe Tabelle 1 bis 3), eingetragen. Der Gang der Untersuchung — Temperaturstufen, Dauer der Erwärnungen — wurde zum Zwecke eines besseren Vergleichs der verschiedenen Gußeisensorten annähernd gleich gewählt¹.

Die Schaubilder 4 bis 6 lassen erkennen, daß alle Proben übereinstimmend bis zu etwa 670° keine wesentlichen bleibenden Längenänderungen erfuhren. Bei 730° und beim Wechsel der Temperatur von 730° auf 670° und wieder bis auf 730° traten hingegen stärkere bleibende Längenänderungen auf, deren Verlauf bei den einzelnen Proben verschieden war.

Zum Zwecke besseren Vergleichs der Proben sind aus den Werten der Tabellen 1 bis 3 die Ausdehnungen

$$\varepsilon \text{ für } 730^\circ = \varepsilon - L(t - 730) \beta \cdot 100 \quad (2)$$

für die gleiche Temperatur von 730° errechnet und in Abhängigkeit von den Beobachtungszeiten (Dauer der Gleichhaltung von 730°) in Tabelle 4 und Abb. 7 eingetragen. Für β wurde nach Abb. 6 der Wert 0,0000176 eingesetzt.

¹ Eine Einrichtung zur selbsttätigen Regulierung der Temperatur fehlte noch. Die zur Erreichung und Gleichhaltung bestimmter Temperaturen erforderliche Heizstromstärke mußte dauernd durch Regulierung der Widerstände eingestellt werden. Ob und welche Temperaturschwankungen während der Nacht eintraten, entzog sich daher der Beurteilung des Versuchsausführenden.

Aus Abb. 7 und Tabelle 4 geht hervor, daß Gußeisenprobe A sich am meisten bleibend aus-

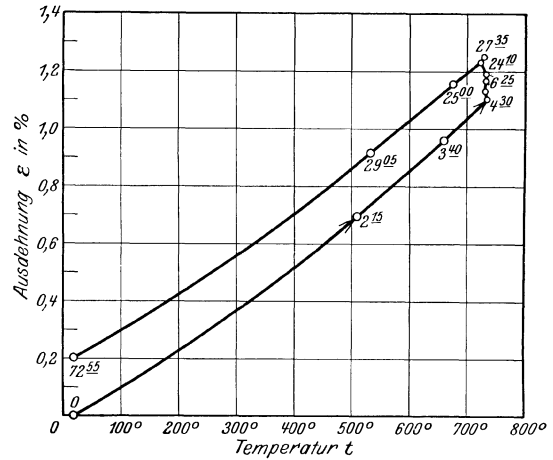


Abb. 4. Ausdehnung des Probezylinders A (siehe Tabelle 1).

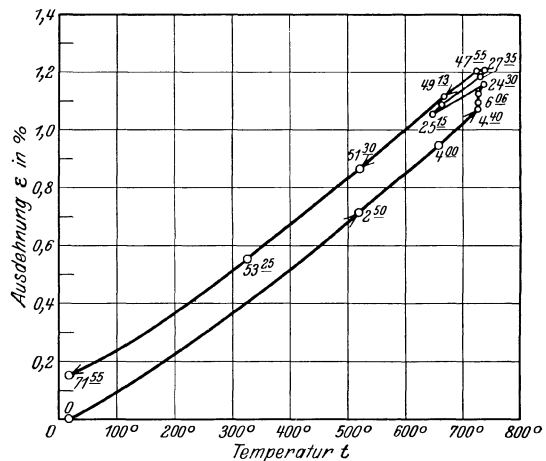


Abb. 5. Ausdehnung des Probezylinders B (siehe Tabelle 2).

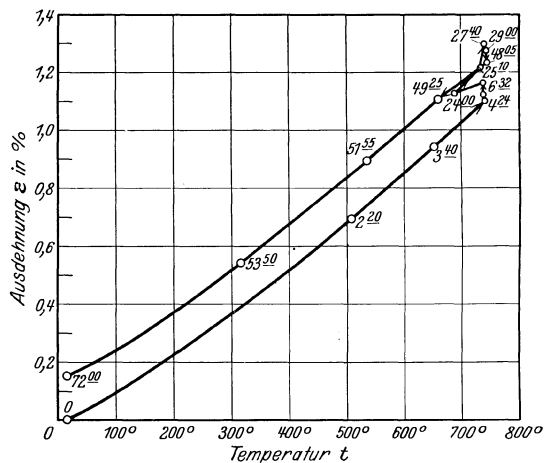


Abb. 6. Ausdehnung des Probezylinders C (siehe Tabelle 3).

dehnte¹. Probe B dehnte sich zunächst etwas stärker als C, erreichte bei der 2. Glühung einen Höchstwert und

¹ Die „bleibende“ Ausdehnung entspricht dem Unterschied der am Ende der zweiten Glühung erreichten Ausdehnung ε und der Ausdehnung ε_0 am Beginn der ersten Glühung.

zog sich wieder zusammen, so daß die am Ende der 2. Glühung erreichte Ausdehnung ε etwa der von Probe C entsprach. Ganz entsprechend ist das Verhältnis der nach der Abkühlung auf Zimmerwärme erreichten, in Tabelle 1 bis 3 fettgedruckten Ausdehnungsreste:

0,201% bei Probe A
 0,155% „ „ B
 0,153% „ „ C

Tabelle 4.
 Ausdehnung der Probezylinder bei 730°. (Hierzu Abb. 7.)

Probe- zylinder	A			B			C		
	Dauer der Gleichhaltung von 730° ¹		ε für 730°	Dauer der Gleichhaltung von 730°		ε für 730°	Dauer der Gleichhaltung von 730°		ε für 730°
	Std.	Min.	%	Std.	Min.	%	Std.	Min.	%
1. Glühung bei 730°	0	0	1,103	0	0	1,076	0	0	1,085
	0	40	1,136	0	20	1,086	0	54	1,119
	1	20	1,167	0	40	1,096	2	08	1,162
	1	55	1,186	1	26	1,125	Temperatur über Nacht auf 685° abgesunken		
	19	25	1,249	19	15	1,150			
19	40	1,250	19	50	1,148				
2. Glühung bei 730°	0	0	1,250	0	0	1,195	0	0	1,209
	0	15	1,255	0	45	1,196	0	35	1,213
	1	20	1,253	1	40	1,199	2	30	1,278
	1	45	1,254	2	00	1,200	3	50	1,268
				20	20	1,215	22	45	1,208
						22	55	1,208	

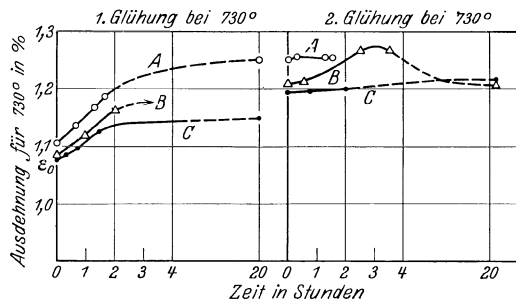


Abb. 7. Ausdehnung der Probezylinder bei 730°. (Siehe Tabelle 4.)

D. Gefügeuntersuchung.

Da die Aufspaltung des Karbids sowie die Ausscheidung des Graphits bzw. der Temperkohle aus der festen Lösung (Austenit) nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch der Zeit ist, so war von vornherein anzunehmen, daß bei den verhältnismäßig kurzen Glühzeiten das endgültige Gefügleichgewicht (Ferrit-Graphit) nicht erreicht sein konnte. Die Gefügeuntersuchung bestätigt obiges.

Die Abb. 11 bis 13 geben in 200facher linearer Vergrößerung den Gefügebau der Proben A, B, C nach

¹ Ab Beobachtung 4 bzw. 12 bei Probe A und B (Tabelle 1 und 2).

Ab Beobachtung 4 bzw. 8 bei Probe C (Tabelle 3).

Beendigung der Glühversuche wieder. Der Vergleich mit dem Gefüge vor dem Versuch (Abb. 8 bis 10) zeigt, daß bei allen drei Materialien die Aufspaltung zwar eingesetzt hatte, jedoch noch wenig weit vorgeschritten war.

Während Probe A und B (Abb. 11 und 12) annähernd den gleichen Gefügebau (körnigen, ferritreichen Perlit) zeigten, waren bei Probe C (Abb. 13) Stellen mit fast reinem Ferrit neben noch wenig oder gar nicht verändertem Perlit vorhanden. Zu bemerken ist jedoch, daß Probe C bereits im Ausgangsmaterial (Abb. 10) den meisten freien Ferrit aufwies. Da sich nach den Untersuchungen von Bauer-Sipp¹ der freierwende Ferrit an dem bereits vorhandenen anlagert, so erklärt sich hierdurch der Gefügebau der Probe C nach dem Versuch. Bei so kurzen Glühzeiten, wie wir sie im vorliegenden Falle zur Ermittlung der Ausdehnungszahl β des Gußeisens angewendet haben, gibt somit die Gefügeuntersuchung allein noch kein einwandfreies Bild über die allmählich einsetzende Aufspaltung des Karbids (Wachsen des Gußeisens), wohl aber das von uns beschriebene Meßverfahren.

E. Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die Ausdehnungszahl β des Gußeisens wird im Temperaturintervall 20° bis 670°, solange noch keine Gefügeumwandlung infolge Aufspaltung des Karbids eintritt, durch kleine Zusätze von Kupfer und Nickel nicht erkennbar beeinflusst.

Der mittlere Ausdehnungskoeffizient beträgt 0,0000141 im Intervall von 20° bis 500°.

2. Beim Einsetzen der Aufspaltung des Karbids tritt eine bleibende Ausdehnung ein. Das Gußeisen A (ohne Zusatz) zeigte die größte, Gußeisen B (mit 0,55% Cu) und C (mit 0,48% Ni) zeigten unter den gleichen Versuchsbedingungen unter sich nahezu gleiche, jedoch deutliche geringere bleibende Ausdehnung als A.

3. Die beobachteten geringen bleibenden Ausdehnungen stellen, wie die Gefügeuntersuchung einwandfrei erkennen ließ, nicht den endgültigen Gleichgewichtszustand dar. Jedes Gußeisen strebt dem Gefügleichgewicht Ferrit-Graphit zu. Die durch die Aufspaltung des Karbids bedingte maximale Ausdehnung (Wachsen des Gußeisens) läßt sich bei Kenntnis des Perlitanteils (bzw. des Anteils an freiem Zementit) unter Berücksichtigung der spez. Gewichte des α -Eisens des Zementits und des Graphits berechnen².

Nach unseren Versuchen scheinen aber bereits kleine Zusätze an Fremdstoffen (Cu, Ni) auf eine Behinderung oder Verzögerung der Aufspaltung hinzuwirken.

¹ L. c.

² Siehe auch F. Wüst und O. Leihener: Forsch.-Arb. Ing. Nr. 259, S. 92. 1927.

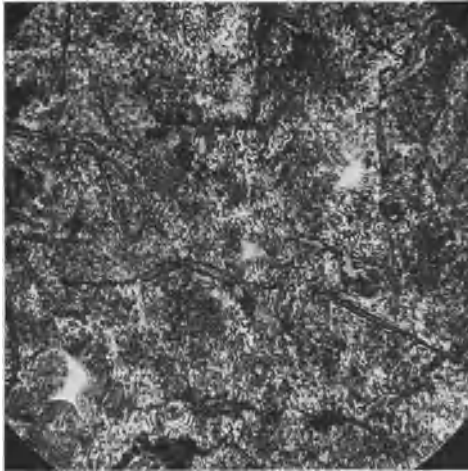


Abb. 8. Probe A vor dem Versuch. $v = 200$.

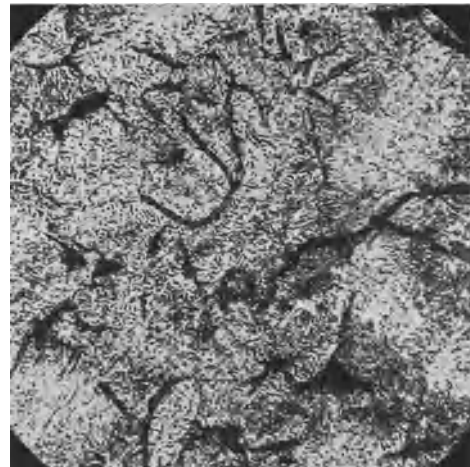


Abb. 11. Probe A nach dem Versuch. $v = 200$.

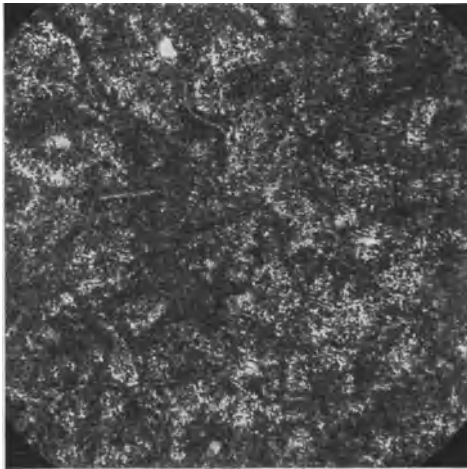


Abb. 9. Probe B vor dem Versuch. $v = 200$.

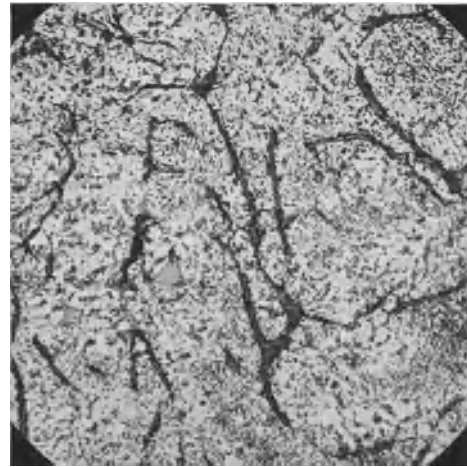


Abb. 12. Probe B nach dem Versuch. $v = 200$.

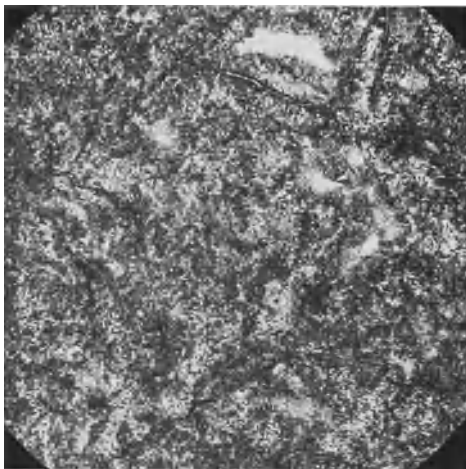


Abb. 10. Probe C vor dem Versuch. $v = 200$.

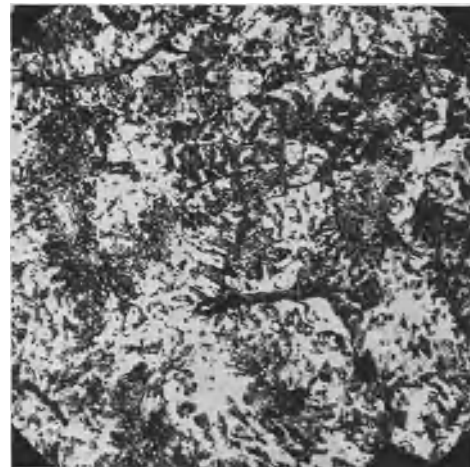


Abb. 13. Probe C nach dem Versuch. $v = 200$.

Anordnung der Kristallite in Vielkristallen (Texturen).

Von E. Schmid¹.

Anisotropie der Kristalle.

Der Umstand, daß die Kristalle einen gesetzmäßigen Gitterbau aufweisen, von dem in den vorangegangenen Vorträgen ausführlich die Rede war und demzufolge z. B. keineswegs alle Gittergeraden gleich dicht mit Punkten belegt sind, bedingt, daß die Eigenschaften eines Kristalles von der Richtung abhängen, in der man sie untersucht (Anisotropie). Für Metallkristalle ist diese Orientierungsabhängigkeit für eine Reihe von Eigenschaften in den ersten Zahlentafeln und Abbildungen dargestellt.

Kreiszyklindrische Wolframkristalle werden bei der Auflösung zufolge der in verschiedenen Richtungen verschiedenen Lösungsgeschwindigkeit kantig. Umgekehrt entstehen durch Aufpräparieren von Wolfram auf runde Impfkristalle zufolge orientierungsabhängiger Kristallisationsgeschwindigkeit kantige Kristalle. Für die technologischen Eigenschaften zeigen die Abb. 2 bis 5 den sehr erheblichen Einfluß der Orientierung. Die auf die Streckgrenze bezüglichen Darstellungen (Abb. 2 und 3) zeigen, daß insbesondere bei Zink eine außerordentlich

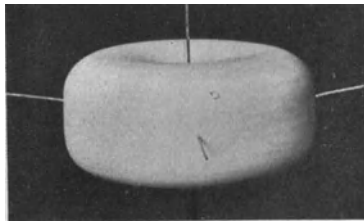


Abb. 1. Elastizitätsmodulkörper des Zinkkristalls (nach den Messungen von E. Grüneisen und E. Goens).

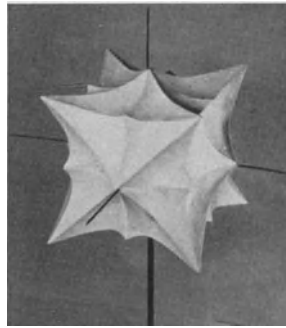


Abb. 2. Fließgefahrkörper regulär-flächenzentrierter Metallkristalle (nach E. Schmid).

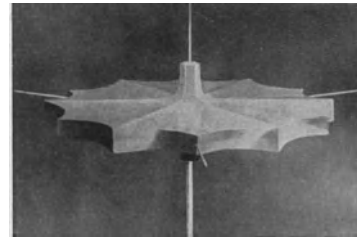


Abb. 3. Fließgefahrkörper des Zinkkristalls (nach E. Schmid).

Zahlentafel I gibt zunächst für einige physikalische Eigenschaften die Werte in verschiedenen Kristallrichtungen. Abb. 1 stellt den Elastizitätsmodul des Zinkkristalles überdies noch durch ein räumliches Modell dar,

starke Abhängigkeit von der Kristallrichtung vorhanden ist. (Der Wert für den festesten Kristall beträgt hier das 8,1fache des für den schwächsten Kristall gültigen.)

Abb. 4 stellt die technologische Festigkeit von Kupferkristallen verschiedener Ausgangsorientierung dar, und schließlich ist in Abb. 5 die Reißfestigkeit von Tellurkristallen (die ohne vorherige plastische Dehnung spröde zerreißen) als Funktion der kristallographischen Orientierung der Zugrichtung wiedergegeben.

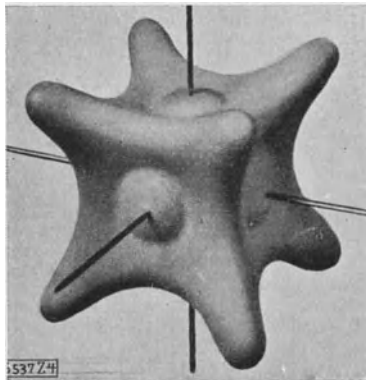


Abb. 4. Festigkeits- (Höchstlast-) Körper des Kupferkristalls (nach J. Czochralski).

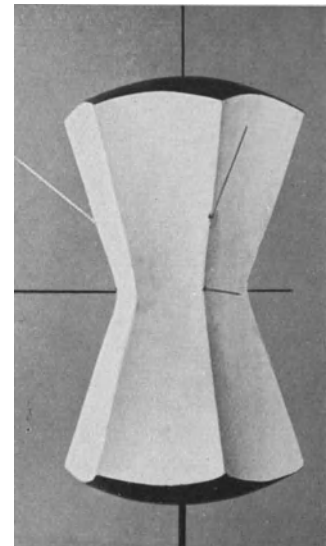


Abb. 5. Reißfestigkeitskörper des Tellurkristalls (nach E. Schmid und G. Wassermann).

das die starke Richtungsabhängigkeit besonders klar erkennen läßt². Daß auch die chemischen Eigenschaften von der Kristallrichtung abhängig sind, geht in deutlicher Weise aus dem gesetzmäßigen Ätzangriff hervor.

Bei dieser Sachlage ist es wohl ohne weiteres klar, daß es wichtig ist, zu erfahren, wie in den metallischen Werkstücken die einzelnen Körner liegen, und noch wichtiger wäre es zu wissen, welches Bauprinzip man dem Gefüge aufzwingen muß, um bestimmte, gewünschte Eigenschaften zu erreichen. Die Untersuchung der Gefügeanordnungen (Texturen) erscheint demnach nicht nur als ein theoretisch interessantes, sondern auch als ein Problem von großer praktischer Bedeutung.

¹ Original: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 370. 1928.

² Dieses und auch die folgenden räumlichen Modelle sind so zu verstehen, daß die Größe der untersuchten Eigenschaft durch die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt des Körpers bis zu einer Oberfläche gegeben ist für eine Richtung, die durch die Richtung des Radiusvektors zu den Kristallachsen bestimmt ist.

Zahlentafel 1.
Physikalische Konstanten von Metallkristallen.

Metall } zur ⊥ Haupt- achse	Elastizi- tÄts- modul kg/mm ²	Lineare Kompres- sibilitÄt cm ² /kg	Spezifischer elektrischer Widerstand in cm Ohm bei 0°	Linearer Ausdehn- ungs- koeffizient bei 20°	Beobachter
Zink	3620	15,8·10 ⁻⁷	5,83·10 ⁻⁶	63,0·10 ⁻⁶	Grüneisen u. Goens } Bridg- man
	⊥ 12740	1,4	3,59	14,2	
	3870	12,98	5,66	57,4	
	⊥ 12380	1,95	5,45	12,6	
Kad- mium	2880	16,6	7,79	5,25	Grüneisen u. Goens } Bridg- man
	⊥ 8300	1,5	6,54	20,2	
	2760		7,65		
	⊥ 7900		6,25		
Zinn	8650	6,72	13,1	30,5	} Bridg- man
	⊥ 5510	6,02	9,1	15,45	
Anti- mon	3020	16,48	31,8	15,56	}
	⊥ 5760	5,26	38,6	7,96	
Wismut			143		Borelius u. Lindh } Bridg- man
	⊥		107		
	3550	15,92	127	13,96	
	⊥ 3790	6,62	100	10,36	
Tellur	4350	—4,14	56000	—1,6	}
	⊥ 2090	27,48	154000	27,2	

Verfahren zur Bestimmung der Texturen.

Welche Verfahren kann man nun zur Bestimmung der Texturen von Metallen heranziehen? Zunächst bieten sich die metallographischen Ätzverfahren dar. Aus der Form der Ätzgrübchen läßt sich in einfachen Fällen die kristallographische Natur der Schlißfläche erkennen. Abgesehen davon, daß dieses Verfahren jedoch sehr mühsam ist, da man ja, um einigermaßen verläßliche Ergebnisse zu erhalten, eine große Zahl von Einzelkörnern untersuchen muß, stößt man sofort auf erhebliche Schwierigkeiten, wenn die Schlißfläche keine einfache kristallographische Fläche ist. Hierzu kommt noch, daß sich mit zunehmendem Kaltbearbeitungsgrad die Ätzbarkeit sehr verschlechtert. Ein weiteres, insbesondere von G. Tamman angegebenes Verfahren verwendet nur die Intensität des von dem Grunde der Ätzgruben reflektierten Lichtes (Schimmermethode). In einfachen Fällen und bei verhältnismäßig grobem Korn ist diese Methode geeignet, sehr rasch zum Ziele zu führen. Bei feinem Korn und vor allem bei verwickelteren Texturen hingegen stößt auch diese Arbeitsweise auf beträchtliche Schwierigkeiten. Hier bewähren sich die besonders bei feinem Korn außerordentlich zuverlässigen, röntgenographischen Verfahren. Ihnen verdanken wir denn auch den weitaus überwiegenden Teil unserer heutigen Kenntnisse der Texturen von Metallen.

Bevor ich jedoch daran gehe, zu schildern, was auf diesem Weg bisher erreicht worden ist, möchte ich noch ganz kurz andeuten, wie man aus dem Röntgendiagramm auf die Textur schließen kann. Es wurde heute schon wiederholt ausgeführt, daß man sich den Vorgang der Beugung der Röntgenstrahlen an Kristallen vorstellen kann als eine gewöhnliche (optische) Reflexion an den Netzebenen, mit der Einschränkung jedoch, daß diese Reflexion nur dann erfolgt, wenn der Strahl in einem ganz bestimmten (von der Netzebene und der Wellen-

länge des Röntgenstrahls abhängigen) Winkel einfällt. Bestrahlen wir nun ein als sehr feinkörnig vorausgesetztes Gefüge mit „einfarbigem“ Röntgenlicht und betrachten wir zunächst nur eine bestimmte Netzebene. Reflexion an ihr wird dann eintreten, wenn sie einen ganz bestimmten Winkel mit dem einfallenden Strahl einschließt. Wegen der Feinheit des Kornes wird in sehr vielen Kriställchen die betrachtete Ebene gerade den verlangten Winkel mit dem Strahl bilden. Die Gesamtheit der in Reflexionsstellung befindlichen Ebenen bildet die einhüllenden Tangentialebenen eines Kegels um den Röntgenstrahl als Achse. Das reflektierte Licht liegt daher auf einem coaxialen Kegel mit dem doppelten Öffnungswinkel. Der Schar verschiedener Netzebenen entspricht auch eine Schar verschiedener coaxialer Reflexionskegel, deren Schnitte mit photographischen Aufnahmevorrichtungen in Abb. 6a bis c dargestellt sind. Das Interferenzbild Abb. 6a wird auf einer senkrecht zum einfallenden Röntgenstrahl stehenden photographischen Platte erhalten. Der Schnitt besteht aus einer Schar konzentrischer Kreise, deren Mittelpunkt der Durchschnittspunkt des Primärstrahls ist. (Debye-Scherrer-Kreise.) Auf einem zylindrischen Film, dessen Achse senkrecht zum einfallenden Strahl steht, erhält man eine Schar von Kurven vierter Ordnung; der aufgerollte Film zeigt das in Abb. 6b dargestellte Kurvensystem¹. Liegt schließlich die Achse des zylindrischen Films parallel zum einfallenden Strahl, so erhält man eine Schar paralleler Kreise, die auf dem aufgerollten Film eine Schar paralleler Gerader bilden² (Abb. 6c).

Wenn nun eine Textur, d. h. eine gewisse Regelung in der Anordnung der Kriställchen vorliegt, so treten die reflektierenden Ebenen nicht in sämtlichen überhaupt möglichen Lagen auf. Die Reflexionskegel werden daher nicht mehr auf ihrer ganzen Oberfläche, sondern nur auf gewissen Teilen reflektierte Strahlen enthalten. Die Debye-Scherrer-Kreise sind demgemäß nicht mehr ihrer ganzen Länge nach geschwärzt, sondern nur entlang bestimmter, abgegrenzter Bezirke. Die geometrisch durchaus einfache Aufgabe besteht nun darin, die Lage der wichtigsten kristallographischen Flächen zu den physikalisch ausgezeichneten Richtungen (Wachstums-, Deformationsrichtungen) aus der Einfallrichtung des Strahles und der Lage der Interferenzpunkte auf den Ebenen zugehörigen Debye-Scherrer-Kreisen zu ermitteln. Genauer auf die Auswertung der Diagramme einzugehen, ist hier wohl nicht am Platz³.

Eine historische Bemerkung sei hier noch eingeschaltet. Wenn auch schon seit 1913 gelegentlich röntgenographisch Texturen beobachtet worden sind, so datiert der wesentliche Fortschritt doch von den Polanyischen Untersuchungen an Zellulose und hartgezogenen DrÄhten

¹ In erweiterter Bedeutung spricht man auch hier von Debye-Scherrer-„Kreisen“.

² Diese Art der Aufnahme bietet den gerade für Texturuntersuchungen wichtigen Vorteil, durch Photometrieren die Intensitätsverteilung längs eines (nun geradlinigen) Debye-Scherrer-„Kreises“ bestimmen zu können.

³ Eine ausführliche Darstellung findet sich z. B. bei R. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. Berlin: Julius Springer 1927. Auch bezüglich der Literaturangaben sei auf dieses Lehrbuch verwiesen.

(1920/21). Großen Anteil an der Ausbildung der Auswertungsmethoden hat auch K. Weissenberg, von dem auch eine erschöpfende Systematik der homogenen Anordnungsmöglichkeiten herrührt.

ches gilt für die strahlige Randzone von Kupfergußblöcken (wirebars). Bei strahligem Zinkgußgefüge liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Abb. 9 zeigt ein analog wie oben an Aluminium erhaltenes Diagramm. Hier liegt

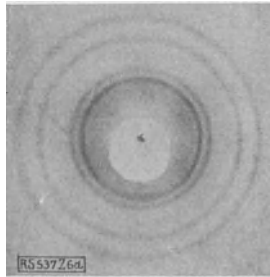


Abb. 6a. Platte senkrecht zum Strahl.

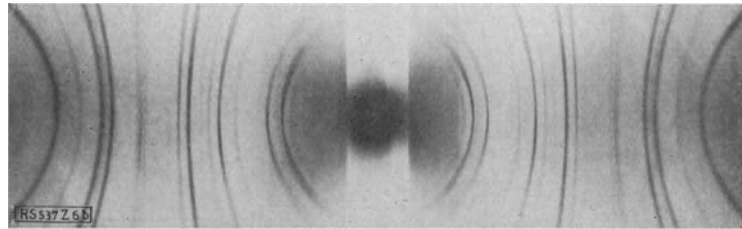


Abb. 6b. Zylindrischer Film senkrecht zum Strahl.

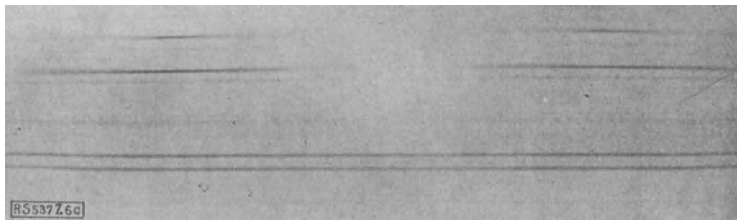


Abb. 6c. Zylindrischer Film parallel zum Strahl.

Abb. 6a bis c.
Debye-Scherrer-Diagramme
von Aluminium.

Bisherige Ergebnisse der Texturforschung.

Ihrer Entstehung nach kann man die Texturen in Wachstums- und Deformationstexturen einteilen, zu denen sich in einer gewissen Zwitterstellung die Rekristallisationstexturen gesellen.

a) Wachstumstexturen.

Sehr spärlich sind zur Zeit noch unsere Kenntnisse von den Gußtexturen der Metalle, denen jedoch für die weitere Verarbeitung in vielen Fällen erhebliche Bedeutung zukommen dürfte. In Abb. 7 ist der geätzte

nicht eine bestimmte kristallographische Richtung in allen Kriställchen parallel zur Abkühlungsrichtung, sondern es scheint stets eine wichtige Kristallrichtung, die hexagonale Achse, senkrecht zur Abkühlungsrichtung zu stehen. Es ist dies eine Anordnung, die nach Weissenberg als „Ringfasertextur“ zu bezeichnen wäre. Die ausgezeichnete Spaltfläche des Zinks, die Basisfläche, liegt zufolge dieser Textur stets parallel zur Längsrichtung der strahligen Randkristalle.

Eine weitere Gruppe von Wachstumstexturen sind die Elektrolytt texturen, deren Untersuchung wir vor allem



Abb. 7. Schnitt eines Aluminiumbarrens (nach J. Czoehralski) rd. $\frac{1}{4}$ nat. Gr.

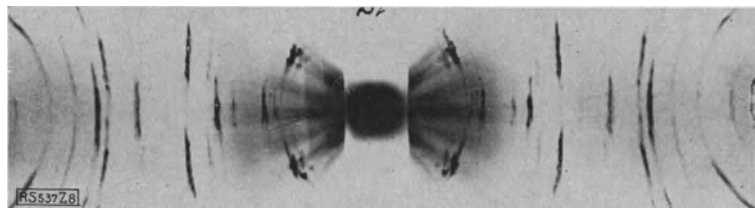


Abb. 8. Gußtextur von Aluminium (nach J. Czoehralski und E. Schmid), [100] parallel zur Wachstumsrichtung.

Schnitt eines Aluminium-Gußbarrens dargestellt. Man erkennt deutlich das auf eine schmale Schicht feiner Keimkristalle in der Gußoberfläche folgende strahlige Gefüge in den Randzonen, das ungefähr senkrecht zu den Abkühlungsflächen in das Innere des Barrens strebt. Abb. 8 zeigt ein Diagramm, welches bei senkrechter Durchstrahlung eines in der Richtung der strahligen Randkristalle herauspräparierten Stäbchens erhalten wurde. Aus ihm geht hervor, daß in allen Kriställchen die Würfelkante mit guter Näherung parallel der Längsrichtung (Abkühlungsrichtung) liegt („einfache Fasertextur“). Gleich-

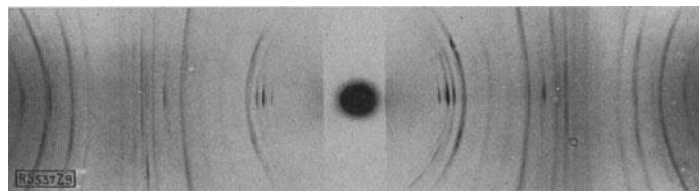


Abb. 9. Gußtextur von Zink (nach E. Schmid und G. Wassermann), [0001] senkrecht zur Wachstumsrichtung.

R. Glocker und E. Kaupp verdanken. In Abb. 10a und b ist je ein Diagramm nach Reflexion an der Ober- und Unterseite einer Kupfer-Elektrolytfolie wiedergegeben. Während in der obersten Schicht eine sehr gute

Textur erkennbar ist (die Kriställchen liegen hier mit einer Flächendiagonale parallel zur Wachstumsrichtung), herrscht an der Unterseite noch nahezu regelloses Gefüge (Keimschicht).

Elektrolyttexturen sind auch noch an einer großen Zahl anderer Metalle ermittelt worden. Es hat sich dabei

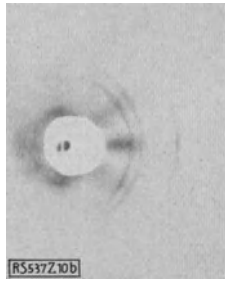
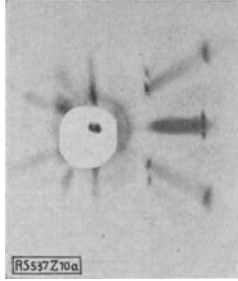


Abb. 10a. Oberseite, [101] parallel zur Wachstumsrichtung. Abb. 10b. Unterseite des Beschlages. Regelloses Gefüge.

Abb. 10a und b. Elektrolyttextur von Kupfer (nach R. Gloecker und E. Kaupp).

ergeben, daß sowohl die Zusammensetzung des Elektrolyten wie die Stromdichte von Einfluß auf die Ausbildung der Anordnung ist. Eine Zusammenstellung der bisher erkannten Wachstumstexturen ist in Zahlentafel 2 gegeben.

Zahlentafel 2. Wachstumstexturen von Metallen.

Metall	Gitterart	Parallel zur Wachstumsrichtung liegen		Elektrolyt
		im Gußblock	im Elektrolytblech	
Al	kubisch flächenzentr.	[100]		
Cu	„	[100]	[110]	$\frac{1}{10}$ n-CuSO ₄
Ag	„		[111] und [100]	$\frac{1}{10}$ n-AgNO ₃
Ni	„		[100]	$\frac{1}{10}$ n-NiCl ₂ + $\frac{9}{10}$ n-NiSO ₄
			[112]	$\frac{9}{10}$ n-NiCl ₂ + $\frac{1}{10}$ n-NiSO ₄
Pb	„		[112]	$\frac{1}{1}$ n-Pb(ClO ₄) ₂
Cr	kubisch raumzentr.		[111]	Verf. v. Grube
α-Fe	„		[111]	10%
α-Fe	„		[111]	Fe ₂ (NH ₄) ₂ (SO ₄) ₃ 50% FeCl ₂
Zn	hexagonal dichteste Kugelpackung	[0001] ⊥ WR (Ringfasertext.)		

Welches sind nun die Ursachen für das Zustandekommen der Wachstumstexturen? Eine Antwort auf diese Frage geben vielleicht die Versuche von R. Groß und H. Möller über das Kristallwachstum in Röhren. In Abb. 11 ist schematisch gezeigt, wie bei richtungsabhängiger Kristallisationsgeschwindigkeit (*a* bis *e*) von einer Reihe von Keimen (*K*₁ bis *K*₂) alsbald jener den ganzen Querschnitt der Röhre ausfüllt und allein weiterwächst, für den die Richtung der größten Wachstumsgeschwindigkeit den kleinsten Winkel mit der Röhrenachse einschließt. Das auf diese Weise entstehende Ge-

füge, Schicht feiner Keimkristalle an der zuerst erstarrten Oberfläche und sodann durch Wachstumsauslese Übergang in eine einfache Fasertextur ist gerade das, was wir sowohl an den Guß- wie an den Elektrolyttexturen beobachten.

b) Deformationstexturen.

Über Deformationstexturen liegen heute schon eine sehr erhebliche Zahl von Arbeiten vor. Es kann sich hier nur darum handeln, die wichtigsten Ergebnisse aufzuführen.

In den Abb. 12 und 13 sind zunächst Texturdiagramme dargestellt, wie man sie bei senkrechter Durchstrahlung von hartgezogenen, weitgehend abgeätzten Drähten von Aluminium und Kupfer erhält. Aus den Koordinaten der Interferenzpunkte des Aluminiumdiagramms ergibt sich, daß hier eine einfache Fasertextur mit der Raumdiagonale parallel zur Zugrichtung vorliegt. Bei Kupfer findet sich, wie sich aus Abb. 13 ergibt, noch eine zweite Gruppe von Körnern, die mit der Würfelkante parallel zur Drahtrichtung liegen; „doppelte Fasertextur“. Diese beiden Anordnungen, Raumdiagonale und Würfelkante parallel zur Zugrichtung, wurden bei allen regulär-flächenzentrierten Metallen wiedergefunden; die Anteile der beiden Gruppen sind allerdings von Metall zu Metall verschieden. Im Gegensatz zu den flächenzentrierten Metallen weisen die raumzentrierten im hartgezogenen Zustand nur eine einfache Fasertextur auf. Hier liegt stets die Flächendiagonale parallel zur Zugrichtung. Als Beispiel zeigt Abb. 14 ein Diagramm von hartgezogenem α-Eisen. Eine schematische Darstellung der Zugtexturen regulärer Metalle gibt Abb. 15.

Eine genauere Untersuchung der Textur hartgezogener Drähte lehrt übrigens, daß die Richtung der Faserachse und die Güte der Ausbildung der Textur keineswegs in allen Teilen des Querschnittes gleich ist. Die Güte der Gleichrichtung nimmt nach der Mitte des Drahtes hin erheblich zu, wie die Texturdiagramme an verschieden weit abgeätztem Kupferdraht in Abb. 16a bis d zeigen. Die Faserachse selbst ist ferner nur in den zentralen Zonen exakt parallel zur Längsachse des Drahtes; in den Randzonen liegt sie etwas geneigt. Der Höchstwert der Schiefstellung tritt knapp unterhalb der Drahtoberfläche ein. Der Neigungswinkel stimmt hier mit dem Winkel der Ziehöse überein. Abb. 17 zeigt, wie man sich dementsprechend die Textur eines hartgezogenen Drahtes vorzustellen hätte.

Die beim Stauchen von Metallen sich ausbildenden Texturen sind ebenfalls einfache Fasertexturen. Faserachse ist die Druckrichtung, der sich die einzelnen Körner mit einer bestimmten kristallographischen Richtung mehr oder minder parallel einstellen. Abb. 18a und b zeigen die an gestauchtem Aluminium und Eisen erhaltenen Diagramme. Bei flächenzentrierten Metallen liegt die Flächendiagonale parallel zur Druckrichtung, bei den raumzentrierten die Raumdiagonale.

In gewalzten Blechen ist nicht nur eine Richtung, die Walzrichtung, sondern auch eine Ebene, die Walzebene, vor den übrigen ausgezeichnet. Die Lagenmannigfaltigkeit in den Walztexturen ist demgemäß eine erheblich beschränktere. Bei den raumzentrierten Metallen

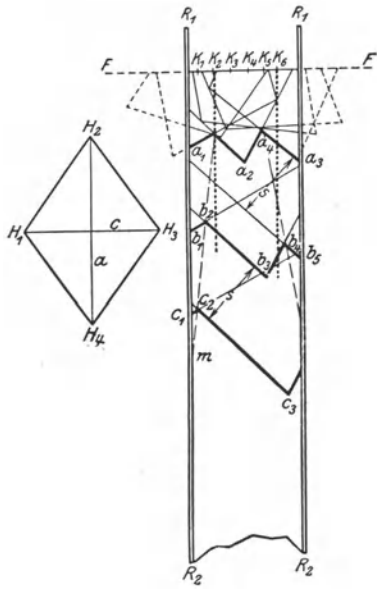


Abb. 11. Kristallwachstum in Röhren. Wachs-
tumsauslese nach R. Groß und H. Möller.

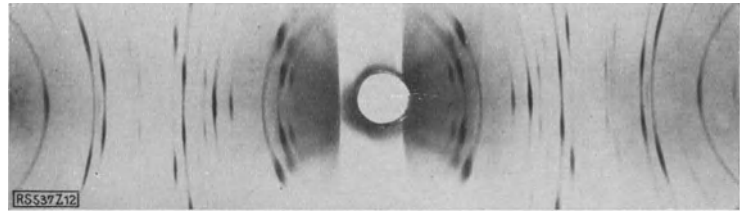


Abb. 12. Ziehtextur von Aluminium (nach E. Schmid und G. Wassermann).
[111] parallel zur Zugachse.

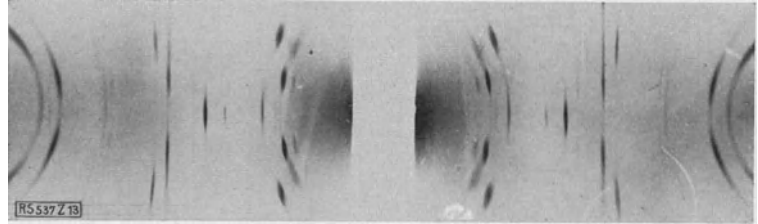


Abb. 13. Ziehtextur von Kupfer (nach E. Schmid und G. Wassermann).
1. [111] parallel zur Zugachse, 2. [100] parallel zur Zugachse.

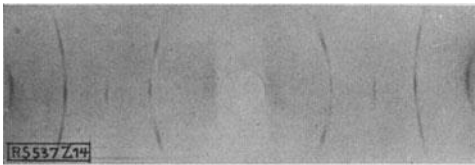


Abb. 14. Ziehtextur von α -Eisen (nach F. Wever).
[101] parallel zur Zugachse.

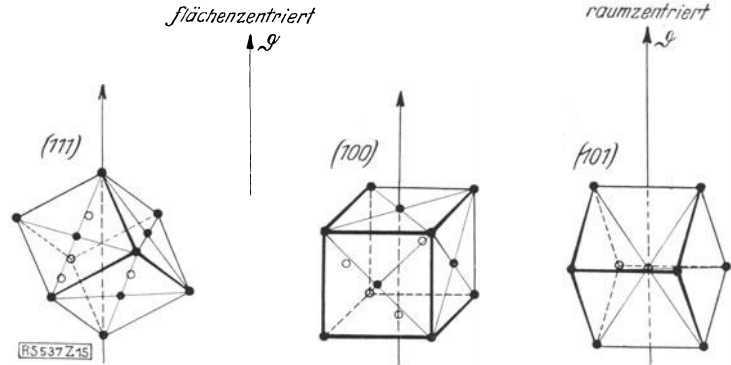


Abb. 15. Schema der Ziehtextur regulärer Metalle.
1. [111] parallel zur Ziehrichtung; [101] parallel zur Ziehrichtung.
2. [100] parallel zur Ziehrichtung.

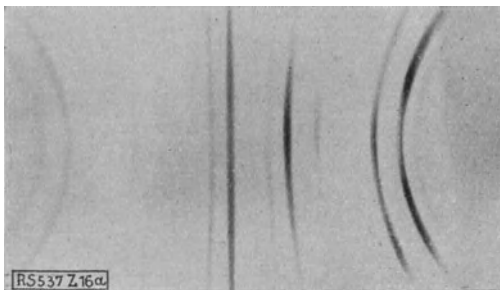


Abb. 16a. Kupferdraht 1,75 mm Dmr.

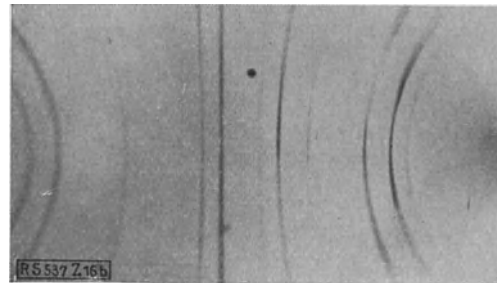


Abb. 16b. Derselbe Draht auf 1,3 mm abgeätzt.

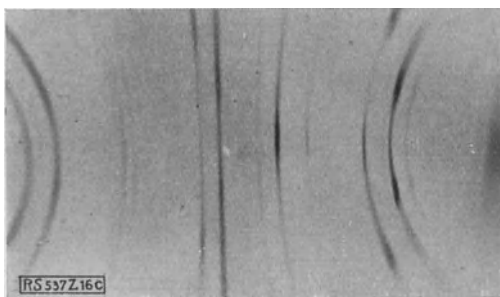


Abb. 16c. Derselbe Draht auf 1,0 mm abgeätzt.

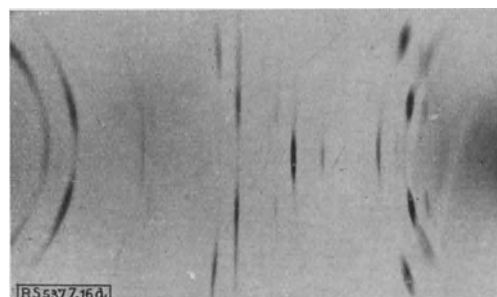


Abb. 16d. Derselbe Draht auf 0,4 mm abgeätzt.

Abb. 16a bis d. Ausbildung der Fasertextur in verschiedenen Schichten eines hartgezogenen Drahtes (nach E. Schmid und G. Wassermann).

ordnen sich die einzelnen Körner mit einer Würfelfläche parallel der Walzebene und einer Flächendiagonale parallel der Walzrichtung. Verwickelter liegen die Verhältnisse bei den flächenzentrierten Metallen. Hier über-

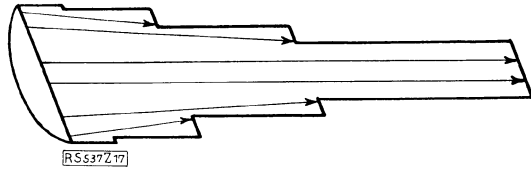


Abb. 17. Modell eines hartgezogenen Drahtes (nach E. Schmid und G. Wassermann).

Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung der Faserachsen, die Länge der Pfeile die Güte der Gleichrichtung an.

wiegt stark eine Einstellung mit der Rhombendodekaderfläche in der Walzebene und einer [112]-Richtung in der Walzrichtung. Bei Aluminium findet sich aber auch noch eine zweite Lage mit der gleichen Walzebene und der Raumdiagonale in der Walzrichtung. Bei Gold und Platin wurde als schwach auftretende zweite Walzlage die Würfelfläche in der Walzebene und die Würfelfkante in der Walzrichtung gefunden¹. Diagramme, wie sie bei Durchstrahlung senkrecht zur Walzebene an Aluminium und Silber einerseits, Eisen andererseits erhalten wurden, sind in Abb. 19a bis c wiedergegeben. Eine schematische Darstellung der Hauptwalzlagen kubischer Metalle zeigt Abb. 20. Zahlentafel 3 und 4 geben schließlich eine Zusammenstellung der kristallographischen Kennzeichnung der an Metallen beobachteten Deformationstexturen.

Fragt man wieder nach der Ursache der Ausbildung der Texturen, so wird man wohl nicht fehlgehen, wenn man hier im Falle der Deformation den Dehnungsmechanismus des Einzelkristalls dafür verantwortlich macht. Die einzelnen Körner erfahren bei der Kaltreckung der Metalle ja sehr erhebliche bleibende Deformationen (vgl. Abb. 21 a und b). Der Hauptmechanismus der plastischen Kristalldehnung, die Translation (Abgleitung einzelner Schichten des Kristalls entlang einfacher kristallographischer Flächen in Richtung wichtiger Gitterkanten) ist aber, wie die schematische Abb. 22 andeutet, mit einer sehr erheblichen Drehung des Gitters in bezug auf die Richtung der angreifenden Kräfte verbunden. Zuzufolge dieser Gitterdrehungen in den einzelnen Körnern werden sich bestimmte Ebenen und Richtungen immer mehr den durch die Deformationsart ausgezeichneten Ebenen und Richtungen nähern und so die Ausbildung einer Textur bedingen. Eine quantitative Vorausberechnung einer Deformationstextur eines kubischen Metalles auf Grund des Dehnungsmechanismus des Einzelkornes (die Verhältnisse liegen hier verwickelter als in der Abb. 22, da nicht nur eine Translationsfläche, sondern mehrere gleichberechtigte auftreten) ist bisher allerdings noch nicht gelungen.

c) Rekristallisationstexturen.

Zum Schluß seien noch kurz die Texturen besprochen, die man bei der Rekristallisation kalt bearbeiteter Metalle beobachtet. An gezogenen Drähten wurde eine

¹ Systematische Versuche über den Einfluß der Art des Walzens auf die Textur und über deren Ausbildung in verschiedenen Schichten des Bleches liegen noch nicht vor.

Zahlentafel 3.
Deformations- und Rekristallisationstexturen von Metallen I.

Metall	Gittertypus	Deformationsart, Glüh-temperatur	Parallel zur Kraffrichtung liegen	
			1. Lage	2. Lage
Al	kubisch flächenzentr.	Ziehen	[111] ZR	—
Al (99,95%)	„	Rekr. bei 600°	[111]	—
Cu	„	Ziehen	[111]	([100]) ZR
Cu	„	Rekr. bei 1000°	[112]	—
Au	„	Ziehen	[111]	[100]
Ag	„	„	([111])	[100]
Pb	„	„	[111]	—
α-Fe	kubisch raumzentr.	Ziehen	[110] ZR	—
Mo	„	„	[110]	—
W	„	„	[110]	—
Al	kubisch flächenzentr.	Stauchen	[110] DR	—
Cu	„	„	[110]	—
α-Fe	kubisch raumzentr.	Stauchen	[111] DR	—

ZR = Zugrichtung, DR = Druckrichtung.

Zahlentafel 4.
Deformations- und Rekristallisationstexturen von Metallen II.

Metall	Gittertypus	Deformationsart, Glüh-temperatur	Parallel zur Kraffrichtung liegen	
			1. Lage	2. Lage
Al	kubisch flächenzentr.	Walzen	[112] WR, (110) WE	[111] WR, (110) WE
Cu	„	„	[112], (110)	—
Cu	„	Rekr. bei 750—1050°	[100], (001)	—
Ag	„	Walzen	[112], (110)	—
Ag	„	Rekr. bei 750—800°	[112], (131)	—
Au	„	Walzen	[112], (110)	[100], (001)
Pt	„	„	[112], (110)	[100], (001)
α-Ms	„	„	[112], (110)	—
α-Ms	„	Rekr. bei 300—700°	[112], (131)	—
α-Fe	kubisch raumzentr.	Walzen	[110] WR, (001) WE	—
α-Fe	„	Rekr. über 600°	[350], (001)	—
Ta	„	Walzen	[110], (001)	—
W	„	„	[110], (001)	—

WR = Walzrichtung, WE = Walzebene.

Rekristallisationstextur bisher erst bei reinstem Aluminium (99,95%) und Kupfer beobachtet. Im Gegensatz zu technischem Aluminium, dessen Orientierung beim Glühen regellos wird, bildet sich in Drähten reinsten Aluminiums nach Glühen bei 600° eine ausgesprochene Fasertextur mit der Raumdiagonale parallel der Längsrichtung aus. Es ist dies dieselbe Textur, die auch beim Hartziehen entsteht, deren Schärfe der Einstellung bei der Rekristallisation jedoch erheblich zunimmt (vgl. Abb. 23a und b). In Kupferdraht tritt nach Glühungen

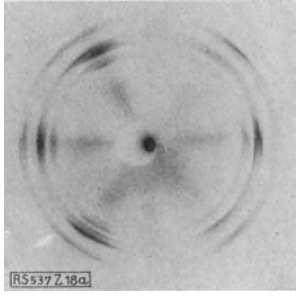


Abb. 18a. Aluminium (nach G. Sachs und E. Schiebold). [101] parallel zur Druckrichtung.

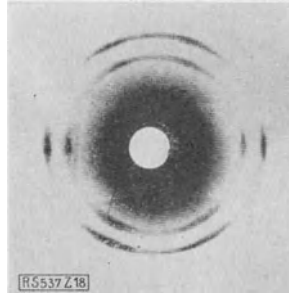


Abb. 18b. α -Eisen (nach F. Wever). [111] parallel zur Druckrichtung.

Abb. 18 a u. b. Stauchtextur kubischer Metalle.



Abb. 19a. Aluminium.
1. [112] parallel zur Walzrichtung,
(110) parallel zur Walzebene.
2. [111] parallel zur Walzrichtung,
(110) parallel zur Walzebene.

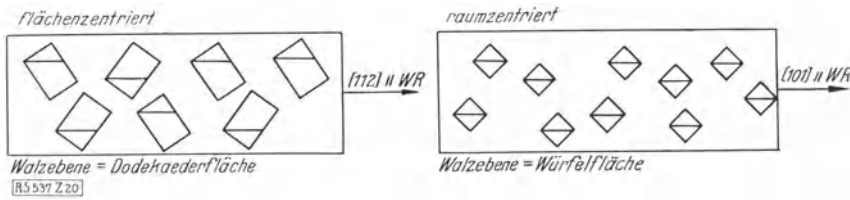


Abb. 20. Schema der Walztextur regulärer Metalle.
a) Flächenzentriert, b) Raumzentriert.

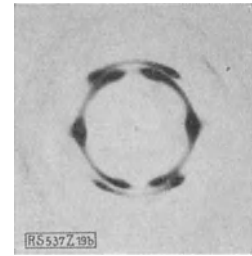


Abb. 19b. Silber.
[112] parallel zur Walzrichtung,
(110) parallel zur Walzebene.

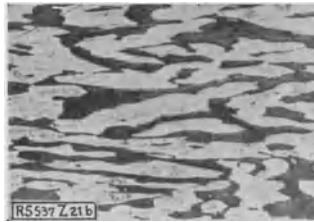
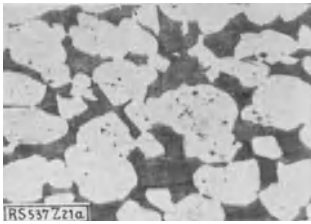


Abb. 21a u. b. Kaltreckung von $(\alpha + \beta)$ -Messing (nach J. Czochralski).
a) vor, b) nach der Deformation. 210mal vergr.

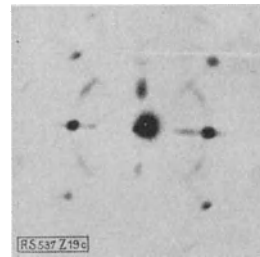


Abb. 19c. α -Eisen.
[110] parallel zur Walzrichtung,
(001) parallel zur Walzebene.
Abb. 19 a bis c. Walztextur kubischer
Metalle (nach R. Glocker).

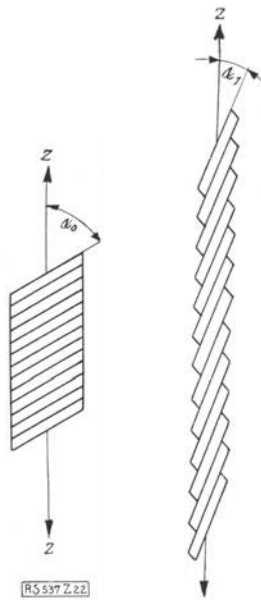


Abb. 22. Plastische Kristalldehnung durch Translation (schematisch).

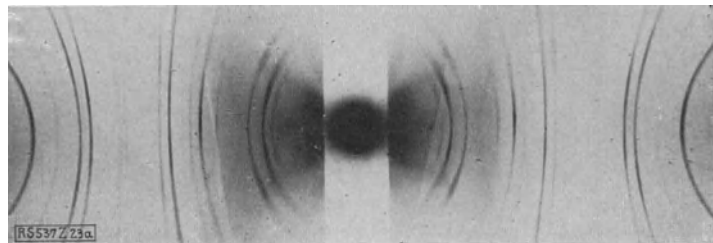


Abb. 23a. Hartgezogener Draht; 0,8 mm Dmr. [111] parallel zur Drahtachse.

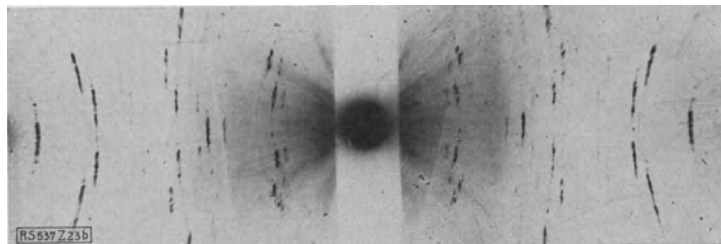


Abb. 23b. Bei 600° rekristallisierter Draht. [111] parallel zur Drahtachse.

Abb. 23a u. b. Rekristallisationstextur von Aluminiumdraht (99,95%) (nach E. Schmid und G. Wassermann).

bei 1000° eine Rekristallisationstextur auf, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die $[112]$ -Richtung parallel der Drahtachse liegt (Abb. 24). Trotz identischer Gußtexturen und nahe identischer Zugtexturen weisen die beiden flächenzentrierten Metalle, Aluminium und Kupfer in Drahtform somit verschiedene Rekristallisationstextur auf¹.

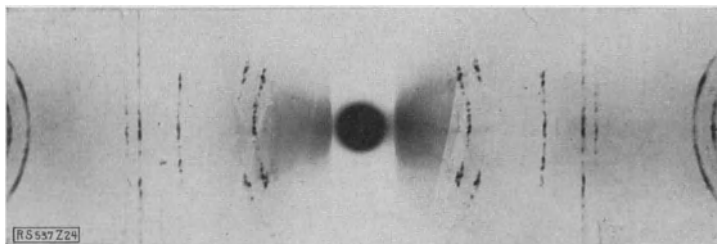


Abb. 24. Rekristallisationstextur von Kupferdraht (nach E. Schmid und G. Wassermann). $[112]$ parallel zur Drahtachse.



Abb. 26. Rekristallisationstextur von Kupferblech (nach R. Glocker und H. Widmann). $[100]$ parallel zur Walzrichtung, (001) parallel zur Walzebene.

Die Rekristallisation von Blechen ist insbesondere von R. Glocker, der die erste Rekristallisationstextur beobachtet hat, und seinen Mitarbeitern röntgenographisch verfolgt worden. Außer dem Fall, in dem das Glühen zu keinerlei Textur führt, wurde hier zweierlei Verhalten beobachtet. Entweder bildet sich durch

durch Glühung bei mittleren Temperaturen regelloses Gefüge erzeugt wurde, scheinen die Rekristallisationstexturen den Wachstumstexturen an die Seite zu stellen. Auffällig ist dabei aber die Verschiedenheit der Glüh-texturen gleichartig kristallisierender Metalle mit identischer Gußtextur.

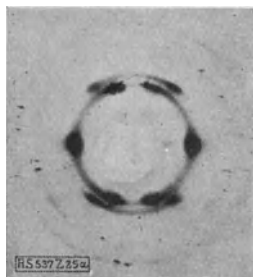


Abb. 25 a. Walztextur; Beginn der Rekristallisation (40°). $[112]$ parallel zur Walzrichtung, (110) parallel zur Walzebene.



Abb. 25 b. Rekristallisationstextur (700°). $[112]$ parallel zur Walzrichtung, (131) parallel zur Walzebene.

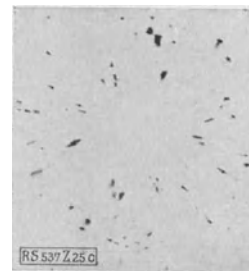


Abb. 25 c. Regellose Orientierung (900°).

Abb. 25 a bis c. Rekristallisation von Silberblech (nach R. Glocker).

Glühung bei mittleren Temperaturen eine neue Textur aus, die dann bei weiterem Glühen bei erhöhter Temperatur unter Entstehung regellosen Gefüges wieder verschwindet (Silber; Abb. 25 a bis c) oder aber es entsteht schon bei sehr tiefen Glüh-temperaturen eine Rekristallisationstextur, die dann bis zu den höchsten Temperaturen erhalten bleibt (Kupfer; Abb. 26)². Eine Zusammenstellung der bisher beobachteten Rekristallisationstexturen ist in den Zahlentafeln 3 und 4 mit enthalten.

Wirft man schließlich auch hier die Frage nach der Ursache der Ausbildung der Textur auf, so kann eine

¹ Es sei hierbei bemerkt, daß die mechanischen Eigenschaften geglühter Drähte mit Rekristallisationstextur sehr auffällig unterschieden sind von den Eigenschaften gewöhnlicher weichgeglüheter Drähte mit regellosem Gefüge. Zugfestigkeit und Dehnung sind gesunken, die elastische Nachwirkung ist vollkommen verschwunden.

² Die gerichtete Rekristallisation führt naturgemäß auch bei den Blechen zu Unterschieden gegenüber dem Verhalten von solchen mit regellosem Gefüge, worauf wohl im nächsten Vortrag des näheren eingegangen werden wird.

Wenn man ein Urteil über die bisherigen Leistungen der Texturforschung gewinnen will, so muß man, glaube ich, Antworten auf die beiden folgenden Fragen suchen. 1. Inwieweit hat sie unsere Kenntnis und unser Verständnis des metallischen Werkstoffes erweitert und 2. inwieweit hat sie auch bereits unmittelbar für die praktische Anwendung brauchbare Ergebnisse gezeitigt. Zu dem ersten Punkt ist zu sagen, daß gerade die Auffindung der Texturdiagramme bei hartgezogenen Drähten es war, die ein eingehendes Studium der Vorgänge bei der plastischen Kristalldeformation veranlaßt hat und dem wir es verdanken, daß heute der Mechanismus der bleibenden Kristallverformung weitgehend (auch quantitativ) erkannt ist. Die Texturforschung hat ferner, worauf besonders Glocker hingewiesen hat, den Nachweis erbracht, daß wir den Begriff der Rekristallisation keineswegs bloß mit der Entstehung eines neuen Gefüges zu verknüpfen, daß wir vielmehr auch noch die Orientierung dieses neuen Gefüges mit in Betracht zu ziehen haben. Sie hat weiterhin nachdrücklich auf die Bedeutung der Glüh-

temperatur hingewiesen. Ein kurzes Glühen bei hoher Temperatur ist keineswegs gleichwertig einem längeren bei niedrigerer Temperatur. In dem einen Fall kann Textur und dadurch völlige Veränderung der Eigenschaften entstehen, in dem anderen Falle nicht. Ein wichtiger Helfer ist die Texturforschung ferner, wie bereits erwähnt, bei der zielbewußten Herstellung metallischer Werkstücke bestimmter vorgegebener

Eigenschaften. Denn wenn auch die Textur keineswegs ausschließlich die Eigenschaften des Werkstückes bestimmt (die Verfestigung der Einzelkörner spielt z. B. für die technologischen Eigenschaften auch eine sehr erhebliche Rolle), so ist sie doch ein wesentlicher Faktor. Dies gehört aber eigentlich schon zur zweiten, oben gestellten Frage, auf die im nächsten Vortrag noch besonders eingegangen werden wird.

Versuche über die Rekristallisation von Metallen. II.

Von R. Karnop und G. Sachs¹

Wie wenig die Rekristallisationserscheinungen bisher geklärt sind, ergibt sich wohl am anschaulichsten daraus, daß es unmöglich ist, das Verhalten eines Metalls für einen Fall vorauszusagen, der sich von den üblichen technischen Verhältnissen etwas weiter entfernt. Dabei dürften für den Aufbau einer umfassenden Rekristallisationstheorie gerade solche Versuche von großer Bedeutung sein, bei denen der Versuch gemacht ist, die verschiedenen, für die Rekristallisation maßgebenden Faktoren unabhängig voneinander zu variieren. In Fortsetzung der in unserer I. Mitteilung² gebrachten Untersuchungen mögen daher im folgenden weitere Versuche beschrieben werden, die einige neuartige Rekristallisationsgesetzmäßigkeiten zutage gefördert haben³.

Die Versuche sind durchweg an handelsüblichem Aluminium⁴ mit 99,3% Al (0,4% Fe, 0,2% Si) durchgeführt worden. Soweit nichts Besonderes erwähnt, gelangte das Aluminium in Form gezogener Stangen von 3 bis 10 mm Stärke, danach bei 500 bis 550°⁵ eine Stunde geglüht und an der Luft erkaltet, zur Verwendung.

Da bei den weiteren Versuchen Proben verschiedener Korngröße zum Vergleich gelangten, war zunächst der Einfluß der Korngröße zu klären. Bekannt ist, daß die Rekristallisation um so später eintritt, je größer das Korn des Ausgangsmaterials ist. Systematische Untersuchungen hierüber liegen bisher jedoch anscheinend nicht vor, ebensowenig wie über die Korngröße der neu gebildeten Kristalle.

Daher wurde eine Anzahl von Stäben um 3, 10 und 20% gedehnt und auf 550° eine Stunde erhitzt. Die um 3% gedehnten Stäbe bestanden danach aus einzelnen Kristallen, bei den um 10% gedehnten ging eine

1 cm lange Strecke durch 3 bis 4 Kristalle, bei den um 20% gedehnten durch rund 20 und beim Ausgangsmaterial durch rund 100 Kristalle.

Je ein Stab jeder Gruppe wurde, soweit möglich, um 3, 6, 12, 18 und 25% gedehnt und je eine halbe Stunde stufenweise um 25° steigenden Temperaturen ausgesetzt. Das Ergebnis der Versuche ist in Tabelle 1 zusammengestellt.

Hinsichtlich des Rekristallisationseintritts zeigt sich, wie zu erwarten, daß die Temperatur um so höher liegt, je geringer der Reckgrad und je größer das Ausgangskorn ist.

Was die Korngröße anbetrifft, so zeigt sich nur beim feinkörnigsten Zustand (Abb. 1) die bekannte Gesetzmäßigkeit, daß bei geringen Reckgraden einzelne große Kristalle, bei hohen Reckgraden dagegen wieder ein feines Korn entsteht. Andeutungsweise ist diese Gesetzmäßigkeit noch bei den Stäben mit 20 Kristallen auf 1 cm zu erkennen (Abb. 2). Bei den grobkörnigen Stäben (Abb. 3) entstehen aber weder nach geringen Verformungen besonders große Kristalle, noch besonders kleine nach starken Verformungen. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die Stäbe sich bei der Dehnung ungleichmäßig verformen. Dadurch kann die Ausbildung ganz großer Kristalle unterbunden und die Korngrößenunterschiede können verringert sein.

Infolge der ungleichmäßigen Dehnung der Stäbe mit 3 bis 4 Kristallen auf 1 cm liegen auch deren Rekristallisationstemperaturen verhältnismäßig niedrig. Für feinere Untersuchungen können Stäbe mit weniger als etwa 20 Kristallen auf 1 cm ihrer Ungleichmäßigkeit wegen nicht verwendet werden.

Ganz allgemein ist noch zu beachten, daß die an der Oberfläche gelegenen Kristalle sich anders verhalten, als die im Innern eingeschlossenen. Das Innere rekristallisiert in der Regel früher als die Oberflächenschicht. Bei Entstehung großer Kristalle ist daher die Oberflächenschicht häufig noch feinkörnig.

In der Technik hat man es normalerweise mit einem ziemlich feinkörnigen Material zu tun. Die Kristalle eines Stoffes, der keinerlei Zustandsänderungen im festen Zustand erleidet, scheinen auch unter eine gewisse Größe nicht herabzugehen. Das Verhalten des hier untersuchten feinkörnigen Materials (Abb. 1) entspricht daher annähernd auch den Verhältnissen, wie sie in der Praxis und bei Untersuchungen anderer Forscher vorliegen.

¹ Original: Z. Phys. Bd. 52, S. 301—313. 1928.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927. Dort finden sich auch ausführliche Literaturangaben.

³ Von G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 12, S. 457—498. 1920, liegen einige Versuche im Sinne unserer Arbeit vor. Die Versuche von Masing sind jedoch an den schon bei gewöhnlicher Temperatur rekristallisierenden Metallen Zinn und Zink gemacht und infolgedessen nicht ganz durchsichtig.

⁴ Den Vereinigten Aluminium-Werken A.-G. sind wir für Überlassung des Materials zu Dank verpflichtet.

⁵ Glühen der Proben bei 550° führte vielfach zur Entstehung sehr großer Kristalle, so daß dann 500° gewählt werden mußten (vgl. Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 90—93. 1927).

A. Einfluß der Anlaßtemperatur.

Für die Korngröße eines solchen Materials nach der Rekristallisation pflegt man in der Regel nur den Betrag der Verformung und die Höhe der Glüh­temperatur als maßgebend anzusehen und die übrigen Faktoren zu vernachlässigen. Unter anderem wird auch meist stillschweigend vorausgesetzt, daß der Ausgangszustand des

gesehen wird. Fällt dagegen die Zwischenglü­hung fort, so ist die Rekristallisation von der Summe beider Verformungen abhängig.

Was geschieht nun, wenn für die Zwischenglü­hung eine tiefere Temperatur gewählt wird?

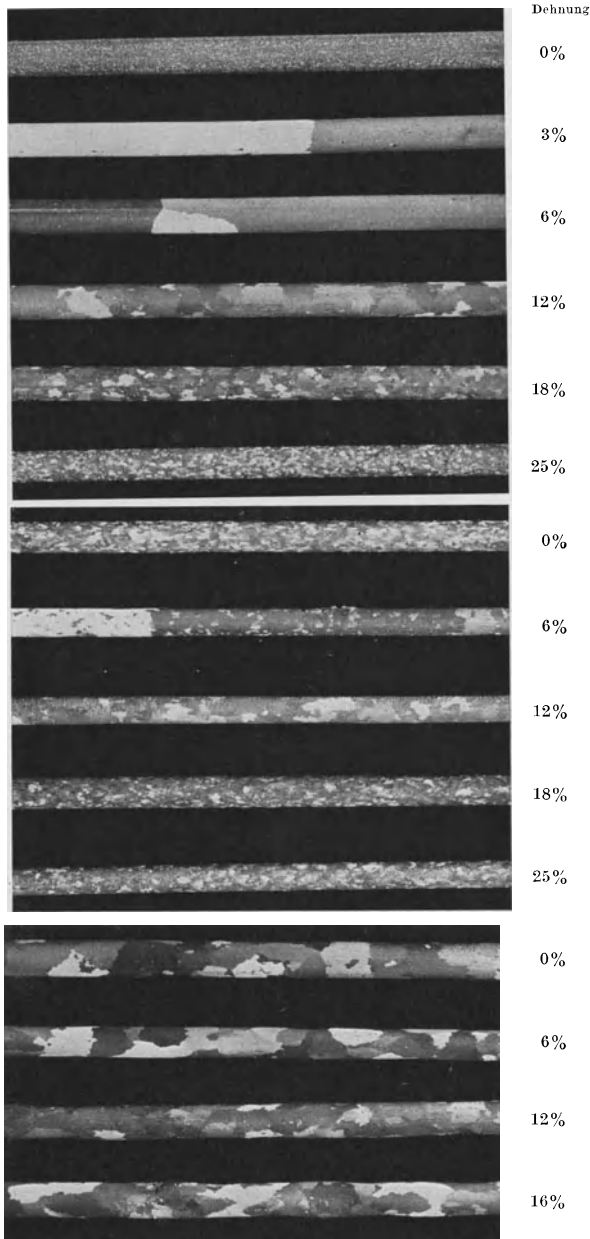


Abb. 1 bis 3. Einfluß der Ausgangskorngröße auf die Korngröße von rekristallisiertem Aluminium. (1,8fach vergr.)

Materials, insbesondere die Glüh­temperatur vor der Reckung, praktisch einflußlos ist. Da aber hierüber an­scheinend noch nichts Sicheres bekannt ist, wurden einige Versuche zur Klärung dieses Einflusses durch­geführt.

Wenn ein Stab um einen gewissen Betrag gedehnt wird, dann wieder auf 550° erhitzt und von neuem ge­dehnt wird, so haben wir den normalen Fall vor uns, bei dem allein die letzte Verformung als wirksam an-

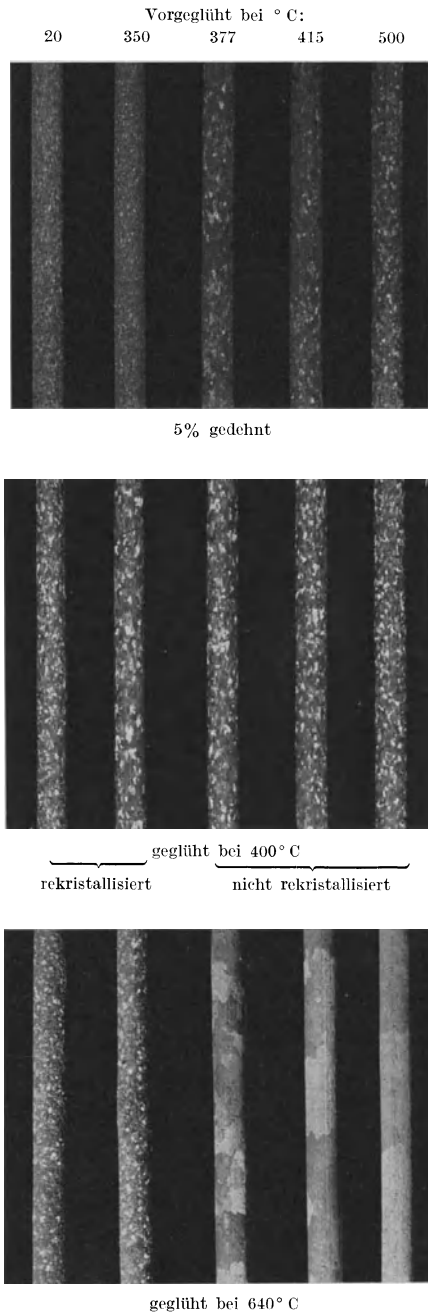


Abb. 4 bis 6. Einfluß von Zwischenglü­hungen bei verschiedenen Tempe­raturen auf die Rekristallisation von Aluminium. (1,8fach vergr.)

Von vornherein ist hierbei zu beachten, daß diese Temperatur entweder so hoch gewählt werden kann, daß die Rekristallisation abgeschlossen ist, d. h. durch­weg neue Kristalle entstanden sind. Die Wahl einer höheren Temperatur hat dann nach Abb. 4 äußerlich keine wesentlichen Gefügeänderungen mehr zur Folge. Ist das Korn, wie im vorliegenden Falle, einigermaßen grob, so tritt selbst bei sehr hohen Glüh­temperaturen kaum noch merkliche Sammelkristallisation ein. Den-

noch zeigt Abb. 6, daß nach erneuter Dehnung die niedriger geglühten Stäbe anders als die hochgeglühten rekristallisieren. Die Korngröße wächst mit der Temperatur der Vorglühung an. Die Rekristallisationstemperatur der Stäbe ist dagegen nicht nachweislich verschieden (Tabelle 2). Der Korngröße nach (Tabelle 1) hätte der bei 367° vorgeglühte Stab bei etwa 450° rekristallisiert sein können.

Die Temperatur der Vorglühung kann aber auch so niedrig gewählt werden, daß eine Rekristallisation mit den bisherigen Hilfsmitteln nicht nachweisbar ist, obwohl schon eine deutliche Glühwirkung auf den mechanischen Widerstand, eine Entfestigung, eingetreten ist¹. Dieser Abfall betrug im vorliegenden Falle (Tabelle 2) (gemessen an der Spannung, die für 5% Dehnung erforderlich war) bei 350° etwa die Hälfte der gesamten Entfestigung, d. h. des Unterschiedes zwischen der Spannung bei ungeglühten und bei rekristallisierten Proben. Dabei lag die Temperatur mit 350° nur 17° tiefer als die Temperatur bei den ersten vollständig rekristallisierten und entfestigten Proben. Der Stab rekristallisierte jedoch, wie Tabelle 2 und Abb. 5 zeigen, fast so, wie wenn eine Zwischenglühung überhaupt nicht vorgenommen worden wäre. Vielleicht ist das Korn etwas gröber, die Rekristallisationsgrenze etwas höher als beim Stabe ohne Zwischenglühung; dieser Unterschied entspricht aber höchstens einer Entfestigung von vielleicht 1/20 bis 1/10 der gesamten möglichen Entfestigung.

¹ G. Sachs und E. Schiebold: Z. Metallkunde Bd. 17, S. 400—402. 1925; R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

Aus diesen Versuchen muß geschlossen werden, daß die eigentliche Ursache der Rekristallisation, der „Rekristallisationszwang“, vor seiner Auslösung durch eine Zwischenglühung nur wenig beeinflusst wird. Mit der Rekristallisation tritt dann die hauptsächliche Auslösung dieses Zwanges ein; es bleiben aber noch Reste davon zurück, die erst mit steigender Glüh-temperatur allmählich beseitigt werden. Dieser Restzwang äußert sich aber merkwürdigerweise nur in der Korngröße, nicht aber in der Rekristallisationstemperatur.

Gleichzeitig beweisen diese Versuche, daß eine Entfestigung wirklich ohne Rekristallisation vor sich gehen kann (Erholung)¹.

B. Rekristallisation nach wechselnder Beanspruchung.

Die Wirkung mehrerer aufeinanderfolgender Verformungen verschiedener Art und Richtung auf die Verfestigung und Rekristallisation ist keineswegs die gleiche

¹ Man könnte noch einwenden, daß die ersten Stadien der Rekristallisation ein Kornzerfall sind, wodurch ein äußerst feinkörniges Gefüge entstehen würde, dessen Existenz nicht nachweisbar ist. Es ist aber dann nicht einzusehen, weshalb ein solches Haufwerk sich fast genau so verhalten soll wie das Material ohne Zwischenglühung. Daß beim Anlassen zunächst eine Art Kornzerfall eintritt, wird ja wahrscheinlich gemacht durch die röntgenographisch nachweisbare Ausglättung des Gitters ohne äußere Orientierungseffekte (Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 410 bis 411. 1927). Dieser Vorgang ist aber nach den vorliegenden Versuchen von der eigentlichen Rekristallisation durchaus zu trennen und für diese offenbar von untergeordneter Bedeutung.

Tabelle 1. Rekristallisation von Stäben verschiedener Korngröße.

Vorbehandlung	Dehnung:	3%	6%	12%	18%	25%
Gezogen und geglüht 550°, 1 Stunde (etwa 100 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	7,9 kg/mm ²	10,9 kg/mm ²	13,7 kg/mm ²	15,4 kg/mm ²	16,7 kg/mm ²
	Rekristallisation . .	475° —	425° —	375° —	350° —	325° —
		500° +1/2	450° +	400° +3/4	375° +	350° +
Korngröße	1/4 bis 1/6 · 1/cm	1/2 · 1/cm	5 bis 6 · 1/cm	12 · 1/cm	30 · 1/cm	
20% gedehnt und geglüht 550°, 1 Stunde (etwa 20 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	7,5 kg/mm ²	10,3 kg/mm ²	13,2 kg/mm ²	14,7 kg/mm ²	15,8 kg/mm ²
	Rekristallisation . .	650° —	500° —	425° —	375° —	350° —
		525° +3/4	450° +1	400° +1	375° +1	350° +1
Korngröße	1/2 bis 1 · 1/cm	10 bis 12 · 1/cm	15 · 1/cm	15 bis 18 · 1/cm		
10% gedehnt und geglüht 550°, 1 Stunde (3 bis 4 Kristalle auf 1 cm Länge)	Spannung	6,1 kg/mm ²	7,6 kg/mm ²	9,8 kg/mm ²	10,4 kg/mm ² ²	
	Rekristallisation . .	650° —	525° —	425° —	425° —	
		550° +	550° +3/4	450° +1/2	450° +	
Korngröße	durchweg 5 bis 7 Kristalle auf 1 cm					

Es bedeutet: — nicht rekristallisiert; + rekristallisiert; +1/2 zur Hälfte rekristallisiert.

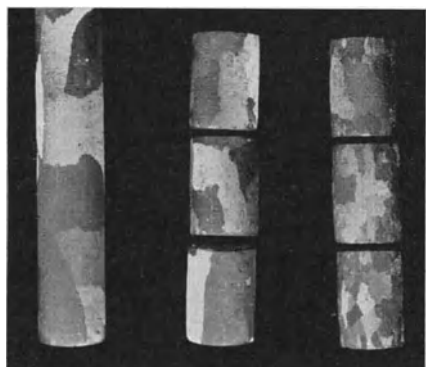
Tabelle 2. Rekristallisation von Stäben nach verschiedener Vorglühung.

Behandlung	Vorglühung:	Ungeglüht	350°	367°	415°	500°
Gezogen; 500°, 1 Std. geglüht; 20% gedehnt	Spannung	15,5 kg/mm ²	12,3 kg/mm ²	8,8 kg/mm ²	8,9 kg/mm ²	9,5 kg/mm ²
	Geglüht bei verschiede- ner Temperatur, 1/2 Std.; 5% gedehnt	Rekristallisation . .	345° —	345° —	550° —	550° —
365° +			365° +1/2	600° + ³	600° + ⁴	600° + ¹
400° +			400° +	640° +	640° +	640° +

Es bedeutet: — nicht rekristallisiert; + rekristallisiert; +1/2 zur Hälfte rekristallisiert.

¹ Kleine Kristalle an der Oberfläche. ² 15 bis 16% gedehnt.
³ Kleine Kristalle an der Oberfläche. ⁴ Viele kleine Kristalle an der Oberfläche.

wie die von zwei gleichartigen Verformungen derselben Größe. Die Verfestigung fällt im letzteren Falle stets höher aus¹, und der Rekristallisationszwang wird sogar



5% gedehnt 5% gestaucht 5% gedehnt
 470° C 470° C + 5% gestaucht
 Rekristallisiert bei:
 470° C 510° C

Abb. 7. Einfluß von wechselnder Beanspruchung auf die Rekristallisation. (Nat. Größe.)

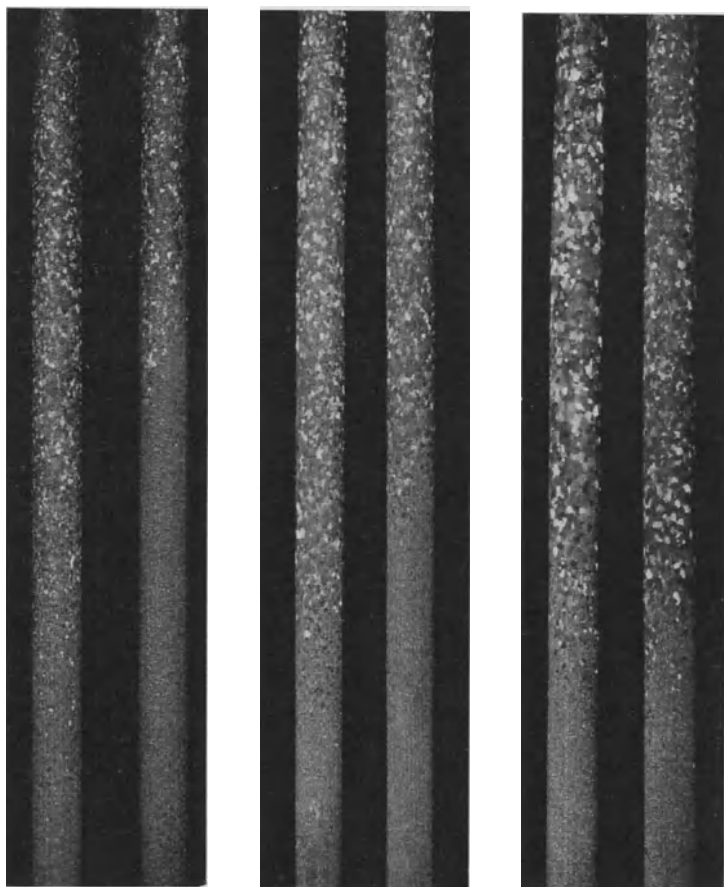
Es lag nun nahe, auch festzustellen, wie sich ein Probekörper bei einer Stauchung verhält, die auf eine gleich große Dehnung folgt. Es handelt sich also dabei um Verformungen, die äußerlich stets gleichmäßig über den ganzen Körper verteilt sind¹. Ein tordierter und ein retordierter Kristall unterscheiden sich dagegen schon äußerlich stark darin, daß im tordierten Kristall das Gitter verkrümmt ist und an jeder Stelle des Stabes eine andere Lage hat, im retordierten dagegen äußerlich wieder parallel gerichtet ist.

Einige Proben wurden um 5% gedehnt, andere um 5% gestaucht und die gedehnten ebenfalls um 5% gestaucht. Die zum Dehnen und Stauchen des Ausgangsmaterials um 5%² erforderliche Spannung betrug etwa 6,2 kg/mm², die zum Stauchen des vorgedehnten um 5% 6,7 kg/mm². Die zusätzliche Verfestigung durch das Stauchen nach dem Dehnen ist also rund 8% und damit etwa halb so groß wie bei zusätzlicher Dehnung um den gleichen Betrag bzw. Stauchung von 5 auf 10% (7,2 kg-mm²).

Beim Ausglühen unter stufenweise um je 20° (1/2 St.) steigender Glüh-temperatur waren die gedehnten und gestauchten Körper bei 450° zu einem großen Teile und bei 470° fast ganz rekristallisiert. Die nach dem Dehnen zurückgestauchten Körper waren dagegen bei 490° nur an einigen kleinen Stellen, und erst bei 510° zu einem großen Teile rekristallisiert. Bei Rückbildung einer Verformung wird also die Rekristallisationstemperatur stark heraufgesetzt, im vorliegenden Falle um etwa 50°.

Dabei waren aber nach Abb. 7 die Kristalle bei diesen Proben im Durchschnitt erheblich kleiner als bei den in einer Richtung verformten.

Auch bei dieser Versuchsreihe zeigt sich also, daß die Rekristallisationstemperatur durch Wechsel der Beanspruchungsrichtung im anderen Sinne beeinflußt wird als die Korngröße. Diese beiden Kennzeichen für einen Rekristallisationszwang sind also keineswegs gleichwertig.



Belastung: 0 0,5 kg/mm² 0 0,4 kg/mm² 0 0
 Dehnung: 25% 20% 20% 0
 Temperatur in Bildmitte: ∞ 400° C ∞ 407° C ∞ 470° C

Abb. 8 bis 10. Einfluß von Belastungen während der Rekristallisation (1,5 fach vergr.).

bei tordierten Aluminiumkristallen durch Retorsion in die Ausgangslage verringert².

¹ G. Sachs und E. Schiebold: Z. V. d. I. Bd. 69, S. 1557 bis 1561 und 1601—1604. 1925; G. Sachs: Ebenda Bd. 71, S. 1511—1516. 1927.

² G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 209—212. 1926.

bevorzugte gewisse Längszonen der Probekörper.

² Die genauen Zahlen waren 5,0% Höhenverminderung beim Stauchen und $\frac{5,0}{0,95} = 5,3\%$ Verlängerung = 5,0% Querschnittsverminderung beim Dehnen. Bei den gedehnten und gestauchten Körpern wurde also genau die ursprüngliche Höhe wiederhergestellt.

C. Einfluß von Belastungen bei der Rekristallisation¹.

Eine weitere, bisher nicht beantwortbare Frage ist die nach dem Einfluß von Belastungen während der Rekristallisation.

Zu diesem Zwecke wurde eine Anzahl Proben um 20 bzw. 25% gedehnt und nebeneinander eine belastete und eine unbelastete Probe in einem Ofen erhitzt. Der Ofen hatte von oben nach unten ein nicht unerhebliches Temperaturgefälle, so daß bei den in Frage kommenden Temperaturen die Proben am oberen Ende bis zu einer bestimmten Stelle im Ofen herab rekristallisierten. Durch Messungen bei verschiedenen Temperaturen ergab sich das Temperaturgefälle in der Mittelzone des Ofens zu etwa 3° auf 1 cm. Die angegebenen Temperaturen beziehen sich auf die Meßstelle, die in halber Höhe des Ofens dicht an der Wandung des Porzellanrohres lag. Erfahrungsgemäß ist die Temperatur in der Längsachse des Ofens etwas geringer, besonders wenn, wie hier, eine gute Abdichtung nicht möglich ist. Bei den vorliegenden Versuchen kommt es auf die tatsächliche Höhe der Temperatur, die Zeitdauer der Glühung usw. nicht an, da Proben unter ganz gleichartigen Bedingungen miteinander verglichen sind. Wir haben somit eine Art Differentialverfahren gebraucht. Die in Abb. 8 bis 10 wiedergegebenen Versuche sind so geleitet, daß die Stäbe bis zur Mitte des Ofens rekristallisierten. Die Stäbe wurden etwa $\frac{1}{4}$ St. auf Temperatur gehalten.

Wie Abb. 8 bis 10 zeigen, rekristallisieren nun unter Belastung stehende Proben merklich später als unbelastete. Der Unterschied wächst mit zunehmender Belastung, und anscheinend schneller als diese. Eine Belastung von 0,5 kg/mm² hat eine Verschiebung der Grenze zwischen rekristallisiertem und nichtrekristallisiertem Bereich zur Folge (Abb. 8), die einer Heraufsetzung der Rekristallisationstemperatur um etwa 5° entspricht, eine Belastung von 0,4 kg/mm² eine Verschiebung um etwa 2°.

Diese Abhängigkeit von der Belastung legt den Schluß nahe, daß es sich hierbei nicht um eine unmittelbare Wirkung der Belastung, sondern um Wirkungen der dadurch hervorgerufenen Deformationen handelt. Bei den in Abb. 8 und 9 wiedergegebenen Proben konnten jedoch nur sehr geringe Verformungen eingetreten sein, die an der Grenze der Meßbarkeit lagen. Es wurde daher ein vorgedehnter Stab bei 390° nochmals um etwa 2 bis 3% (im fraglichen Bereich) gedehnt. Eine Rekristallisation war dabei nicht eingetreten. Die Folge war, wie Abb. 11 zeigt, eine so erhebliche Verminderung des Rekristallisationsvermögens, daß der Stab unter gleichen Bedingungen wie die anderen Stäbe überhaupt nicht rekristallisierte.

Besonders anschaulich zeigt sich noch die Verringerung des Rekristallisationsvermögens durch zusätzliche Verformungen bei höheren Temperaturen an einem bei 390° zerrissenen Stab in Abb. 12. Erhitzung auf 410° ($\frac{1}{2}$ St.) bringt den bei Raumtemperatur um 20% gedehnten Vergleichsstab vollkommen zur Rekristallisation, während der warm zerrissene Stab im stark gedehnten

Teile nur längs einer Zone und in dem ganz stark warm verformten Fließkegel rekristallisiert. Der kältere und daher wenig gedehnte Teil rekristallisiert dagegen fast wie der andere Stab.

Dabei zeigt noch Abb. 12, daß auch die Korngröße durch zusätzliche Warmverformungen vergrößert wird¹.

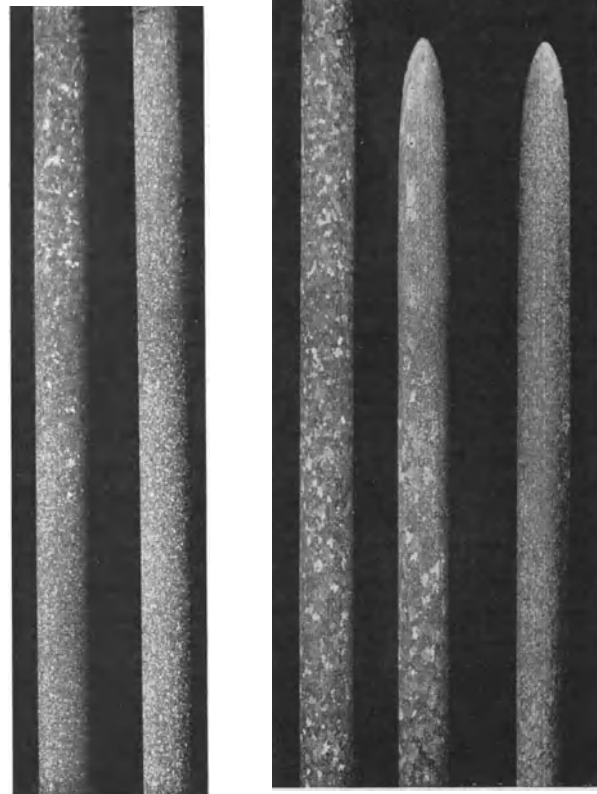


Abb. 11. Einfluß einer Warmdehnung auf die Rekristallisation. (Rekr. bei ∞ 410° C; 1,5fach vergr.)

Abb. 12. Einfluß einer Warmdehnung auf die Rekristallisation. (Rekr. bei ∞ 415° C; 1,5fach vergr.)

Belastungen bei Temperaturen in der Nähe der Rekristallisationsgrenze haben also, soweit sie zu Verformungen führen, die Wirkung, daß dadurch der Rekristallisationszwang verringert wird. Dies äußert sich sowohl in einer Erhöhung der Rekristallisationstemperatur als auch einer Vergrößerung der neu entstehenden Kristalle. Dabei haben Warmverformungen für sich durchaus die Fähigkeit, eine Rekristallisation herbeizuführen, wenn auch in erheblich schwächerem Maße als Verformungen bei niedrigen Temperaturen².

Wieweit die hier neu gefundenen Gesetzmäßigkeiten allgemeine Bedeutung besitzen, bedarf noch einer näheren Untersuchung. Wenn sie auch nicht im Widerspruch zu irgendeiner Anschauung über die Rekristallisation stehen, so ist doch vorläufig keine Theorie vorhanden, die sie hätte voraussehen lassen. Man kann wohl sagen, daß die neuen Ergebnisse teilweise überraschend ausgefallen sind.

¹ In Abb. 12 ist die Größe der neu entstandenen Kristalle schlecht zu erkennen, da sie noch teilweise mit kleinen Kristallen bedeckt sind.

² R. Karnop und G. Sachs: a. a. O.

¹ Die Anregung zu diesen Versuchen verdanken wir früheren Erörterungen mit Herrn Professor W. v. Moellendorff.

Wichtig erscheint besonders die Feststellung, daß das bei einer bestimmten Temperatur rekristallisierende Material eine sehr verschiedene Korngröße besitzen kann. Der Rekristallisationszwang, den eine Verformung in einem Stoff hervorruft, ist also durch zwei Komponenten gekennzeichnet, von denen die eine den Beginn der Rekristallisation, die andere die Häufigkeit der Bildung neuer Kristallkeime bestimmt. Ein Bild, das diesen Forderungen gerecht wird, ist das einer

Energieverteilung (Spannungsverteilung), die von Ort zu Ort nach statistischen Gesetzen in ihrer Größe wechselt und einerseits durch die Größe der Energiehäufungen, andererseits durch deren Verteilung gekennzeichnet ist¹.

Für die Unterstützung unserer Untersuchungen sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu besonderem Danke verpflichtet.

¹ Vgl. G. Masing: a. a. O.; G. Sachs: Mech. Technol. d. Metalle, S. 220, Leipzig 1925.

Zur Kenntnis der Streckgrenze von Stahl.

Von W. Kuntze und G. Sachs¹.

Der neue hochwertige Siliziumbaustahl² zeigt eine sehr ausgeprägte Streckgrenze, was daran erkenntlich ist, daß sowohl der Lastabfall als auch besonders das zackige, annähernd waagrecht verlaufende Schaubildgebiet von bedeutender Größenausdehnung ist. Wir haben daher diesen Werkstoff für besonders geeignet gehalten, den Verformungen, die bei Sichtbarwerden der Fließfiguren entstehen, genauer nachzugehen. Solche Untersuchungen liegen bisher noch nicht vor.

Fließfiguren und Geometrie der Verformung.

Es ist ja allgemein bekannt, daß das einsetzende starke Fließen meist an einer, bisweilen auch an mehreren Stellen der Staboberfläche Zeichnungen hervorbringt, die sich dann schnell über den Stab ausbreiten.



Abb. 1 und 2. Fließfiguren an einem Zugstab aus Siliziumstahl (Vorder- und Rückseite).

Diese Fließfiguren sind Oberflächenspuren von Fließvorgängen, bei denen sich Werkstoffschichten gegeneinander verschieben. Sie bilden oft eigenartige regelmäßige Zeichnungen, Abb. 1 und 2, die sich als Durchkreuzungen zeitlich aufeinanderfolgender Abschiebungen, die unter etwa 50° zur Achse vor sich gehen, deuten lassen. Wegen der Ungleichmäßigkeit des technischen Materials in verschiedenen Richtungen³ bevorzugen dabei die Abschiebungen oft, wie Abb. 1 und 2 zeigen, gewisse Lagen im

Werkstoff, geben also in verschiedenen Ansichten ein wechselndes Bild.

Diese Fließfiguren entsprechen nun einem einschnürartigen Einbruch des Werkstoffes, der sich, wie die im folgenden beschriebenen Versuche zeigen, bei annähernd gleichbleibender Last nach und nach über den ganzen Stab ausbreitet. Ist der Stab infolgedessen wieder gleichmäßig geworden, so tritt mit steigender Last eine sich gleichzeitig über den ganzen Stab ausstreckende gleichmäßige Dehnung ein, in der sich allmählich die Stelle der endgültigen Brucheinschnürung bemerkbar macht.

Dieser Normalfall, in Abb. 3 bis 6 veranschaulicht, ist an die Bedingung geknüpft, daß das Schaubild eine waagrechte Strecke aufweist, Abb. 4. In dem vorliegenden Falle brach der Stab bei Erreichung der Streckgrenze an dem einen Ende um 1,2% des Durchmessers zusammen, der Querschnitt verjüngte sich also um 2,5%, Abb. 3. Da der Werkstoff sehr gleichmäßig war, verjüngte sich dann bei fortschreitender Dehnung der restliche Stab unter annähernd gleicher Last überall um den gleichen Betrag, Längsprofile 1 bis 7, Abb. 3. Nachdem dieser Vorgang abgeschlossen war, stieg die Last sofort an, Abb. 4. Die Länge der Waagerechten im Schaubild, d. i. die Größe der Dehnung während annähernd gleichbleibender Last, entspricht also der Größe des ersten Einbruchs, aus dessen Tiefe sie sich dadurch leicht berechnen läßt, daß das Volumen während der Dehnung praktisch erhalten bleibt. Abb. 5 und 6 zeigen den weiteren Verlauf der Kräfte und Formänderungen bis zum Bruch, der sich in der Mitte des Stabes ausbildet.

Den Einbruch bei einem Flachstab ohne verbreiterte Köpfe veranschaulicht Abb. 7, in der die Längsprofile in der Dicken- und Breitenrichtung nach 1,5% Dehnung aufgezeichnet sind. Man erkennt Einbrüche, die an beiden Stabenden begonnen haben. Die Verhältnisse liegen sonst ähnlich wie beim Rundstab; nur ist in der Dickenabmessung der Einbruch verhältnismäßig größer als in der Breitenabmessung¹.

Auch bei Elektrolyteisen, das eine wesentlich kürzere Waagerechte im Schaubild aufweist als der zuvor besprochene Siliziumstahl, liegen die Verhältnisse ähnlich wie bei diesem, Abb. 8 und 9. Aus Abb. 8, für einen Rundstab, ersieht man, daß der Einbruch an beiden Enden begonnen hat (Profil 1) und dann der stehengebliebene mittlere Teil abgeböscht worden ist (Profil 2).

¹ Vgl. W. Kuntze und G. Sachs: a. a. O.

¹ Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1011. 1928.

² Siehe ebenda, S. 918.

³ W. Kuntze und G. Sachs: Stahleisen Bd. 47, S. 219. 1927.

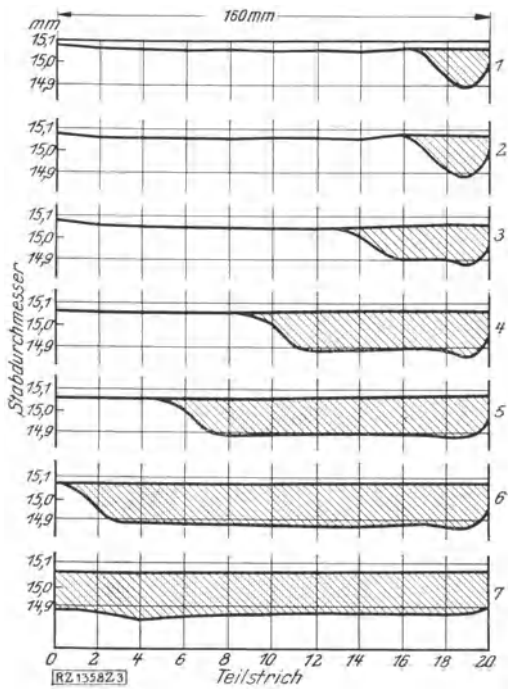


Abb. 3. Fortschreiten des Einbruches an der Streckgrenze. (Der Unterschied gegenüber dem ursprünglichen Stab ist schraffiert.)

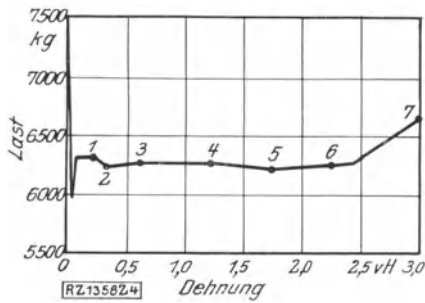


Abb. 4. Teilbild des Last-Dehnungs-Schaubildes (zu Abb. 3).

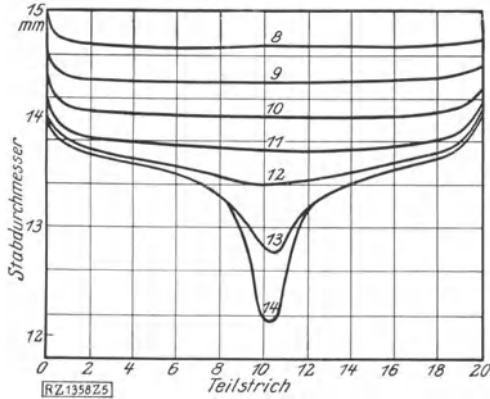


Abb. 5. Ausbildung der Brucheinschnürung.

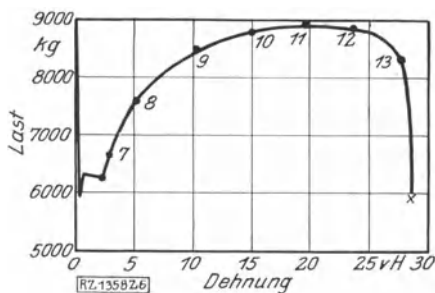


Abb. 6. Last-Dehnungs-Schaubild.

Abb. 3 bis 6. Profile eines Rundstabes aus Siliziumstahl nach verschiedenen Dehnungen.

Das Längsprofil des Stabes war danach und auch bei etwas weiter fortgeschrittener Dehnung (Profile 3 und 4) ganz ähnlich dem ursprünglichen Profil, so daß also die

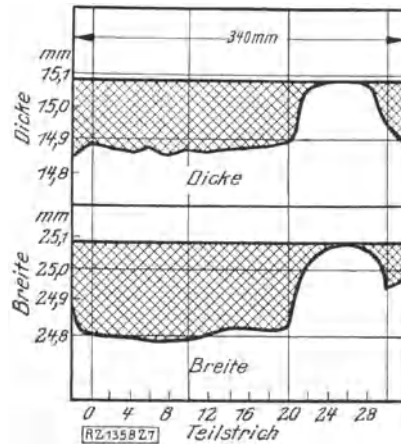


Abb. 7. Einbruch bei einem Flachstab aus Siliziumstahl ohne Stabköpfe.

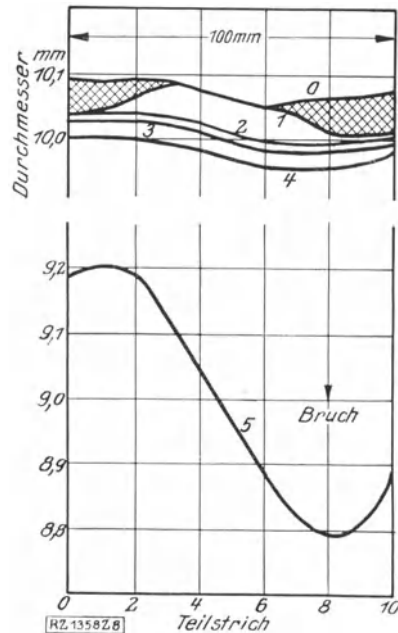


Abb. 8. Längsprofile eines Rundstabes aus Elektrolyteisen nach verschiedenen Dehnungen.

Verjüngungen der einzelnen Querschnitte sehr gleich ausfielen, wenn auch die Gestalt des Stabes etwas unregelmäßig war (vgl. auch Abb. 16).

Die Gleichmäßigkeit eines Werkstoffes prägt sich, wie Abb. 3 bis 6 gezeigt haben, im Profilbild des gedehnten Stabes scharf aus. Und ebenso ungleichmäßig, wie der Stab in Abb. 10 sich mit fortschreitender Dehnung abböschte (Profile 1 bis 4), veränderte sich auch dabei die jeweilige Last. Und zwar zeigte es sich, daß bei verhältnismäßig tiefen und steilen Einbrüchen die Last höher war als bei flachen und weniger tiefen Böschungen, Abb. 11.

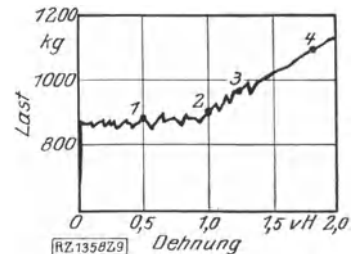


Abb. 9. Last-Dehnungs-Schaubild eines Stabes aus Elektrolyteisen (zu Abb. 8).

Schließlich sind noch in Abb. 12 bis 15 Beispiele für Stoffe mit wenig ausgesprochener Streckgrenze gegeben. In Abb. 12 sind Einbrüche an beiden Enden, sowie eine Waagerechte im Schaubild, Abb. 13, nur noch andeutungsweise zu erkennen. Bei dem in Abb. 14 wiedergegebenen Stab konnten weder eine Waagerechte noch

der Stab wieder zylindrisch und äußerlich unverletzt war, ergaben ebenfalls den Einbruch in der Mitte des Stabes. Dieser ist also von der gekörnten Stelle bestimmt. Dabei wies aber die Last eine Überhöhung von einmal 15%, das andere Mal 13% auf, die ein wenig geringer ist als die Überhöhung beim ursprünglichen

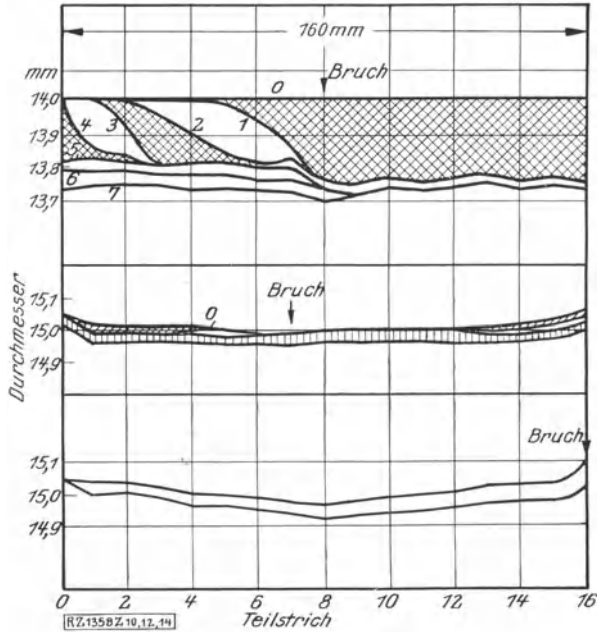


Abb. 10, 12, 14.

Abb. 10 bis 15. Längsprofile und Last-Dehnungs-Schaubilder verschiedener ungleichmäßiger Stähle.

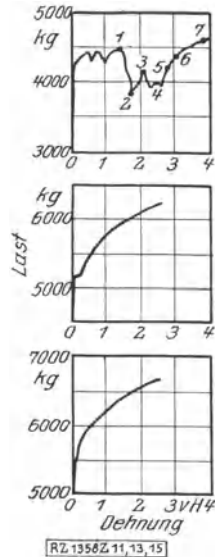


Abb. 11, 13, 15.

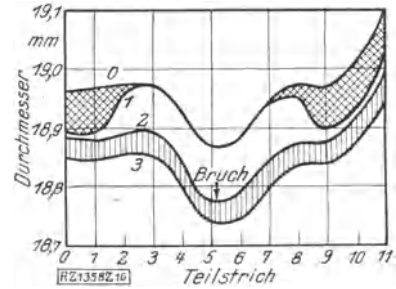


Abb. 16. Längsprofile eines ungleichmäßig bearbeiteten Rundstabes mit langem Stabkopfübergang (C-Stahl).

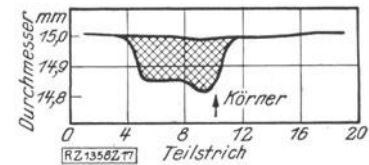


Abb. 17. Einbruch bei einem in der Mitte gekörnten Rundstabe mit Gewindköpfen (Si-Stahl).

Einbrüche durch Messungen festgestellt werden, obwohl ein Knick im Schaubild noch sichtbar ist. Die Ungleichmäßigkeit dieses Stabes drückt sich darin aus, daß sich das Profil nicht wie in Abb. 3 parallel verschiebt, sondern von vornherein mit allmählichem Übergang nach dem einen Stabende zu stärker dehnt. Hier bildete sich dann auch der endgültige Bruch aus.

Einfluß der Stabbearbeitung.

In der Regel liegt die Stelle des ersten Einbruchs in der Nähe der einen Einspannung. Die Verringerung des Durchmessers in der Mitte, die öfters entsprechend Abb. 16 bei der üblichen Bearbeitung von Stäben eintritt, reicht meist nicht aus, um die Einbruchstelle in die Mitte des Stabes zu verlegen. Der Einfluß der Einspannung, sei es der Keile, sei es des Überganges zum Stabkopf, ist eben stärker; dagegen bestimmen solche Schwankungen des Durchmessers meist die Lage des endgültigen Bruches.

Durch eine genügende Schwächung des Querschnittes an irgendeiner Stelle des Stabes läßt sich natürlich der erste Einbruch an dieser Stelle erzwingen. Ebenso geht, wenn eine Stelle des Stabes durch Körnerschläge verletzt ist, nun der Einbruch, wie Abb. 17 zeigt, von dieser Stelle aus. Bei diesem Versuch lag die Last an der Streckgrenze, die beim ungekörnten Stabe 15,6% über dem Gebiete gleichbleibender Last (Waagerechte) gelegen hatte, nur 2% über diesem. Zwei weitere Versuche, bei denen der Stab so weit abgedreht wurde, daß die eingekörnten Stellen verschwunden waren, so daß

Stab, 15,6%. Durch Andrehen eines schlankeren Überganges zum Stabkopf ließ sich die Überhöhung des nicht gekörnten Stabes noch auf 21% steigern.

Einfluß des Alters.

Zur Vervollständigung der Beobachtungen wurde noch in zwei Fällen der Einfluß des Alters auf angereckte Stäbe verfolgt. In Abb. 18 ist die Profiländerung eines Rundstabes wiedergegeben, der zunächst entsprechend Profil 1 vorgereckt wurde. Der Stab wurde dann bei 100° 7 St. geglüht, wodurch (ähnlich wie durch langes Lagern bei gewöhnlicher Temperatur) der verformte Werkstoff altert und dadurch härter und spröder wird. Bei erneuter Belastung schreitet die Verformung jedoch so weiter, als ob keine Behandlung eingeschaltet wurde, Profile 2 und 3. Was jedoch die Last anbelangt, so ist jetzt wieder eine Überhöhung vorhanden von etwa 6% gegenüber 25% im ursprünglichen Zustand. Dann geht die Last annähernd auf den Wert der ursprünglichen Waagerechten herab. Der verformte Werkstoff ist also durch Tempern nicht geändert worden. Mit steigender Belastung dehnt sich dann die nicht gealterte Stabhälfte gleichmäßig weiter, Profile 4 und 5. Bei einer bestimmten Last entsteht ein neues Abböschchen, Profil 5, im gealterten Gebiet. Dabei tritt auch wieder ein geringer Lastabfall ein, 2,6%, mit neuer kleiner Waagerechten, Abb. 19, Punkt 5. Im weiteren Verlauf der Dehnung eilt dann stets die Verjüngung des vor dem Altern unverformten Stabteiles derjenigen des gealterten voraus, Profile 6 und 7, und dort bildet sich auch später die Brucheinschnürung aus.

Das Wesen des Vorganges wird, wie Abb. 20 veranschaulicht, durch ein Abdrehen des Stabes vor oder nach dem Altern nicht geändert. Nicht anders verläuft

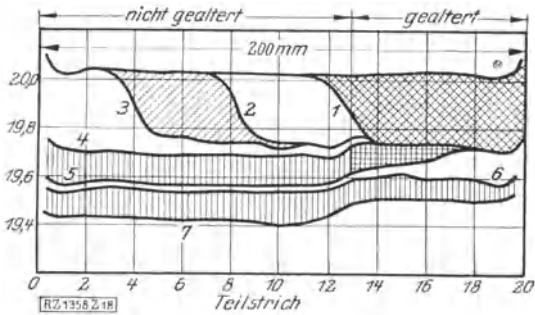


Abb. 18. Längsprofile eines angereckten und gealterten Rundstabes (Si-Stahl).

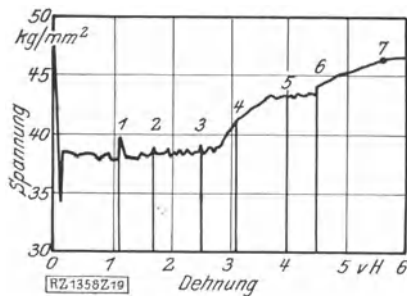


Abb. 19. Spannung-Dehnungs-Schaubild (zu Abb. 18).

auch die Verformung, wenn nur abgedreht und nicht getempert wird, Profile 1, 1a und 2. Auch in diesem Falle bricht der Werkstoff des vorher unverformten Stabteiles dort ein, wo die vorherige Reckung ihr Ende erreicht hatte. Das gleiche Bild wiederholt sich nach nochmaligem

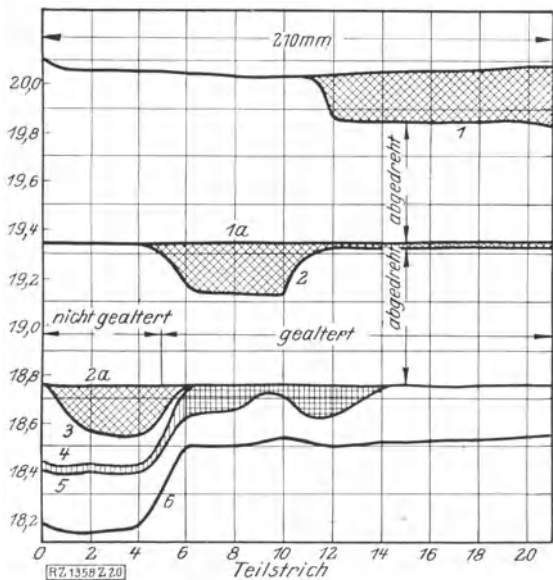


Abb. 20. Längsprofile eines mehrfach angereckten und abgedrehten sowie gealterten Rundstabes (Si-Stahl).

Abdrehen und Altern, Profile 2, 2a und 3. In den Kraftverhältnissen ist nur insofern ein geringer Unterschied festzustellen, als die Überhöhung nach dem Altern des gereckten Teiles beim Weiterdrehen des nicht gealterten Teiles 6,3% ausmachte, gegenüber 3,8% bei nur abgedrehtem Stabe (und 18% beim ursprünglichen). Das

nun folgende weitere Recken zeigt in Übereinstimmung mit dem vorherigen Versuch zunächst gleichmäßiges Dehnen der nicht gealterten Stabhälfte, Profil 4, und dann wieder Einbrüche — diesmal an zwei Stellen — im

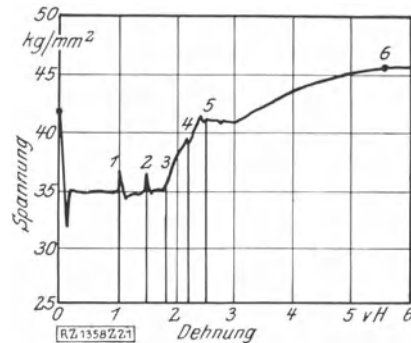


Abb. 21. Spannung-Dehnungs-Schaubild (zu Abb. 20).

gealterten Stabteil, Profil 5, verbunden mit einem Lastabfall von 1% und einer neuen Waagerechten im Schaubild, Abb. 21 bei 5.

Wesen des Zusammenbruches an der Streckgrenze.

Überblickt man die Versuchsergebnisse, so drängt sich zwingend der Eindruck auf, daß hier wichtige Merkmale eines spröden Bruches vorliegen. Während der Bruchfließkegel sich in der Regel an der ursprünglich weichsten oder dünnsten Stelle des Stabes ausbildet, entsteht der Einbruch an der Streckgrenze — ebenso wie der Bruch eines spröden Werkstoffes — bei einem einwandfreien Probestab fast immer am Stabkopfe¹. Nach Martens² verhindert ein Stabkopf die Quersammenziehung und erzeugt mithin für einen bildsamen Stoff größere Festigkeitswerte als im freien Stabteil, wo bei ungehinderter Querdehnung der Stab reißen muß. Ein spröder Stoff hingegen weist diese Überlegenheit der Stabköpfe nicht auf, weil er zu geringes oder kein Dehnungsvermögen hat; er wird deshalb infolge ungleichmäßiger Spannungsverteilung an der Einspannung reißen. Verletzungen bestimmen bei spröden Stoffen ebenfalls die Lage des Bruches.

¹ Im Gegensatz zu Stahl dehnt sich ein Stoff, der wie Kupfer keine ausgesprochene Streckgrenze hat, von Beginn der Belastung an nahezu gleichmäßig über seine ganze Länge. Der in Abb. 22 aufgezeichnete Verlauf des Versuches an einem Kupferstab ist besonders noch dadurch bemerkenswert, daß die geringen Ungleichmäßigkeiten des an sich sehr guten Werkstoffes (Elektrolytkupfer 99,84% Kupfer mit gleichmäßiger Oxydulverteilung) sich bei der Dehnung im Stabprofil in wachsendem Maß ausprägen, Profile 1 bis 4. Der Stab besteht also sozusagen aus weicheren und härteren Querschnitten. Die weicheren eilen der Verformung voraus, bis sie durch die fortschreitende Verfestigung die gleiche Last tragen können wie die härteren. Und zwar müssen sie nun härter sein als die ursprünglich härteren, da die Verfestigung ja auch die stärkere Querschnittsschwächung ausgleichen muß. Dies zeigt sich scharf nach dem Abdrehen des Stabes auf zylindrische Gestalt, Profil 4a. Weiteres Dehnen führt jetzt zu einem Profilbild 5, das nahezu ein Spiegelbild des vorangehenden Reliefs 4 ist, und werden die Versuche bis zum Bruch durchgeführt, so bestimmen die nunmehr schwächeren Stellen die Lage der Brucheinschnürungen, Profil 6.

² A. Martens: Handbuch der Materialkunde, Abs. 103. Berlin 1898.

Beim weichen Stahl erfolgt also an der Streckgrenze oft ein Einbruch an einer durch äußere Umstände bestimmten Stelle und breitet sich dann über den ganzen Stab aus. Bei weiterem Recken treten neue Einbrüche,

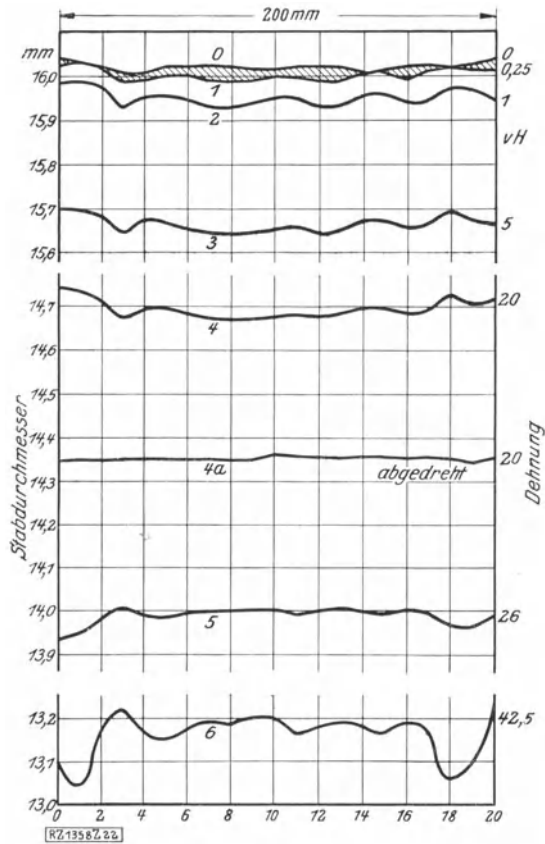


Abb. 22. Längsprofil eines Kupferstabes nach verschiedenen Dehnungen.

wie wir gesehen haben, nicht wieder auf. Wird jedoch der angereckte Stab bei niedriger Temperatur gealtert, so hat der verformte Stabteil die Fähigkeit wiedergewonnen, Einbrüche zu erzeugen. Nach unsern Versuchen ist nach siebenstündigem Tempern bei 100° die Tiefe der Einbrüche etwa halb so groß als die ursprüngliche. Mithin ist auch die neu im Schaubild auftretende Waagerechte etwa halb so lang wie die ursprüngliche. Dies deckt sich mit Beobachtungen von Ludwik¹, der die Alterung bei höherem Reckgrade im Gebiete des Lastanstieges verfolgt hat.

Die von Ludwik u. a. erwähnte Möglichkeit, das Auftreten der Streckgrenze durch Zementitbrüche im Stahl zu erklären, klingt auch nach diesen Feststellungen zunächst sehr wahrscheinlich. Allerdings ist es nach den gegenwärtigen Kenntnissen schwer vorstellbar, daß eine beträchtliche Ausheilung der Zementitbrüche bei den niedrigen Temperaturen des Alterns eintritt. Es bleibt die von Ludwik bevorzugte Vermutung zu erwägen, daß geringes Dehnen den Anstoß gibt zu einer Neuausscheidung von Zementit in disperser Form, da der Ferrit bei gewöhnlicher Temperatur an Kohlenstoff übersättigt

ist¹. Und schließlich könnte man daran denken, daß die bei der Abkühlung des Stahles von den üblichen Glüh-temperaturen vor sich gehende Umwandlung des Austenits in die bei Raumtemperatur beständige Form nicht ganz vollständig abläuft und wiederum infolge der Dehnung die Weiterführung des Vorganges ausgelöst wird, wobei spröder Martensit entsteht. Es geht über den Rahmen unserer Arbeit hinaus, den Vorstellungen im einzelnen nachzugehen; jedenfalls stehen die angeführten Anschauungen nicht im Widerspruch mit der von uns gemachten Feststellung eines spröden Bruches.

Der Fließbeginn wird häufig als eine Verzugserscheinung angesehen². Nach unserer Auffassung entsteht ein Verzug des Fließens durch die hohe Festigkeit eines spröden Bestandteiles. Betont sei, daß die wirkliche Streckgrenze durch die Festigkeit des spröden Stoffes auf einen hohen Wert festgelegt ist, der meist praktisch infolge der beschriebenen Störungen nicht erreicht wird. Es ist aber dann nicht angängig, den Mindestwert als physikalisch wahren Wert anzusehen und die Überhöhung als eine durch Verzug bewirkte Störung zu erklären.

Höhenlage der Streckgrenze im Schaubild.

Es bedarf noch einer kurzen zusammenfassenden Erörterung, welche Schlüsse aus den Lastbeobachtungen bei den Versuchen gezogen werden können. Die Verfolgung der geometrischen Vorgänge zeigt, daß bei einem gleichmäßigen Abbröckeln des Stabes die dazugehörige Kraft gleichbleibt, im Schaubild also als wirkliche Waagerechte in Erscheinung tritt, und daß dieses Schaubildgebiet stark zackig oder geneigt erscheint, wenn innerhalb der Stablänge der Werkstoff sich ändert. Dagegen kann der erste Einbruch durch eine wesentlich höhere Last eingeleitet werden, die bis zur vollständigen Abböschung nicht wieder erreicht wird. Auch wenn der Versuch für kurze Zeit unterbrochen war, stellt sich die unmittelbar vorher im waagerechten Gebiet wirksam gewesene Last ein. Nur durch Einschalten einer besonderen Behandlung tritt auch dann wieder wenigstens teilweise eine Überhöhung auf. Diese betrug sowohl beim Altern eines angeböschten Stabes, also mit ungleichmäßigem Längsprofil, als auch eines darauf auf genaue zylindrische Gestalt abgedrehten Stabes, als auch schließlich eines nach dem Abböschern nur abgedrehten Stabes (wobei aber eine Alterungswirkung wahrscheinlich ist) etwa 5% (6,6 und 4% gegenüber etwa 20% bei den ursprünglichen Stäben). Es findet also, wie schon erwähnt, teilweise eine Heilung statt.

Durch das Körnen der Stabmitte läßt sich daselbst ein Einbruch erzwingen und die Überhöhung kann völlig vernichtet werden. In unserem Falle betrug sie nur noch 2%. Durch Abdrehen auf zylindrische Gestalt nach vorangehender Körnung konnte wieder eine starke Überhöhung mit 13 und 15% hervorgerufen werden, wobei

¹ G. Masing: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 5, S. 188. 1927; G. Masing und L. Koch: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 6, S. 202. 1927.

² E. Heyn: Metall Erz Bd. 15, S. 413. 1919; M. Moser: Ber. Werkstoffausschuß des Vereines deutscher Eisenhüttenleute 1926, Nr. 96; Forsch.-Arb. Ing. Heft 295, S. 74. 1927.

¹ P. Ludwik und R. Scheu: Ber. Werkstoffausschuß des Vereines deutscher Eisenhüttenleute 1925; P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 379. 1926.

der Einbruch aber in der Mitte blieb. Der ursprüngliche Stab hatte bei einem kurzen abgerundeten Stabkopfübergang eine Überhöhung von 15,6%; durch Andrehen eines langen allmählichen Stabkopfüberganges konnte eine Überhöhung von 21% hergestellt werden. Das Abbröckeln ging in allen Fällen bei annähernd gleicher Last vor sich (Waagerechte), so daß nur die einleitende höhere Last (obere Streckgrenze) wechselte.

Wir können aus diesen Versuchen, die immer wieder mit demselben Stab nach vorangehendem Ausglühen vorgenommen wurden, schließen, daß die eigentliche Werkstofffestigkeit des Stahles durch den Wert der sogenannten oberen Streckgrenze angegeben wird. Es bleibt die Frage offen, wie hoch dieser Wert theoretisch liegt, da ja aus dem Schrifttum¹ bekannt und durch unsere Versuche, die noch durch eine Reihe nicht veröffentlichter ergänzt wurden, bestätigt ist, daß die obere Streckgrenze in starkem Maße von der Gestalt des Stabes beeinflusst wird. Was den Einfluß des Stabkopfes anbelangt, so müßte sich, wie oben ausgeführt, bei einem plastischen Stoff infolge der gehinderten Querbewegungen ein zu hoher Wert, bei einem spröden Stoff, infolge der ungleichmäßigen Spannungsverteilung ein zu geringer Wert der Werkstofffestigkeit ergeben. Daß nur das letztere hier zutrifft, führt wieder zur Schlußfolgerung, daß das Auftreten der Streckgrenze auf dem Bruch eines spröden Bestandteiles beruht. Den theoretischen Höchstwert der Streckgrenze würde dann ein vollkommen zylindrischer gleichmäßig beanspruchter Stab haben, ein Fall, der aber praktisch unmöglich ist, da durch eine Einspannung die Gleichmäßigkeit der Spannungsverteilung vernichtet wird. Stäbe ohne Köpfe, die mit Keilen eingespannt sind, zeigen aus diesem Grunde stets eine starke Herabsetzung der oberen Streckgrenze. Dies gilt für Rundstäbe und für Flachstäbe. Verbreiterte Köpfe mildern auch bei Keileinspannung diese Wirkung.

Werkstoff und Probenentnahme.

Der zu den Versuchen verwendete Siliziumstahl stellt eine sehr günstige Unterlage für die Erkenntnisse etwaiger Gesetzmäßigkeiten dar, da Beeinflussungen der oberen Streckgrenze bis zu 27% beobachtet werden konnten. Bei andern Stahlsorten ist die Streckgrenze im allgemeinen weniger ausgesprochen; wir führen das darauf zurück, daß die Festigkeitsbeziehungen zwischen dem spröden und dem plastischen Bestandteil des Eisens verschieden sein können. Ein Versuch, durch Eingießen von Messingdraht in Zinn und von Stahldraht in Kupfer einen künstlichen Verbundstab herzustellen und die Überhöhung herbeizuführen, führte zu keinem befriedigenden Ergebnis.

Auch beim Siliziumstahl hängt die Überhöhung unter Ausschaltung von Störungen durch die Stabform von noch nicht erkannten gegenseitigen Veränderungen dieser beiden Faktoren, der Festigkeit des spröden und des plastischen Bestandteiles ab. Schon ein gereckter und alsdann unter Wärmebehandlung gealterter Siliziumstahl zeigt wohl eine Gesamterhöhung der Streckgrenze, aber

¹ C. Bach: Z. V. d. I. Bd. 48, S. 1040. 1904; Bd. 49, S. 615. 1905; F. Körber: Zwangl. Mitt. d. deutschen Verb. f. d. Materialprüf. d. Technik 1926. Nr. 8, S. 88.

auch bei günstigen Stabformen keine Überhöhung mehr. Bei Profilen geringer Walzdicke wurde dementsprechend verschiedentlich bei verhältnismäßig hoher Lage der Streckgrenze keine Überhöhung beobachtet.

Auch die Art der Probenentnahme ist von erheblichem Einfluß, da bei Entnahme von Flachstäben verschiedener Größe und aus verschiedenen Stellen von Profilen, wie aus Abb. 23 und 24 hervorgeht, stark schwankende Meßergebnisse festgestellt wurden. Dabei zeigte sich, daß nur die obere Streckgrenze Schwankungen unterworfen ist, wohingegen der Spannungswert während des fortschreitenden Einbruchs, der in den Abbildungen als untere Streckgrenze bezeichnet wird, unverändert blieb.

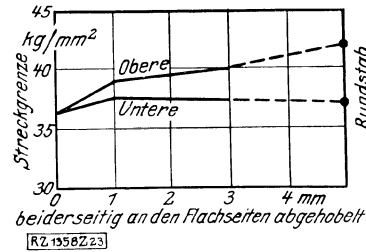


Abb. 23. Veränderung der Streckgrenze einer Vierkantstange (66×20) aus Siliziumstahl nach Bearbeitung zu Flachstäben und Rundstäben.

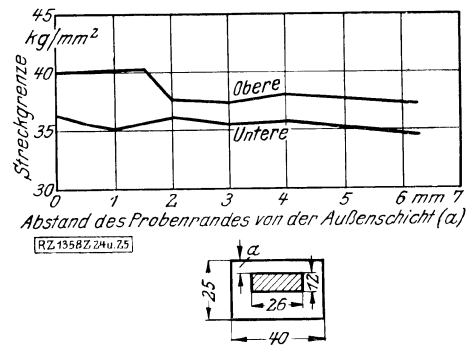


Abb. 24 und 25. Abhängigkeit der Streckgrenze eines Flachstabes von der Probenlage (Si-Stahl).

Versuchsgeschwindigkeit und Lastanzeige.

Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß die Streckgrenze um so höher beobachtet worden ist¹, je größer die Belastungsgeschwindigkeit ist. Auch bei unserem Versuchswerkstoff, sowohl Siliziumstahl als auch weichem Stahl (Krupp WW), konnte bei schnelllaufender Maschine $\sim 180 \text{ kg/mm}^2/\text{min}$ leicht eine Erhöhung von 10% gegenüber den Werten bei üblicher Versuchsgeschwindigkeit festgestellt werden.

Es liegt dabei der Einwand nahe, daß bei größerer Versuchsgeschwindigkeit die Lastanzeige an der Prüfmaschine infolge der Trägheit der sich bewegenden Maschinenmassen unrichtig wird. Dies dürfte besonders bei der Pendelwaage, die für unsere genaueren Versuche benutzt wurde, der Fall sein.

Um die Frage zu klären, wie weit die Spannungsanzeige der Maschine mit Pendelwaage die wirklichen Widerstandsverhältnisse im Probestab wiedergibt, führten wir folgende Versuche aus. Zwischen den Probestab und die Lastanzeige einer Maschine mit Neigungswaage wurde ein geeichter elastischer Kontrollstab geschaltet.

¹ F. Körber: a. a. O.; E. H. Schulz und H. Buchholtz: Mitt. d. Versuchsanst. d. Ver. Stahlwerke Bd. 2, S. 1. 1926.

Bei schnelllaufender Maschine (20 t/min), einer Geschwindigkeit, die der üblichen schnellen Zerreigeschwindigkeit in der Praxis entsprechen möge, wurde die Lastanzeige mittels Spiegelablesungen am geeichten Stabe nachgeprüft. Unterhalb der Streckgrenze ergab sich für alle Lasten innerhalb der Meablesegenauigkeit völlige Übereinstimmung. Die an der Lastanzeige abgelesene obere Streckgrenze lag 0,5% oberhalb des durch den Kontrollstab angegebenen Wertes. Diese Abweichung ist so gering, daß sie ebenfalls die Meßgenauigkeit nicht überschreitet.

Infolge des Zusammenbruches an der Streckgrenze geriet die Neigungswaage in starke Schwingungen, die sich in der mit ihr verbundenen Lastanzeige ausdrückten. Der Kontrollstab verzeichnete diese Schwingungen als Lastschwankungen überhaupt nicht; er machte nur in unverändert angespanntem Zustande die Schwingungen als solche mit. Die Spiegelablesung fiel vom Wert der oberen Streckgrenze ziemlich plötzlich auf einen unteren ab und verblieb dort einige Zeit auf einem wenig veränderlichen Wert, bis schließlich nach Aufhören der Schwingungen wieder Lastanzeige und Spiegelablesungen übereinstimmten. Der durch die Schwingungen hervorgerufene Mindestwert der Lastanzeige, wie er in Schaubildern oft auftritt, hat also keinerlei physikalische Bedeutung und zeichnet sich im Schaubild nur daher ab, daß beim Zusammenbruch an der oberen Streckgrenze der Gleichgewichtszustand zwischen der Anspannung der Prüfmaschine und dem inneren Widerstand des Werkstoffes für einen Augenblick gestört ist. Die Maschine entspannt sich und durch die Entlastungswege gewinnen ihre Massen Bewegungsenergie, die zwar die beweglichen Maschinenteile samt Stab in Schwingungen versetzen, aber im Stab selbst nicht die an der Lastanzeige sichtbaren Spannungsänderungen hervorzurufen brauchen. Die tiefste Entlastungsangabe liegt also unterhalb des wirklichen Widerstandes des Werkstoffes. Erst wenn die Schwingungen aufgehört haben und sich der Stab langsam weiterdehnt, gibt die Lastanzeige den richtigen Widerstand des Werkstoffes an.

Bei Maschinen mit Manometeranzeige sind die bewegten Massen verhältnismäßig gering; und dem entspricht, daß an solchen Maschinen Schwingungsstrungen im Schaubild kaum beobachtet werden. Bei Maschinen schließlich, bei denen die Lastanzeige besonders bedient werden muß, z. B. mit Laufgewichtswaage, tritt der Schwingungsabfall im Schaubild bei laufender Maschine überhaupt nicht auf, da er wegen der geringen Zeitdauer nicht oder nur ganz unvollkommen aufgezeichnet werden kann.

Bis auf die Schwingungen, die an dem logarithmischen Abklingen nach Abb. 26 erkenntlich sind, ist also das Schaubild in bezug auf die Lastanzeige in den meisten Fällen praktisch richtig. Nur Maschinen mit weitausschlagendem Pendel geben insofern falsche Lastanzeigen, als der ganze Abfall an der Streckgrenze kaum in Erscheinung tritt, weil die notwendigen Entlastungswege der mit dem Pendel gekoppelten Lastanzeige größer sind, als es die Verlängerung des Stabes an der Streckgrenze zuläßt.

Die vorliegende Abhandlung hatte lediglich den Zweck, die physikalische Bedeutung der natürlichen

Streckgrenze für den Werkstoff an sich näher zu untersuchen. Auf die Frage, ob der Streckgrenze eine Bedeutung für die zulässige Beanspruchung bei Konstruktions teilen zuzusprechen ist und ob diese Bedeutung dadurch eingeschränkt sein könnte, daß die Streckgrenze prüftechnisch mehr oder weniger schwer und ungenau zu erfassen ist, kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen werden.

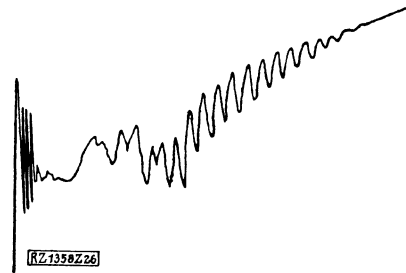


Abb. 26. Abklingen von Schwingungen im Last-Dehnungs-Schaubild an der Streckgrenze.

Herrn Prof. Memmler danken wir für die Unterstützung der Versuche. Seine auf Grund langjähriger Erfahrungen gewonnenen Anschauungen decken sich auch mit den von uns gegebenen Erklärungen.

Zusammenfassung.

An einer Anzahl Proben aus Stahl, besonders Siliziumstahl, wurden die Querschnittsänderungen über der gesamten Stablänge bei Überschreitung der Streckgrenze verfolgt. Die ersten starken bleibenden Verformungen treten meist unter Lastabfall einschnrartig an einer Stelle des Stabes ein. Dann erweitert sich der Einbruch (bei gleichmäßigem Werkstoff unter annähernd gleichbleibender Last), bis der Stab in seiner ganzen Länge wieder zylindrisch geworden ist. Die weitere Verformung ist dann wie von vornherein bei andern Stoffen ein gleichmäßiges Dehnen der ganzen Stablänge unter Lastanstieg.

Der erste Einbruch wurde als Bruch eines spröden Bestandteiles gedeutet, besonders, da der Ort des ersten Einbruchs immer am Stabkopf oder einer nur geringfügig verletzten Stelle lag, während sich die endgültige Bruch einschnürung in der Regel in der Stabmitte oder an der schwächsten Stelle des Stabes ausbildet. Allerdings lassen sich die Erscheinungen nicht als einfache mechanische Vorgänge in einem Verbundkörper aus Eisen und einem harten Zementitskelett deuten, da Altern bei niedrigen Temperaturen zu einer erheblichen Heilung führt, indem in gereckten und gealterten Stabteilen wieder unter Lastabfall neue Einbrüche entstehen. Es wirken also Umwandlungerscheinungen mit.

Entsprechend den Eigenschaften eines spröden Körpers ist die Last, unter der der erste Zusammenbruch eintritt, in empfindlicher Weise von der Ausbildung des Stabkopfes abhängig.

Der ebenfalls erhebliche Anstieg der Streckgrenze bei größerer Belastungsgeschwindigkeit wird selbst bei Maschinen mit großen Massenbewegungen, wie z. B. der Pendelwaage, praktisch nicht von der Maschine beeinflt, wie durch Einschalten eines Kontrollstabes zwischen Probe und Kraftanzeige nachweisbar war. [B 1358]

Was ist Ermüdung?

Von K. Laute und G. Sachs¹.

Bei oftmals wiederholter Beanspruchung eines Stoffes oberhalb einer gewissen Belastungsgrenze tritt nach einer gewissen Zeit Bruch ein. Über das Wesen dieser Ermüdung besteht bisher noch keine Einigkeit. Einerseits zeigen besonders Versuche an einzelnen Kristallen², daß eine Ermüdung erst nach beträchtlicher Verformung und Verfestigung der Kristalle durch Gleitung eintritt. Bei weitgetriebener Verfestigung erschöpft sich aber allgemein das Formänderungsvermögen der Stoffe; und die Ermüdung wäre danach keine neuartige Erscheinung. Die gegenüber der statischen Festigkeit niedrige Dauerfestigkeit würde sich schon durch die Widerstandsverringerung bei Richtungswechsel der Gleitungen³ oder durch die Hystereseerscheinungen erklären.

Andererseits schließt Ludwik aus seinen Dauerversuchen, bei denen eine allmähliche Abnahme des Formänderungsvermögens (Einschnürung) eintrat⁴, daß die Ermüdung eine von der Verfestigung unabhängige Zerrüttung des Werkstoffes darstellt⁵. Diese Auffassung findet auch eine gewisse Stütze in den Versuchen von Gough⁶ an Aluminiumkristallen, bei denen der Ermüdungsbruch sich schon frühzeitig durch das Auftreten von Rissen längs der Gleitflächen anzeigt. Auch Moore⁷ und andere sehen die Ursache der Ermüdung in der allmählichen Ausbildung eines Risses.

Zur Klärung dieser Frage wurden eine Anzahl von Probestäben aus Nickel⁸ in einer Hochfrequenzmaschine der Firma Carl Schenck, Darmstadt⁹, untersucht. Die Stäbe werden abwechselnd auf Zug und Druck beansprucht, wobei die Amplitude der Verformung willkürlich eingestellt werden kann. Nach Abb. 1 und Zahlentafel 1 wird eine Ermüdungsgrenze des untersuchten Nickels bei Schwingungszahlen über 80 Millionen nicht sicher erreicht¹⁰.

Schaltet man nun bei Versuchen, bei denen die Stäbe unter gleichbleibendem Schwingungsaussschlag nach einer gewissen Anzahl von Schwingungen zu Bruche gehen würden, Zwischenglühungen ein, so muß das Verhalten der Stäbe die eine oder die andre Auffassung der Ermüdung

¹ Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1188. 1928.
² H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: J. Inst. Metals Bd. 36, II, S. 173. 1926; H. J. Gough: The fatigue of metals, London 1926; E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.
³ G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776. 1927.
⁴ P. Ludwik und R. Scheu: Z. V. d. I. Bd. 67, S. 122. 1923; P. Ludwik: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 68. 1923.
⁵ P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 15. 1927.
⁶ A. a. O.
⁷ H. F. Moore und J. B. Kommerz: Univ. Illinois Bull. Bd. 19, Nr. 8, S. 134. 1921.
⁸ Herrn Direktor Borbeck von der Fa. Berg-Heckmann-Selve A.-G., Zweigniederlassung Basse & Selve, Altena, sind wir für die Herstellung der Versuchsproben zu Dank verpflichtet.

⁹ Vgl. E. Lehr: Diss. T. H. Stuttgart 1925, S. 67.
¹⁰ Die freie Länge des Stabes betrug 50 mm, die Elastizitätszahl 21 700 kg/mm². Ein Schwingungsaussschlag $\varepsilon = 10 \cdot 10^{-4}$ entspricht also einer Spannung von 21,7 kg/mm².

Zahlentafel 1.

Bruchschwingungszahlen von Nickelstäben bei verschiedenen Belastungen und eingeschalteten Zwischenglühungen.

Chemische Zusammensetzung: 98,45% Ni; 0,61% Co; 0,71% Fe; 0,16% Cu; 0,11% C; 0,03% Si.

Festigkeitseigenschaften: Streckgrenze $\sigma_s = 18 \text{ kg/mm}^2$
 Festigkeit $\sigma_B = 53 \text{ „}$
 Dehnung $\delta_{10} = 42\%$
 Einschnürung $\psi = 75\%$
 Härte H 5/750/30 = 110 kg/mm²

Elastizitätszahl: E = 21 700 kg/mm².

Vorbehandlung: Gezogene Stange von 16 mm Dmr.; ge-
 glüht $\frac{1}{2}$ St. bei 750°.

Nr. des Stabes	Schwingungsaussschlag $10^4 \varepsilon^1$ in Bruchteilen der Meßlänge (l = 50 mm)	Bruchschwingungszahl $10^{-6} n$ (ohne Zwischenglühungen)	Zwischenglühungen $\frac{1}{2}$ St. bei 750°		Bemerkungen
			nach Schwingungen $10^{-6} a$	Bruchschwingungszahl $10^{-6} n$	
2	14,6	0,15	—	—	
5	13,0	1,43	}	0	1,28
15	13,0	1,12			
16	13,0	—	1,1	1	1,20
8	13,0	—	1,0	2	(202)
12	13,0	—	0,5	2	1,16
11	13,0	—	0,2	3	0,69
25	13,0	—	0,1	6	0,74
10	12,2	—	1,5	1	1,77
18	12,2	—	1,0	1	1,45
17	12,2	—	0,5	2	1,22
1	11,4	5,11	—	0	5,11
9	11,4	—	2,5	2	5,25
19	11,4	—	1,0	3	3,17
4	10,5	15,5	—	—	—
7	9,6	20,2	—	—	—
6	9,6	13,4	—	—	—
21	8,8	53,9	—	—	—
20	8,0	> 80,35	—	—	—
26	8,0	> 80,6	—	—	—
27	8,0	> 85,6	—	—	—

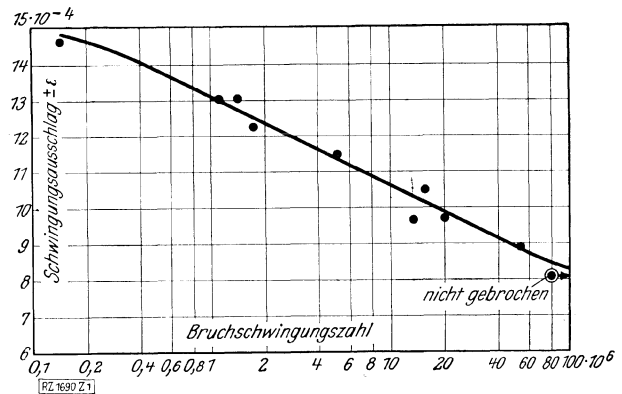


Abb. 1. Bruchschwingungszahlen von Nickel bei verschiedenen Beanspruchungen.

¹ $\varepsilon = 10 \cdot 10^{-4}$ entsprach einer Spannung von 21,7 kg/mm². Infolge von Schwankungen im Spannungsnetz ist ε auf etwa $\pm 3\%$ genau.

rechtfertigen¹. Ist die Ermüdung nichts anderes als ein Bruch von weitgetriebener Verfestigung, so wird diese durch eine Zwischenglühung beseitigt. Die Lebensdauer des Stabes muß dementsprechend erhöht sein.

Ist dagegen die Ermüdung irgendeine andersartige Zerrüttung des Stoffes, so wird der Einfluß von Zwischenglühungen gering sein. Da durch Ziehen, Recken und andre gewöhnliche Kaltverformungen die Ermüdungsfestigkeit heraufgesetzt wird², könnte sogar durch Zwischenglühungen die Lebensdauer vermindert werden.

In Zahlentafel 1 und Abb. 2 zusammengestellten Versuche zeigen, daß tatsächlich eine deutliche Ver-

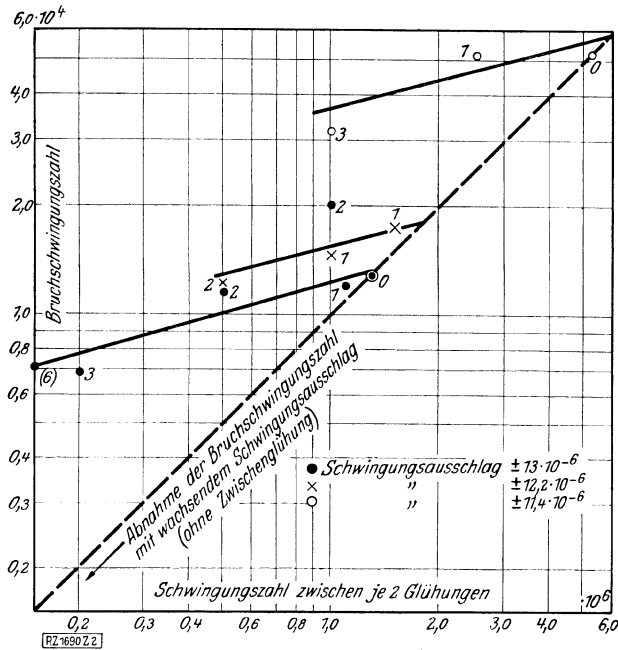


Abb. 2. Abfall der Bruchschwingungszahlen bei wiederholten Unterbrechungen mit Zwischenglühungen bei 750° und nach verschiedenen Schwingungszahlen (Dauerversuche an Nickel). Die Zahlen neben den Punkten bedeuten die Anzahl der Glühungen.

ringerung der Lebensdauer eintritt, wenn jedesmal nach einem bestimmten Bruchteil der Bruchschwingungszahl (bei der betreffenden Beanspruchung) eine Zwischenglühung eingeschaltet wird. Durch die Zwischenglühungen wird also die Ermüdungsgefahr eher erhöht als beseitigt³.

In Übereinstimmung mit diesem Ergebnis steht auch die Feststellung, daß eine zeitweise vorgenommene Über-

¹ Schon H. F. Moore und J. B. Kommers (a. a. O., S. 131) sehen die Klärung dieser Frage als wichtig für die Erkenntnis des Ermüdungsvorganges an. Eine planmäßige Untersuchung darüber liegt jedoch bisher anscheinend nicht vor.

² H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 133; H. F. Moore und T. M. Jasper: Univ. Illinois Bull. Bd. 23, Nr. 12, S. 89. 1925; P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß VDEi Nr. 121. 1928.

³ Die Proben wurden im Vakuum bei 750° 1/2 St. geglüht, so daß eine Beeinträchtigung durch die Glühung nicht anzunehmen ist. Daß hierbei wirklich die Kaltverformung infolge der vorangegangenen Dauerbeanspruchung beseitigt wird, geht aus dem Verhalten der Hysteresis eindeutig hervor.

beanspruchung des Stoffes die Dauerfestigkeit herabsetzt¹.

Zwei weitere Stäbe wurden einer Beanspruchung unterworfen, bei der nach Abb. 1 ein Bruch kaum noch zu erwarten war, und dabei etwa 80 Millionen Schwingungen ausgesetzt. Dadurch wird die Ermüdungsgrenze heraufgesetzt², so daß nach Zahlentafel 2 ein solcher Stab bei einer erhöhten Beanspruchung trotz der langen vorangegangenen Beanspruchung mehr Wechsel verträgt als ein von vornherein bei der gleichen Beanspruchung geprüft. Wird dagegen wieder eine Zwischenglühung eingeschaltet, so ist die Verfestigung des Stabes beseitigt; er bricht nach einer weit geringeren Zahl (1/5) von Lastwechseln als ohne Vorbehandlung³.

Zahlentafel 2.
Veränderung der Bruchschwingungszahlen durch die Vorbehandlung.

Nr. des Stabes	Schwingungsausschlag $\varepsilon \cdot 10^4$	Vorbehandlung	Bruchschwingungszahl $n \cdot 10^{-6}$	Unterschied gegen unbehandelt	
				$n \cdot 10^{-6}$	%
1	11,4	(geglüht 1/2 St. bei 750°)	5,11	—	—
27	11,4	85,6 · 10 ⁶ Schwingungen bei $\varepsilon = 8,0 \cdot 10^{-6}$	5,45	+0,34	+ 7
26	11,4	80,6 · 10 ⁶ Schwingungen bei $\varepsilon = 8,0 \cdot 10^{-6}$ und geglüht 1/2 St. bei 750°	1,15	-3,96	-77

Aus den mitgeteilten Versuchen folgt also, daß bei Dauerbeanspruchung die Ermüdungsgrenze bestimmt wird durch das Wechselspiel zwischen Verfestigung und Zerrüttung des Werkstoffes⁴. Bei der üblichen Versuchsführung wird die Ermüdungsgrenze des durch die ständig vor sich gehende Kaltverformung verfestigten Stoffes ermittelt. Eine eingeschaltete Glühbehandlung bewirkt daher eine Herabsetzung der Dauerfestigkeit. Auch erklärt sich hieraus die verhältnismäßig geringe Erhöhung der Ermüdungsgrenze durch vorangegangene Kaltverformung im Vergleich zur Erhöhung der Streckgrenze, Festigkeit und Härte⁵. Weiterhin wird schon bei Beanspruchung unterhalb der eigentlichen Dauerfestigkeit der Stoff geschädigt; und nur die gleichzeitig vor sich gehende Verfestigung erhöht seine Lebensdauer auf eine praktisch unendlich lange Zeit.

Worin der eigentliche Ermüdungsvorgang besteht, bleibt noch eine offene Frage. Jedenfalls ist er schon eingeleitet, wenn die Wechselzahl nur etwa 1/6 derjenigen beträgt, die bis zum Bruch vergeht, und kann

¹ H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 112, 113.

² H. F. Moore und T. M. Jasper: Univ. Illinois Bull. Bd. 21, Nr. 39, S. 27, 78. 1924; H. J. Gough: A. a. O., S. 108.

³ Die Änderung der Kennzahlen bei einem Zugversuch, besonders auch die Einschnürung, war dagegen bei diesen Versuchen ganz gering.

⁴ Daß auch bei statischen Zugversuchen ähnlich verwickelte Verhältnisse vorliegen, konnte kürzlich W. Kuntze (Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1488, 1928) nachweisen. Diese sind aber bei gewöhnlichen Zugversuchen verborgen und treten erst bei Verwendung gekerbter Proben in die Erscheinung.

⁵ H. F. Moore und J. B. Kommers: A. a. O., S. 133; P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß VDEi Nr. 21. 1928.

dann durch Glühen nicht mehr aufgehalten werden¹. Am einfachsten vorstellbar ist mit Ludwik, Moore u. a.

¹ Bei Stab 25 (Zahlentafel 1), der mit $\frac{1}{13}$ der Bruchwechsellieferung lief, trat nach sechs Zwischenglühungen eine Beschädigung durch Stauchen in der Versuchseinrichtung ein. Deren Wirkung sollte aber durch die nachfolgende Glühung beseitigt sein. Dann würde schon nach dieser geringen Wechselzahl eine erhebliche Schädigung des Werkstoffes eingetreten sein.

eine allmähliche Unterbrechung der Atombindungen, die zur Ausbildung makroskopischer Risse führt. Ist ein Riß einmal entstanden, so bewirkt die Spannungsanhäufung in seiner Umgebung ein beschleunigtes Weiterreißen, bis schließlich der Bruch eintritt.

Herrn Prof. Memmler und Prof. Stamer danken wir für die Unterstützung der Versuche. [B 1690]

Zur Analyse des Formänderungswiderstandes.

Von R. Eisenschitz, B. Rabinowitsch und K. Weissenberg¹.

1. Einleitung.

Der Widerstand eines Körpers gegen mechanische Verformung ist nur in wenigen einfachen Fällen der Theorie zugänglich. Gerade die technisch wichtigsten Materialien können wegen ihrer mannigfaltigen und häufig noch unaufgeklärten Struktur vorläufig nur so behandelt werden, daß man ihr Verhalten mit dem einfacher Modellsubstanzen vergleicht. Eine jedenfalls exakte Beschreibung von Deformationsvorgängen besteht in der Angabe, wie die gesamte aufgewendete Deformationsarbeit sich auf die einzelnen Energieformen verteilt. Wir beschränken uns in der vorliegenden Arbeit auf die Fälle, in denen nur Wärme, kinetische und elastische potentielle Energie auftritt. In einer allgemeinen Betrachtung würde analog die auftretende elektrische, chemische usw. Energie berücksichtigt werden. Der jeweilige Zustand des Körpers kann in Dreieckskoordinaten ausgedrückt werden, wenn die zugeführte Energie gleich der Einheit gesetzt wird (Abb. 1). Ist insbesondere die Deformation durch Schub verursacht, dann bedeuten die 3 Eckpunkte des Dreiecks den Zustand der einfachen Modellsubstanzen, nämlich der Punkt *A* die reibungslose inkompressible Flüssigkeit, *B* die unendlich zähe Flüssigkeit, *C* den vollkommen elastischen Festkörper. Der Zustand der gewöhnlichen niedermolekularen Flüssigkeit liegt immer auf der Dreiecksseite *AB*. Die Darstellung einer stationären Strömung im Diagramm ist dann besonders einfach, nämlich ein Punkt auf dieser Dreiecksseite. Durch diesen wird angegeben, in welchem Verhältnis die durch Reibung in der Sekunde entstehende Wärme zu der kinetischen Energie steht, die die Flüssigkeit infolge ihrer Strömungsgeschwindigkeit enthält. Ihre Summe ist gleich der gesamten aufgewendeten Arbeit. In diesem Fall gilt das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz:

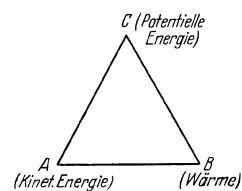


Abb. 1.

„Zwei strömende Systeme, die durch denselben Diagrammpunkt dargestellt und deren räumliche Maße geometrisch ähnlich sind, sind mechanisch ähnlich.“

Unter mechanischer Ähnlichkeit ist Gleichheit aller dimensionslosen Größen zu verstehen. Mechanisch ähnliche Systeme werden durch Änderung des Längenmaßes

ineinander umgerechnet, während die Winkel gleich bleiben. Ein Ähnlichkeitsgesetz für den Widerstand von Metallen würde beispielsweise die Berechnung der Arbeitsbedingungen bei gleichgehaltenem Schnittwinkel beinhalten.

2. Strömungsvorgänge in Solen.

Wir stellen uns die Aufgabe, die Strömungsvorgänge gewisser kolloidaler Lösungen, die man als „elastische Flüssigkeiten“ bezeichnet, zu untersuchen, um ihre Einordnung in das Energiediagramm anzubahnen. Wir beschränken uns in dieser Arbeit auf stationäre, lamellare Strömungen, wie sie sich beim Auspressen aus Kapillaren einstellen. Die gesamte aufgewendete Arbeit beträgt pQ , wobei p den Druckabfall, Q das Strömungsvolumen bedeutet. Dieselbe Größe an einer unendlich scharfkantigen Düse gleicher Weite gemessen ist bei gewöhnlichen Flüssigkeiten gleich der — aus Dichte und Geschwindigkeit berechneten — kinetischen Energie, bei elastischen Flüssigkeiten größer als diese. Es tritt also noch potentielle Energie auf. Dementsprechend ist ein solcher Vorgang durch einen Punkt im Innern des Dreiecks dargestellt.

Die Formänderung bei einer stationären lamellaren Strömung wird beschrieben durch die Relativgeschwindigkeit, mit der zwei benachbarte Schichten aneinander vorbeigleiten, also durch $\frac{\partial v}{\partial r}$. (v bedeutet die Geschwindigkeit, r den variablen Abstand von der Rohrachse.) Die deformierende Kraft ist gegeben durch das Produkt aus der Schubspannung τ und der Lamellenfläche. Der Formänderungswiderstand ist nun durch diejenigen Zahlen definiert, welche die Berechnung der Formänderung aus der Kraft ermöglichen. Für gewöhnliche Flüssigkeiten ist

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\tau}{\eta} \quad (\text{Newtonscher Ansatz}), \quad (1)$$

aus dem das Poiseuillesche Gesetz folgt:

$$Q = \frac{\pi R^4 p}{8 \eta l}. \quad (2)$$

Hierin bedeutet p den Druckabfall, Q das Strömungsvolumen, R den Rohrradius, l die Rohrlänge und η den Reibungskoeffizienten. Zur Verallgemeinerung auf Flüssigkeiten, die nicht mit dem Poiseuilleschen Gesetz folgen, entsteht die Aufgabe $\frac{\partial v}{\partial r}$ in Abhängigkeit von τ auszudrücken:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -f(\tau). \quad (3)$$

¹ Mitteilung aus den Kaiser Wilhelm-Instituten für Faserstoffchemie und physikalische Chemie und Elektrochemie.

Ist $f(\tau)$ etwa als Potenzreihe entwickelt, dann geben die dabei auftretenden Konstanten eine Kennzeichnung des Formänderungswiderstandes. Eine direkte experimentelle Messung von $f(\tau)$ ist nicht möglich, dagegen wird im folgenden Abschnitt eine Methode entwickelt, um $f(\tau)$ aus experimentell bestimmbar Größen zu berechnen.

3. Rechnerische Behandlung der Strömung in Solen.

Die Grundlage für jeden lamellaren, stationären Strömungsvorgang ist die Beziehung:

$$\tau = \frac{r p}{2l} \tag{4}$$

(τ Schubspannung, r variabler Abstand von der Rohrachse, p Druckabfall, l Rohrlänge, R Rohrradius). Wir setzen mit Rücksicht auf die Überlegungen aus Abschnitt 2 an:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -f(\tau). \tag{3}$$

Man erhält die Geschwindigkeitsverteilung:

$$v_0 - v_r = \int_0^r f(\tau) dr = \frac{2l}{p} \int_0^{\tau} f(\tau) d\tau. \tag{5}$$

v_0 errechnet sich aus der Randbedingung

$$v_R = 0, \tag{6}$$

daher ist

$$v = \frac{2l}{p} \int_R^r f(\tau) d\tau \tag{7}$$

und

$$Q = 2\pi \int_0^R v r dr = 2\pi \left(v \frac{r^2}{2} \Big|_0^R - \int_0^R \frac{r^2}{2} \frac{\partial v}{\partial r} dr \right).$$

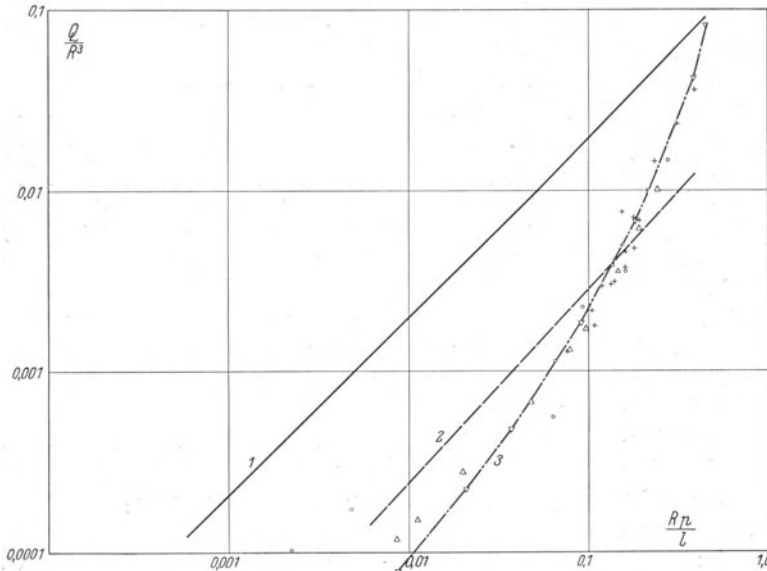


Abb. 2.

Das erste Glied verschwindet wegen (6):

$$Q = 2\pi \left(\frac{2l}{p} \right)^3 \int_0^{\tau_R} f(\tau) d\tau = 2\pi R^3 \frac{1}{\tau_R^3} \int_0^{\tau_R} f(\tau) d\tau, \tag{8}$$

wobei

$$\tau_R = \frac{R p}{2l}.$$

Man kann (8) auch schreiben:

$$Q = 2\pi R^3 F(\tau_R). \tag{8a}$$

Gleichung (8a) enthält nur direkt meßbare Variable. Ist nun $F(\tau_R)$ bekannt, so kann auf einfache Weise die Funktion $f(\tau)$ berechnet werden.

Definitionsgemäß ist

$$F(\tau_R) = \frac{1}{\tau_R^3} \int_0^{\tau_R} \frac{\tau^2}{2} f(\tau) d\tau;$$

daher ergibt sich:

$$\frac{d}{d\tau_R} F(\tau_R) = \frac{f(\tau_R)}{2\tau_R} - \frac{3}{\tau_R} F(\tau_R)$$

und schließlich:

$$f(\tau) = 6F(\tau) + 2\tau F'(\tau). \tag{9}$$

Durch diese Beziehung ist der Zusammenhang zwischen Deformation und deformierender Kraft auf meßbare Größen zurückgeführt.

4. Experimentelle Prüfung.

Das direkte Ergebnis des Experimentes sind Messungsreihen, in denen das Strömungsvolumen in Abhängigkeit entweder vom Druckabfall oder von der Rohrlänge oder von der Rohrweite aufgenommen ist. Die Theorie gibt keine Auskunft über den Verlauf einer dieser drei Funktionen, sie fordert aber einen Zusammenhang zwischen ihnen. Wenn nämlich etwa die Längenabhängigkeit gemessen wurde, so ergibt sich aus Gleichung (8a) eindeutig die Abhängigkeit von den beiden anderen unabhängigen Variablen; diese wird dann mit den beiden anderen Messungsreihen kontrolliert. Mit anderen Worten: Wenn Gleichung (8a) richtig ist, müssen die Abhängigkeiten des Q von p , R und l sich durch eine einzige Funktion $F\left(\frac{R p}{2l}\right)$ darstellen lassen. Um die Prüfung durchzuführen, wird $\frac{R p}{2l}$ als Abszisse¹, $\frac{Q}{R^3}$ als Ordinate in ein Diagramm eingetragen.

Es ist zur Bestimmung der Kurvengleichung vorteilhaft, die Koordinaten in logarithmischem Maßstabe (Abb. 2) einzutragen.

Die erste Messungsreihe wurde mit Glycerin als Standardsubstanz, die dem Poiseuilleschen Gesetz folgt, vorgenommen. In diesem Fall muß wegen

$$\frac{Q}{R^3} = \frac{2\pi}{8\eta} \cdot \frac{R p}{2l}$$

die im logarithmischen Maßstabe gezeichnete Funktion eine unter 45° geneigte Gerade sein. Dies wird durch die Versuche bestätigt.

In gleicher Weise ergeben die Messungen an mit Wasser verdünntem Honig eine unter 45° geneigte

¹ In Abb. 2 ist als Abszisse $\frac{R p}{l}$ eingezeichnet; bei dem angewendeten Logarithmenraster bewirkt dies lediglich eine Parallelverschiebung der Kurve.

Gerade. Wir haben diese beiden Poiseuilleschen Flüssigkeiten so gewählt, daß die scheinbare Zähigkeit einer elastischen Flüssigkeit je nach der angewendeten Schubspannung der Zähigkeit verschiedener Poiseuillescher Flüssigkeiten gleich ist.

Als typische elastische Flüssigkeit wurde eine Nitrozelluloselösung untersucht. Messungsreihen, bei denen die Rohrweite variiert wurde, sind im Diagramm (Abb. 2) durch Kreuze bezeichnet; ebenso bedeuten die mit Dreiecken und Kreisen bezeichneten Punkte Messungsreihen, in denen der Druckabfall bzw. die Rohrlänge variiert wurde.

Durch die Punkte läßt sich eine glatte Kurve legen. Man erkennt, daß die Streuung der Einzelwerte nicht größer ist als die Streuung innerhalb der verschiedenen Messungsreihen.

Die Messungen an der Nitrozelluloselösung werden dargestellt durch die Gleichung

$$F(\tau_R) = A \tau_R + B \tau_R^2.$$

Daraus erhält man nach Gleichung (9)

$$-\frac{\partial v}{\partial r} = f(\tau) = 8A\tau + 10B\tau^2.$$

Von Reiner¹ ist ein Ansatz gemacht worden, nach welchem eine elastische Flüssigkeit Schubspannungen unterhalb einer bestimmten „Fließfestigkeit“ ϑ auch bei dem Geschwindigkeitsgefälle 0 tragen kann:

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\eta} (-\vartheta + \tau).$$

Dieser Ansatz ist bei den von uns untersuchten Substanzen mit der Beobachtung nicht vereinbar. Trotzdem besteht insofern eine gewisse Übereinstimmung, als die von Reiner berechnete Geschwindigkeitsverteilung von der Poiseuilleschen im gleichen Sinne abweicht wie die beobachtete.

Die Versuchsergebnisse haben demgemäß den Ansatz (3) bestätigt. Es ist wahrscheinlich, daß mit Hilfe der Kapillarmethode $f(\tau)$ sich allgemein für Kolloide bestimmen läßt. In der sich im allgemeinen ergebenden Potenzreihe werden bei anderen Substanzen möglicherweise auch das nullte Glied und höhere Glieder auftreten.

5. Anisotropie der Sole.

Zwischen Substanzen, bei welchen $\frac{\partial v}{\partial r} \cdot \frac{1}{\tau}$ nach Newton eine Konstante ist, und solchen, bei denen dieser Quotient noch von der Schubspannung abhängt, besteht ein charakteristischer Unterschied. Dieser ist anschaulich so zu formulieren, daß in einer Newtonschen Substanz ein bestimmtes Geschwindigkeitsgefälle immer dieselbe Schubspannung erzeugt, gleichgültig, ob man vom Ruhezustand oder einem endlichen Geschwindigkeitsgefälle ausgeht. Gilt dagegen der Newtonsche Ansatz nicht, dann ist die Beziehung zwischen einer zusätzlichen Schubspannung und der Deformation eine verschiedene, je nachdem, ob man vom Ruhezustand ausgeht oder ob bereits ein Geschwindigkeitsgefälle vorhanden war. Dementsprechend ist nur bei Gültigkeit des Newtonschen Ansatzes η gleich für eine Deformation in der

Strömungsrichtung und senkrecht dazu; andernfalls ist der Strömungswiderstand in diesen Richtungen verschieden, d. h. die Flüssigkeit mechanisch anisotrop. Es ist bekannt, daß Sole dieser Art Strömungsdoppelbrechung zeigen, also auch optisch anisotrop sind. Man hat daher in der optischen Untersuchung ein Hilfsmittel zur Untersuchung der in der Flüssigkeit vorhandenen potentiellen Energie, deren Natur noch unbekannt ist.

6. Nichtstationäre Relaxationsvorgänge.

Bei der Dehnung eines Fadens treten gleichzeitig elastische und plastische Verformungen auf. Ihre Untersuchung ist dadurch erschwert, daß es nicht möglich ist, stationäre Zustände herzustellen. Das Diagramm (Abb. 1) läßt wieder die einfachen Grenzfälle erkennen, nämlich den vollkommen elastischen Körper im Punkt C und vollkommene Plastizität auf der Dreiecksseite AB.

Eine relaxierende Modells substanz ist von Maxwell durch die Gleichung

$$\frac{dK}{dt} = -\alpha K + \beta \frac{dl}{dt} \quad (10)$$

definiert worden. K bedeutet die Zugkraft, l die Dehnung, $\frac{1}{\alpha}$ wird als „Relaxationszeit“ bezeichnet, β ist der Elastizitätsmodul. Der Fließ- und Relaxationsvorgang können aus Gleichung (10) berechnet werden.

Für Körper, bei denen die Maxwellsche Gleichung nicht zutrifft, ist es bisweilen möglich, Fließ- und Relaxationskurven ineinander umzurechnen.

Durch Versuche an Fäden aus Viskoseseide¹ ist gefunden worden, daß deren Relaxationskurven sich durch folgende Gleichung darstellen lassen:

$$K = K_0 \varphi(t), \quad (11)$$

d. h. die relative Abnahme der Zugkraft ist eine von dieser unabhängige Zeitfunktion. Aus der Form der Gleichung ist ersichtlich, daß bei der Viskose elastische Nachwirkung auftritt. Da die Relaxationskurven Linien konstanter Dehnung sind, liegt die Annahme nahe, daß der Zustand des Fadens in diesem Falle durch K und l gegeben ist. Dann wäre der Einfluß der Vorbehandlung durch eine Größe, nämlich die tatsächlich vorhandene Dehnung, ausgedrückt. Wenn diese Annahme zutrifft, kann man aus der Schar der Relaxationskurven (l konstant, K variabel) die Fließkurven (K konstant, l variabel) berechnen. Man muß nur noch eine Annahme machen, die an den anderen bisher bekannten Materialien immer zutrifft, daß nämlich der Elastizitätsmodul als Konstante angesehen werden darf. In diesem Falle ist

$$\beta \left(\frac{\partial l}{\partial t} \right)_K = - \left(\frac{\partial K}{\partial t} \right)_l. \quad (12)$$

Dieser Ausdruck wird nach 11) berechnet mit

$$\left(\frac{\partial K}{\partial t} \right)_l = \varphi'(t) K_0(t).$$

¹ Gleichung (11) ist auf Grund von Messungen aufgestellt, die in einem nach Angaben von E. Schmid konstruierten Apparat ausgeführt wurden. Über den Apparat und die Messungen wird in der demnächst erscheinenden Berliner Dissertation von H. Smith berichtet werden.

¹ M. Reiner: Kolloid-Z. Bd. 39, S. 80. 1926.

Dabei ist unter $K_0(t)$ diejenige Zugkraft zu verstehen, unter der der Faden zur Zeit 0 hätte stehen müssen um bei konstanter Länge relaxierend, zur Zeit t auf den Wert K zu kommen. Nach Gleichung (11) ist

$$K_0(t) = \frac{K}{\varphi(t)}. \quad (13)$$

Es ist also

$$\beta \left(\frac{\partial l}{\partial t} \right)_K = -\varphi'(t) K_0(t) = -\frac{\varphi'(t)}{\varphi(t)} K, \quad (14)$$

$$l_1 - l_2 = \frac{K}{\beta} \log \frac{\varphi(t_2)}{\varphi(t_1)} \quad (15)$$

die Gleichung der Fließkurve.

Für den Maxwell'schen Fall $f(t) = e^{-\alpha t}$ bedeutet (15) eine konstante Fließgeschwindigkeit.

Die direkt gemessenen Fließkurven der Viskoseide unterscheiden sich merklich von den berechneten. Die genauere Untersuchung ist im Gange.

Wenn Gleichung (15) zutrifft, enthält sie eine Bestimmungsmethode des Elastizitätsmoduls durch Vergleich der Relaxations- und Fließkurve zu korrespondierenden Zeitpunkten.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Unterstützung unserer Arbeit zu besonderem Danke verpflichtet.

Eingegangen 14. März 1929.

Zur Ableitung einer Fließbedingung.

Von G. Sachs¹.

Eine Aufgabe, die für die Technik große Bedeutung hat, ist die Feststellung kritischer Spannungsgrenzen bei verschiedener Beanspruchung eines Werkstoffes. Es wird also z. B. danach gefragt, bei welchen Spannungsgrößen die Elastizitätsgrenze, Streckgrenze oder Fließspannung bei Verdrehung liegen, wenn die entsprechenden Werte für Zug oder Druck bekannt sind.

Die älteren Annahmen, die die größte Normalspannung oder größte Dehnung als maßgebend ansehen, sind heute verlassen. Allgemeiner Anerkennung, besonders durch die Versuche von Guest², hat dagegen die von Coulomb, Mohr u. a. entwickelte Anschauung gefunden, daß es allein auf den Größtwert der Schubspannung ankommt und dieser bei Metallen unter allen Beanspruchungszuständen annähernd konstant ist³.

Diese Fließbedingung schließt eine Aussage ein, die durch neuere Untersuchungen widerlegt worden ist. Ein Beanspruchungszustand ist durch die drei Hauptspannungen $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ gekennzeichnet, wobei σ_1 in der Regel als die größte (Zug), σ_3 als die kleinste eingeführt wird. σ_2 ist dann die sogenannte mittlere Hauptspannung. Nach Mohr, der dies ausdrücklich ausspricht, dürfte die mittlere Hauptspannung keinen Einfluß haben. Das Fließen müßte z. B. bei Zug, wo $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ ist, bei der gleichen größten Schubspannung $\tau'_{\max} = \frac{\sigma_1}{2}$ eintreten, wie bei reinem Schub (Verdrehung, gedehntes Rohr unter bestimmtem Innendruck usw.), wo $\sigma'_1 = -\sigma'_2, \sigma'_3 = 0$ und $\tau''_{\max} = \sigma'_1$ ist. Im Falle des Zuges ist aber die mittlere Hauptspannung der kleineren gleich, im Falle der Verdrehung liegt sie in der Mitte zwischen den beiden andern.

Eingehende Untersuchungen von Ludwik und Scheu⁴, Lode⁵ sowie Roš und Eichinger⁶ haben

¹ Original: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 734—736. 1928.

² J. J. Guest: Phil. Mag. (5) Bd. 50, S. 69. 1900.

³ Vom Einfluß des mittleren Druckes (hydrostatischen Druckes), der bei Metallen jedenfalls klein ist, sei zunächst ganz abgesehen.

⁴ P. Ludwik und R. Scheu: Stahleisen Bd. 45, S. 373. 1925.

⁵ W. Lode: Z. Phys. Bd. 36, S. 913. 1926; Heft 303 der Forsch.-Arb. Ing., herausgegeben vom V. d. I.; s. a. S. 733 dieses Heftes.

⁶ M. Roš und A. Eichinger: Versuche zur Klärung der Frage der Bruchgefahr. Zürich 1926.

jedoch eindeutig zum Ergebnis geführt, daß bei Verdrehung und Zug dann eine gleiche Gefahr vorliegt, wenn die Schubspannungen bei Verdrehung um rd. 10 bis 15% größer sind als bei Zug.

Dieses Ergebnis wird nun als Bestätigung einer von Huber¹ und v. Mises² eingeführten Fließbedingung gedeutet, wonach die Gestaltänderungsenergie:

$$A 4 \tau_0^2 = A \left[\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2}{2} + \frac{(\sigma_2 - \sigma_3)^2}{2} + \frac{(\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2} \right], \quad (1)$$

worin A eine Konstante und τ_0 die Schubspannung für reinen Zug sind, für die Fließgefahr maßgebend ist. Errechnet man die größte Schubspannung für konstante Gestaltänderungsenergie, so zeigt diese einen etwa parabolischen Gang mit der mittleren Hauptspannung:

$$\tau_{\max} = \tau_0 \sqrt{\frac{4}{3 + \mu^2}}, \quad (1a)$$

worin $\mu = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3}$ ist. Für Verdrehung ergibt sich der Höchstwert, der um 15,4% über dem Mindestwert für Zug liegt.

Als maßgebende physikalische Größe für die plastische Verformung von quasiisotropen Stoffen wird danach vielfach die Gestaltänderungsenergie angesehen.

Versuche an einzelnen Metallkristallen zeigen andererseits, daß für diese mit guter Annäherung ein kristallographisch ausgezeichnete Wert der Schubspannung die Fließgefahr bestimmt. Und zwar ist die Komponente der Schubspannung auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung maßgebend, die im folgenden kurz als wirksame Schubspannung bezeichnet sei, im Gegensatz zur (elastizitätstheoretischen) größten Schubspannung. Die Messungen von Schmid³ an sehr verschieden orientierten Kristallen von Zink führten zu einem gleichbleibenden Wert der Schubspannung an der Streckgrenze mit einer mittleren Abweichung von $\pm 15\%$, während die Zugspannungen im Verhältnis 1:5 standen. Bei Wismut-

¹ A. T. Huber: Čzasopismo technizne. Lemberg 1904.

² R. v. Mises: Gött. Nachr. 1913, S. 582.

³ E. Schmid: Proc. Int. Congress Applied Mechanics, S. 342, Delft 1925; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925.

* Vgl. W. Lode: a. a. O. S. 927.

kristallen¹ ergab sich ebenfalls eine gute Konstanz der Schubspannungen an der Streckgrenze. Auch Versuche an verschieden orientierten Kristallen von α -Messing (72% Cu) und veredelten Kristallen einer Aluminiumlegierung mit 5% Cu, über die demnächst berichtet werden wird, führten zu einer innerhalb ± 8 bis 10% konstanten Schubspannung an der Streckgrenze, während die Zugspannungen dabei fast im Verhältnis 1:2 verschieden ausfielen. Und auch der gesamte Kraftverlauf bei Dehnungsversuchen an Aluminium-² und Zinkkristallen³ läßt sich bei Zugrundelegung der wirksamen Schubspannung annähernd durch eine einzige Kurve wiedergeben. Ob diese Fließbedingung für Kristalle streng gilt, sei dahingestellt⁴. Jedenfalls faßt sie die Versuchsergebnisse mit guter Annäherung in einer anschaulichen Form zusammen.

Die folgende Untersuchung soll nun zeigen, daß unter der Annahme einer konstanten wirksamen Schubspannung beim einzelnen Kristall eine Fließbedingung abgeleitet werden kann, die die Abhängigkeit der größten Schubspannung im Kristallhaufwerk von der mittleren Hauptspannung in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen erfaßt⁵.

Hierzu denke man sich das Kristallhaufwerk durch ein Bündel verschieden orientierter einzelner Kristalle ersetzt, in denen stets ein dem makroskopischen Spannungszustand ähnlicher herrschen soll. Diese Annahme ist sicher nicht erfüllt und könnte für etwaige geringe Abweichungen zwischen der Theorie und dem Versuch verantwortlich gemacht werden. Die Koppelung der Kristalle sei lediglich in der Weise gedacht, daß bei überelastischer Beanspruchung in jedem Kristall die wirksame Schubspannung den gleichen Wert τ^* hat. Diese zweite Annahme dürfte bei Stoffen mit ausgesprochener Streckgrenze der Erfahrung ziemlich nahekommen. Im übrigen kann der Einfluß dieser besonderen Annahme hinsichtlich der Art der Koppelung nur von geringem Einfluß sein, da jeder der zu berechnenden Werte dadurch in gleicher Richtung beeinflusst wird.

Es sind nun für dieses Modell die elastizitätstheoretischen Größen, insbesondere die größte Schubspannung, zu berechnen. Diese Aufgabe konnte bisher geschlossen nicht gelöst werden; es sei daher lediglich versucht, einachsigen Zug und reinen Schub für Kristalle mit regulärflächenzentriertem Gitter (Al, Cu, Ni usw.), deren Gleitmechanismus bekannt ist, einander gegenüberzustellen.

Bei Zug ist das Verhältnis der wirksamen Schubspannung τ^* zur Zugspannung s schon für alle Orientierungen berechnet und mitgeteilt worden⁶. Für den vorliegenden Zweck braucht man das Verhältnis zwi-

schen der größten Schubspannung τ'_{\max} und der wirksamen Schubspannung τ^* :

$$\frac{\tau'_{\max}}{\tau^*} = \frac{s}{2\tau} = \frac{1}{2 \cos \varphi \cos \varrho}, \quad (2)$$

worin der Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale (Würfel diagonale 111) φ und zur Gleitrichtung (Würfel flächendiagonale 110) ϱ ist. Die gesamte Orientierungsmannigfaltigkeit dieser $\frac{\tau'_{\max}}{\tau^*}$ -Werte läßt sich in einem sphärischen Dreieck, Abb. 1, darstellen¹. Die Werte liegen in den Grenzen 1 und 1,85. Da das Mittel der größten Schubspannung bei gleichem Gewicht jeder

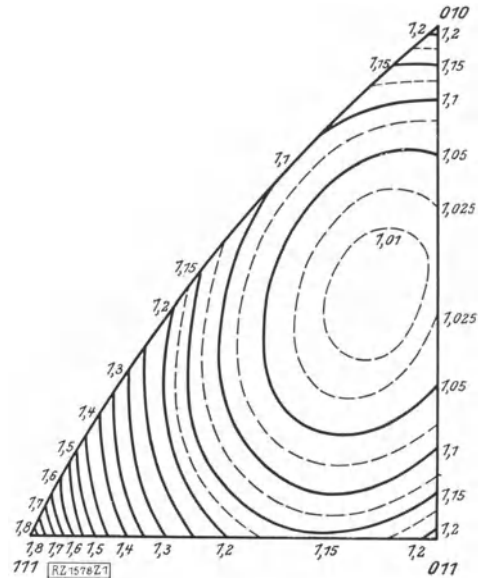


Abb. 1. Verhältnis der größten Schubspannung zur wirksamen in verschieden orientierten Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter, die auf Zug beansprucht sind.

Orientierung gesucht wird, ist das sphärische Dreieck in flächentreuer Projektion dargestellt. Der Mittelwert ergibt sich durch einfache Ausmittelung zu:

$$\frac{\tau'_{\max}}{\tau^*} \text{ (für Zug)} = 1,11_9.$$

Ist nun im allgemeinen Fall die mittlere Hauptspannung nicht gleich einer der beiden andern, so wird die Orientierung eines Stabes festgelegt durch die Lage zweier Hauptspannungen zum Kristallgitter. Für jede mögliche Orientierung muß wieder das Verhältnis der größten Schubspannung zur wirksamen ermittelt werden. Die wirksame Schubspannung ist hierbei der höchste Wert der zwölf Schubspannungen auf den verschiedenen möglichen Gleitsystemen:

Gleitfläche l	Gleitrichtung r	Gleitfläche l	Gleitrichtung r
111	011	111	101
111	101	111	110
111	101	111	011
111	011	111	110
111	110	111	101
111	101	111	011

¹ G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577. 1927. Jeder Punkt des Dreiecks gibt eine bestimmte Lage des Probestabes an; die Winkel der Stabachse zu den angeschriebenen und andern Kristallrichtungen können mit Hilfe eines passenden Netzes abgegriffen werden.

¹ M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927; G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577. 1927.

³ E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926.

⁴ Systematische Abweichungen (Erhöhung) bei hochsymmetrischen Orientierungen dürften auf Störung des einfachen Gleitmechanismus zurückzuführen sein.

⁵ Auf diese Möglichkeit weist schon L. Prandtl hin, vgl. W. Lode: a. a. O. S. 934.

⁶ Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 107. 1927.

Die Verhältniszahlen liegen jetzt in den Grenzen 1 : 2,45, was schon erkennen läßt, daß für diesen Fall die größte Schubspannung höher ausfallen muß als für Zug.

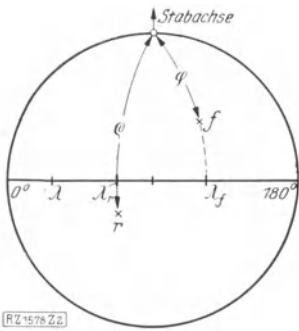


Abb. 2. Bedeutung der sphärischen Koordinaten.
 q Gleitflächennormale $[111]$,
 r Gleitrichtung $[110]$.

Zur Feststellung des Mittelwertes mittelt man zunächst über alle Orientierungen, bei denen eine bestimmte Kristallrichtung die Winkel 45° zur größten und kleinsten Hauptspannung einschließt. Es sind dies die Spannungszustände in den Oberflächenelementen eines verdrehten

und nach der betreffenden Kristallrichtung orientierten Kristallstabes. Das Verhältnis der größten zur wirksamen Schubspannung auf einem bestimmten Gleitsystem f, r an jeder Stelle des Umfanges ist auch für diesen Fall bekannt¹:

$$\frac{\tau''_{\max}}{\tau^*} = \frac{1}{A \cos(\lambda - \lambda_0)}, \quad (3)$$

worin

$$A = \sqrt{-\frac{1}{2}(\cos 2\varphi + \cos 2\varrho + \cos 2\varphi \cos 2\varrho)}$$

und

$$\lambda_0 = \arctan[(\tan^2 \varphi - 1) \operatorname{ctg}(\lambda_\varrho - \lambda_\varphi)] + \lambda_\varphi,$$

wobei λ die zweite sphärische Koordinate der Gleitflächennormale und Gleitrichtung entsprechend Abb. 2 ist.

Die Durchrechnung dieser Aufgabe wird umständlich dadurch, daß von vornherein nicht bekannt ist,

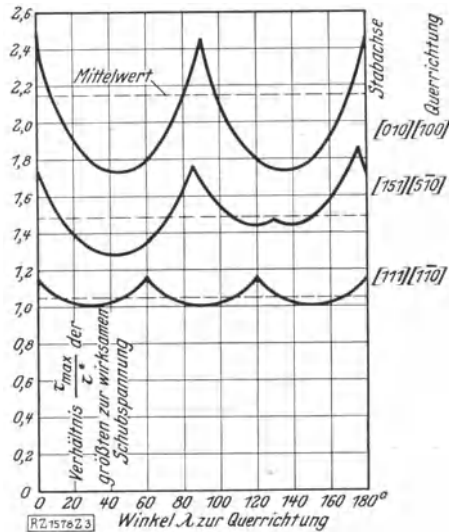


Abb. 3. Die zur Erreichung konstanter wirksamer Schubspannung bei Verdrehung von Kristallen notwendige größte Schubspannung.

welches Gleitsystem an jeder Oberflächenstelle das wirksame ist. Dies ergibt sich erst bei der graphischen Darstellung der Ergebnisse, wofür Abb. 3 einige Beispiele zeigt.

¹ H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: Journ. Inst. Metals Bd. 36, II., S. 173. 1926.

Die durch Planimetrieren bestimmten Mittelwerte lassen sich nun wieder zur Konstruktion eines Schichtliniennetzes¹ in einem sphärischen Dreieck, Abb. 4, verwenden. Hieraus ergibt sich dann als Gesamtmittelwert:

$$\frac{\tau''_m}{\tau^*} \text{ (für Verdrehung) } = 1,29_3$$

und schließlich:

$$\frac{\tau''_m}{\tau_m} = 1,15_5.$$

Die größte Schubspannung für ein Kristallhaufwerk bei Annahme einer konstanten wirksamen Schubspannung in den einzelnen Kristallen ergibt sich also für reinen Schub (Torsion) um 15,5% höher als für einachsigen Zug. Die Genauigkeit beträgt schätzungsweise $\pm 1\%$. Es berechnet sich also fast der gleiche Unterschied wie aus der Annahme konstanter Gestaltänderungsenergie (15,4%).

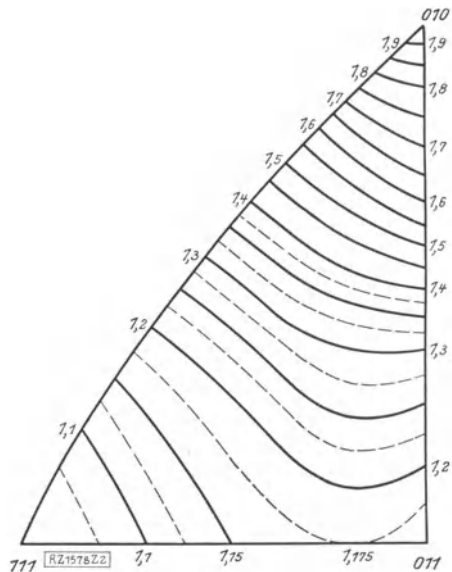


Abb. 4. Verhältnis der mittleren größten Schubspannung zur wirksamen in verschiedenen orientierten Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter, die auf Verdrehung beansprucht sind.

Wie die folgende Zusammenstellung zeigt, ergeben die neueren Versuchswerte im Mittel einen um etwa 3,5% geringeren Wert:

Forscher	Stoff	Verhältnis zwischen größter Schubspannung bei reinem Schub und Zug	
		Einzelwerte	Mittelwert
Ludwik-Scheu	Kupfer	1,14; 1,10; 1,11; 1,11	< 1,14
	Kupfer		= 1,11 ₅
Lode	Nickel	1,14; 1,12; 1,11	= 1,12
	Eisen		= 1,10
Roß-Eichinger	Eisen	1,07; 1,11; 1,13	= 1,13 ₅
		1,14; 1,13	
		Gesamtmittel	1,12 ± 0,015

Es liegt nahe, diese Abweichung auf die Wirkung der Bindung der Kristalle in einem Haufwerk zurückzuführen.

¹ Das Schichtliniennetz hat nebenbei noch die Bedeutung, daß es für ein verdrehtes dünnes Kristallrohr, bei dem in allen Kristallteilen die gleiche wirksame Schubspannung herrscht, die mittlere größte Schubspannung angibt.

Die charakteristische Verformung einzelner Kristalle zu flachen Bändern ist dadurch unterbunden, was aber gleichbedeutend ist mit einer zusätzlichen Querbeanspruchung des Kristalls. Wie das durchgerechnete Beispiel zeigt, muß dies aber bei Zug eine Erhöhung, bei Schub eine Herabsetzung der mittleren größten Schubspannung zur Folge haben. Es ist nicht aussichtslos, auch diesem Einfluß rechnerisch beizukommen.

Obwohl die Rechnung für Stoffe mit flächenzentriertem Gitter (Kupfer, Nickel) durchgeführt ist, scheint das Ergebnis auch für das körperzentrierte Eisen gut zu gelten. Wie groß das Verhältnis für niedriger symmetrische Gitter ausfällt, läßt sich vorläufig nicht übersehen¹.

Für den allgemeinen Beanspruchungsfall ist die Lösung noch nicht ermittelt. Man wird jedoch, wie die Versuchsergebnisse lehren, der Wahrheit ziemlich nahe kommen, wenn man einen parabolischen Gang der größten Schubspannung mit der mittleren Hauptspannung annimmt:

$$\tau_{\max} = \tau_0 [1 + a(1 + \mu)(1 - \mu)], \quad (4)$$

worin a für reguläre Stoffe 0,12 gesetzt werden kann, oder in allgemeinerer Form unter Berücksichtigung eines etwaigen Einflusses des hydrostatischen Druckes p :

$$\tau_{\max} = \tau(p) [1 + a(1 + \mu)(1 - \mu)], \quad (4a)$$

worin $p = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$ und $\tau(p)$ eine bisher noch unbekannte Funktion ist, die für Metalle wenig veränderlich ist.

¹ Vgl. P. Ludwik: Ber. Werkstoffausschuß V. d. E. 1928. Nr. 121.

Für rechnerische Zwecke bietet die Gestaltänderungsenergie-Bedienung [1] und [1a] nach wie vor eine gute Darstellung des experimentellen Befundes. Damit kann aber noch keineswegs begründet werden, daß sie auch als physikalisch maßgebende Größe anzusehen ist. Sie entwickelt sich aus den Vorstellungen der Stetigkeitsmechanik. Für den Kristallbau hat sich aber die atomistische Anschauung als so fruchtbar erwiesen, daß kein Grund vorliegt, eine dahingehende Erscheinung andersartig zu deuten. Die jüngste Entwicklung der Physik lehrt allgemein, daß jede Erscheinung sich sowohl quantenhaft als auch kontinuierlich beschreiben läßt¹. Welches Verfahren man im einzelnen Fall anwenden wird, ist eine reine Zweckmäßigsfrage².

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird ein erster Versuch gemacht, Erscheinungen bei bleibender Verformung von Kristallhaufwerken aus den Eigenschaften einzelner Kristalle abzuleiten. Ein Vergleich von Zugbeanspruchung und Verdrehungsbeanspruchung bei konstanter wirksamer Schubspannung in den Kristallgleitflächen regulärflächenzentrierter Kristalle ergibt für Verdrehung eine um 15,5% höhere größte Schubspannung als für Zug oder Druck. Die von verschiedenen Forschern mitgeteilten Versuchswerte für Kupfer, Nickel und auch Eisen führen für diesen Unterschied zu einem Mittelwert von $12 \pm 1,5\%$.

¹ R. v. Mises hat kürzlich auch einen Versuch unternommen, die Fließerscheinungen bei Kristallen durch Spannungsfunktionen zu beschreiben.

² Vgl. P. P. Ewald: Aufbau der festen Materie. Handbuch der Physik Bd. 24, S. 284.

Festigkeit und Plastizität von Metallkristallen.

Von E. Schmid¹.

Die Eigenschaften unserer (vielkristallinen) metallischen Werkstücke werden von zwei Faktoren bestimmt: den für das betreffende Metall charakteristischen Eigenschaften des Einzelkornes und den zusätzlichen Veränderungen, die diese Eigenschaften durch den Zusammenritt der Kristalle zu einem innigen Korngefüge erleiden. Ein wirkliches Verständnis des Verhaltens der Metalle kann demgemäß nur durch Untersuchungen nach diesen beiden Richtungen hin vermittelt werden. Soweit sie das Einzelkorn betreffen, sind systematische Arbeiten seit einer Reihe von Jahren im Gange. Im nachfolgenden soll eine kurze Übersicht über Untersuchungen gegeben werden, die sich mit den technologisch wichtigen Eigenschaften des Einzelkristalles, der Festigkeit und Plastizität, befassen.

1. Kristallographische Grundlagen.

Wenn ein Kristall einer mechanischen Beanspruchung, beispielsweise einem gewöhnlichen Zugversuch, unterworfen wird, können folgende Fälle eintreten: Entweder bricht der Kristall in einer muscheligen, mehr oder

minder quer zur Zugrichtung verlaufenden Fläche durch, ähnlich wie dies auch Gläser tun; oder der Kristall reißt nach einer glatten, ebenen Kristallfläche, die im allgemeinen keineswegs mehr parallel zu der mechanisch durch den größten Normalzug ausgezeichneten Fläche senkrecht zur Zugrichtung liegt (vgl. Abb. 1). Ist der Kristall dagegen nicht spröde, sondern plastisch, so führt die Beanspruchung zu einer bleibenden Deformation zufolge Translation oder mechanischer Zwillingsbildung, Mechanismen, die in den beiden, in den Abb. 2 und 4 dargestellten Holzmodellen veranschaulicht sind.

Bei der Translation bilden sich im Kristall parallel zu wichtigen, kristallographischen Flächen (und nicht zu der mechanisch ausgezeichneten Ebene größter Schubspannung) Schichten aus, die in Richtung wichtiger Gitterkanten aneinander abgleiten. Dieser Dehnungsmechanismus, der zu sehr erheblichen Dehnungsbeträgen führen kann (bei Metallkristallen bis zu vielen Hunderten von Prozenten), ist mit einer sehr auffälligen Querschnittsänderung (Bandbildung bei kreiszylindrischer Ausgangsform) verknüpft. Er bewirkt auch, daß das Kristallgitter sich in ganz bestimmter Weise in bezug auf die Kraftrichtung dreht und ist so die Veranlassung

¹ Original: Metallwirtschaft Bd. 7, S. 1011, 1928.

zur Ausbildung der als „Deformationstexturen“ bezeichneten Gefügeregelung kalt bearbeiteter Metalle. Die kristallographische Kennzeichnung der Translation erfolgt durch Angabe der Translationsfläche (T) und der Translationsrichtung (t). Die Spuren der Translations-

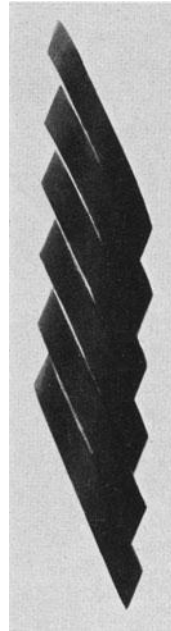
Teilen des Kristalls in eine in bezug auf eine bestimmte Ebene (Zwillingssebene) symmetrische Stellung zur Aus-



Abb. 1. Reißstelle eines Tellurkristalls (nach E. Sch. und G. Wassermann).



a



b



c

Abb. 2. Schema der Translation (nach H. Mark, M. Polanyi und E. Sch.).
a) Zylindrischer Ausgangskristall mit freigelegter Translationsfläche. Der parallel einer Seitenkante des aufgedruckten Sechsecks verlaufende Pfeil stellt die Translationsrichtung dar. b) Seitenansicht, c) Vorderansicht des gedehnten Modelles.

flächen sind auf der Mantelfläche gedehnter (ursprünglich kreiszylindrischer) Metallkristalle häufig als deutlich sichtbare, elliptische Streifung erkennbar (Abb. 3).

Die mechanische Zwillingsbildung beruht in ihrem einfachsten Fall auf einem plötzlichen Umklappen von

gangslage. Der Vorgang kann auch als ein Abgleiten parallel zur Zwillingssebene aufgefaßt werden, wobei der Betrag der Abgleitung proportional der Entfernung von der Zwillingssebene (Gleitebene) ist (Abb. 4). Wendet man diesen Mechanismus auf einen kugelförmigen Kristall mit der Äquatorebene als Gleitebene an,

so bleiben zwei Ebenen als Kreise erhalten, die Äquatorgleitebene (Zwillingssebene) und eine in einem gewissen Winkel zu ihr geneigte Ebene. Diese beiden „Kreisschnittsebenen“ (K_1 und K_2) werden zur kristallographischen Charakterisierung der mechanischen Zwillingsbildung verwendet. In der Regel wird auch noch der Betrag der Abgleitung einer im Abstand l von der Gleitebene befindlichen Ebene, die Schiebung s (die aus dem Winkel der beiden Kreisschnittsebenen berechenbar ist) angegeben. Das auf diese Weise erreichte Ausmaß der Dehnung ist nur klein; es übersteigt selten einige wenige Prozente. Einige Beispiele für die Ausbildung von Zwillingslamellen in beanspruchten Metallkristallen sind in Abb. 5 wiedergegeben. Auch im Falle der Zwillingsbildung ist die Gleitebene kristallographisch und nicht mechanisch bestimmt.

Bei der Spaltung nach Kristallflächen, der Translation und der mechanischen Zwillingsbildung äußert sich somit in sehr auffälliger Weise die durch den Gitterbau bedingte Anisotropie der Kristalle auch in mechanischer Hinsicht. Der Kristall wählt gewisser-

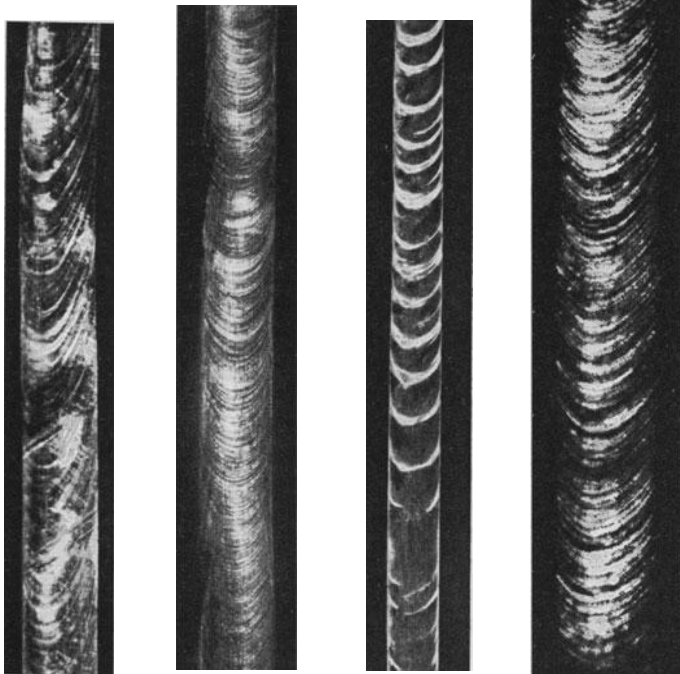


Abb. 3. Translation im Einzelkristall, Blick senkrecht zur Bandfläche.
a) Zink, b) Kadmium, c) Zinn, d) Wismut.

maßen aus dem angelegten Spannungsfeld nur jene Komponenten aus, die seinem Gitterbau angepaßt sind. Die an reinen Metallkristallen bisher festgestellten Spalt-

tung stimmen zwar die verschiedenen Autoren überein, über die Translationsfläche besteht hingegen noch keine Einhelligkeit.

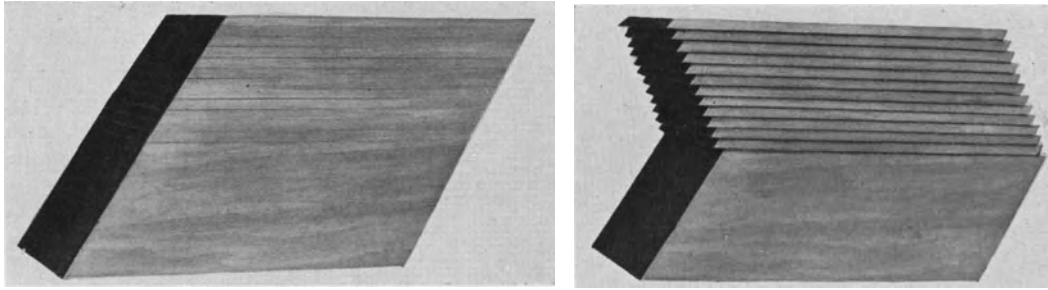


Abb. 4. Schema der mechanischen Zwillingsbildung (nach O. Mügge).
a) Ausgangskristall, b) Deformationszwilling.

flächen, Translations- und Schiebungselemente sind in den Zahlentafeln 1 und 2 zusammengestellt. Hierzu kommen noch die an verschiedenen α -Mischkristallen des Kupfers, des Aluminiums und des Zinks erhaltenen Ergebnisse bezüglich Translation, die sämtlich Übereinstimmung mit den reinen Metallen ergaben. β -Messing, das kubisch-raumzentriert kristallisiert, ergab nach Taylor und v. Göler und Sachs $T = (101)$, $t = [111]$.

2. Bruchgefahr von Metallkristallen.

Außer den bisher geschilderten, rein kristallographischen Feststellungen haben die Untersuchungen an den Metallkristallen insbesondere auch eine Beantwortung der Frage nach der Bruchgefahr der Kristalle ermöglicht für den Fall des Bruches durch Zerreißen entlang einer glatten Reißfläche bzw. durch Einsetzen von Translation. Der Weg, der zur Untersuchung der Bruchgefahr von Metallkristallen beschritten wurde, bestand darin, daß Kristalle mit verschiedener Orientierung der Reißfläche bzw. der Translationsselemente zur Längsrichtung Zugversuchen unterworfen und sodann die beobachteten Werte von Zerreißfestigkeit bzw. Streckgrenze in Beziehung zur Lage des Kristallgitters gebracht wurden.

a) Zerreißen entlang kristallographischer Spaltebenen.

In Abb. 6 ist der Querschnitt eines kreiszylindrischen Kristalls vom Querschnitt 1 dargestellt. Die senkrecht zur Zeichenfläche unter dem Winkel χ zur Längsrichtung stehende Reißfläche ist durch die Strecke AB gegeben.

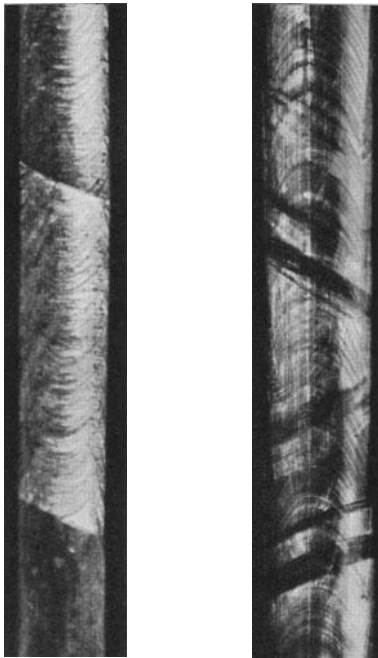


Abb. 5. Zwillingsbildung im Einkristall.
a) Zink, b) Kadmium.

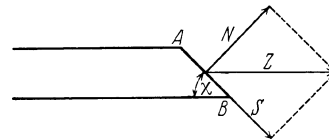


Abb. 6. Komponentenzersetzung der Zugspannung.

Die im Augenblick des Zerreißen herrschende Zugspannung Z wird in bezug auf die Reißfläche in eine Normalspannung N und eine Schubspannung S zerlegt. Wie man sich leicht überzeugt, erhält man dafür die Ausdrücke

$$N = Z \cdot \sin^2 \chi \dots \dots \dots (1)$$

$$S = Z \cdot \sin \chi \cos \chi \dots \dots \dots (2)$$

Die Ergebnisse der bisherigen Versuche an Metallkristallen kann man nun dahin zusammenfassen, daß das Zerreißen stets dann eintritt, wenn ein für das Metall und die betreffende Kristallfläche charakteristischer Wert der Normalspannung senkrecht zur Spaltfläche erreicht wird. Die Zerreißfestigkeit selbst ist von der Lage der Spaltfläche zur Zugrichtung abhängig und ändert sich innerhalb weiter Grenzen. Eine anschau-

Aus Zahlentafel 1, die auch die dichtest belegten Gitterebenen und -richtungen enthält, geht hervor, daß die Translationsfähigkeit bei den Metallkristallen in sehr auffälliger Weise mit der Belegungsichte zusammenhängt. Die dichteste Gitterkante erweist sich stets als die beste Translationsrichtung, und auch die dichteste Netzebene ist in der Regel die beste Translationsfläche. Gewisse Unsicherheiten bestehen noch bei den raumzentrierten Kristallen; bezüglich der Translationsrich-

Zahlentafel 1. Spaltung und Translation von Metallkristallen.

Metall	Kristallsystem	Spaltfläshen	Translations-		Dichtest belegte Gitter-		Beobachter
			ebenen (T)	richtungen (t)	ebene	richtung	
Kupfer . . . Silber . . . Gold . . . Aluminium . . .	regulär-flächen-zentriert		(111)	[101]	(111)	[101]	Mügge, Ewing, Rosenhain, Elam Taylor, Elam, Gough
Wolfram . . . α -Eisen . . .			regulär-raum-zentriert	(100) (100)	(112) (101) — (101), (112), (123)	[111]	
Zink Kadmium . . .	hexagonal	(0001) (1010)	(0001)	[1010]	1. (0001) 2. (1010)	[1010]	Mark, Polanyi Schmid Schmid und Sutter
Zinn		tetragonal	(100) (110)	[001] [011] [111]	1. (100) 2. (110)		
Antimon . . . Wismut . . .	rhomboedr.	(111) { 1. (111) 2. (111) }	(111)	[101]	(111)	[101]	Polanyi, Schmid Georgieff
Tellur		rhomboedr.	(1010)	(1010)			

Zahlentafel 2. Schiebungselemente von Metallkristallen.

Metall	Gitterart	Gleitfläche K_1	2. Kreisschnittsebene K_2	Größe der Schiebung S	Beobachter
Cu	regulär-flächenzentriert	(111)			Phillips
α -Messing		regulär-raumzentriert	(112)	(112)	
α -Fe	tetragonal	(331)	(111)	0,1197	Mügge
As	rhomboedrisch	(011) ?	(100)	0,2562	Mügge
Sb		(011)	(100)	0,1463	
Bi		(011)	(100)	0,1176	
Zn		(1012)	(1012)	0,1428	
Be	hexagonal, dichteste Kugelpackung	(1012)			Mathewson und Phillips, Schmid und Wassermann
Mg					
Cd					

liche Vorstellung ihrer Orientierungsabhängigkeit gewinnt man mit Hilfe räumlicher Modelle (Festigkeitskörper), wie sie beispielsweise für die Zerreißfestigkeit von Zinkkristallen bei -185°C und von Tellurkristallen in den Abb. 7 und 8 wiedergegeben sind¹. Eine Zusammenstellung der wenigen bisher bekannten Grenznormalspannungen ist in Zahlentafel 3 enthalten.

Am Steinsalz war dieses Gesetz der Konstanz der kritischen Normalspannungen schon vor etwa 60 Jahren von Sohncke aufgefunden worden. Voigt glaubte indes seine Unrichtigkeit durch Beobachtungen über den Einfluß der Orientierung der Seitenflächen auf die Zerreißfestigkeit von Steinsalzprismen nachgewiesen zu haben, und so war der Sohnckesche Befund wieder völlig in Vergessenheit geraten.

¹ Diese und auch die weiteren Modellkörper sind so zu verstehen, daß die untersuchte Eigenschaft (hier die Zerreißfestigkeit) gegeben ist durch die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt des Körpers bis zur Oberfläche für eine Richtung, die durch die Richtung des Radiusvektors zu den Kristallachsen gegeben ist.

b) Plastische Dehnung durch Translation.

Die Untersuchung der Streckgrenze von Kristallen mit verschiedener Lage der Translationselemente zur Zugrichtung ergab in den zahlreichen bereits untersuchten Fällen, daß hier der Wert der Schubkomponente in der Translationsfläche und -richtung maßgebend ist. Diese Schubspannung ist durch die Gleichung (2) gegeben, in der Z nun die Streckgrenze und χ den Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsfläche bedeuten¹. Unabhängig von der gleichzeitig auf die Translationsfläche wirkenden Normalspannung (sie schwankte in den Versuchen wie 50 : 1) tritt deutliche plastische Dehnung dann ein, wenn eine bestimmte kritische Grenzschubspannung in der Translationsfläche erreicht ist. Die Streckgrenze wird ebenso wie die Zerreißfestigkeit

¹ Die exakte Formel heißt hier: $S = Z \sin \chi \cos \lambda$, wobei λ der im allgemeinen mit χ nicht übereinstimmende Winkel zwischen Zugrichtung und Translationsrichtung ist. (Abweichung der Translationsrichtung von der großen Achse der Translationsellipse, Abb. 2).

eine Funktion der Richtung, in der man sie bestimmt. Die Abb. 9 und 10 zeigen diese Orientierungsabhängigkeit an zwei Beispielen von Fließgefahrkörpern, dem des Zinkkristalles für gewöhnliche Temperatur und dem

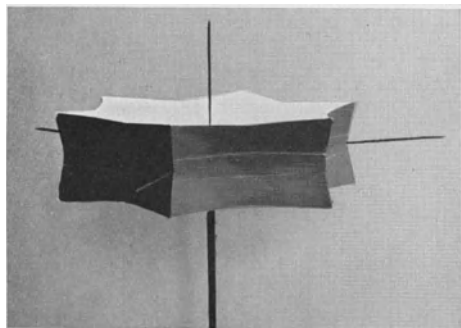


Abb. 7. Festigkeitskörper des Zinkkristalls für -185°C .

flächenzentrierter Kristalle. Insbesondere im Falle des Zinks zeigt sich, wie außerordentlich stark die Streckgrenze von der Orientierung beeinflusst wird. Die des festesten Kristalls beträgt hier das 8,1fache des für den schwächsten gültigen Wertes.

Zahlentafel 3.

Festigkeit verschiedener Metallkristalle.

(Nach E. Schmid und M. Georgieff, P. Rosbaud und G. Wassermann.)

Normalfestigkeit der Hauptspaltflächen.

Metall	Temperatur °C	Spaltfläche	Normalfestigkeit g/mm ²
Zink	-185	(0001)	180
		(1010)	1820
Wismut	-80 bis 20	(111)	324
Tellur	20	(1010)	431

Schubfestigkeit der Haupttranslationssysteme.

Zink-Kadmium Mischkristalle			Zink-Kristalle mit Einlagerungen von Zink-Zinn-Eutek- tikum		Wismut-Kristalle	
Kad- mium %	Tem- peratur °C	Schubfestig- keit der Basis in g/mm ² (in d. [1010]- Richtung)	Zinn %	Schubfestig- keit der Basis in g/mm ² (in d. [1010]- Richtung) bei 20° C	Tem- peratur °C	Schubfestig- keit der Basis in g/mm ² (in der [110]- Richtung)
0,03	-185	126	0	94	-80	<625
0,03	20	94	0,1	244	20	221
0,13		274	0,5	313	100	168
0,53		815	1,0	322	150	131
1,03		1186	1,5	373	200	101
			2,0	355	250	103

Eine Zusammenstellung der für die Plastizität der Metallkristalle charakteristischen Werte der kritischen Grenzschubspannungen der Haupttranslationssysteme findet sich ebenfalls in Zahlentafel 3. Hierzu kommen noch die kürzlich von Sachs gemeinsam mit Karnop und Masima ermittelten Werte der kritischen Schubspannung der (111)-Fläche (in der [101]-Richtung) von 9300 g/mm² für veredelte Aluminium-Kupfer-Kristalle (5% Cu) und von 1440 g/mm² für α -Messingkristalle (72% Cu).

Bei dieser Sachlage könnte man daran denken, auf mechanischem Wege eine Bestimmung der noch strittigen Translationsfläche raumzentrierter Kristalle zu versuchen. Es ist ja anzunehmen, daß die Art der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze dieser Kristalle eine verschiedene ist, je nach der wirkenden Translationsfläche. Rechnet man sich nun unter den Annahmen

- $$\left. \begin{array}{l} T \quad t \\ 1. (10\bar{1}) \\ 2. (11\bar{2}) \\ 3. \text{ banal} \end{array} \right\} [111]$$

die Fließgefahrkörper aus, so erhält man die in der Abb. 11 wiedergegebenen Schnitte mit der Würfel- und Rhombendodekaederfläche. Die zufolge der verschiedenen Wahl der Translationsfläche zutage tretenden Unterschiede sind deutlich erkennbar; sie betragen bis zu 17% und

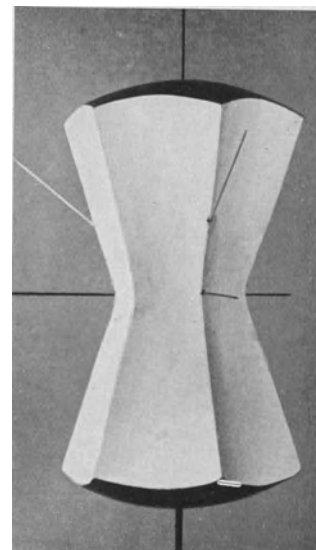


Abb. 8. Festigkeitskörper des Tellurkristalles (nach E. Sch. und G. Wassermann).

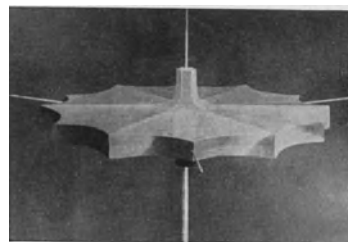


Abb. 9. Fließgefahrkörper des Zinkkristalles.

lassen so erwarten, daß man durch eine exakte experimentelle Bestimmung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze raumzentrierter Kristalle und Vergleich mit den hier unter verschiedenen Annahmen berechneten, eine Entscheidung über die Translationsfläche gewinnen könnte.

Völlig abweichend von der hier gegebenen Darstellung hat v. Mises kürzlich versucht, mit Hilfe einer allgemeinen quadratischen Funktion der 6 Spannungsgrößen (Normalspannungen und Schubspannungen) zu einer Fließbedingung der Kristalle zu gelangen. Es würde jedoch zu weit führen, des näheren darauf einzugehen. Hervorgehoben sei hier nur noch, daß es Sachs kürzlich gelungen ist, unter Annahme des Gesetzes von

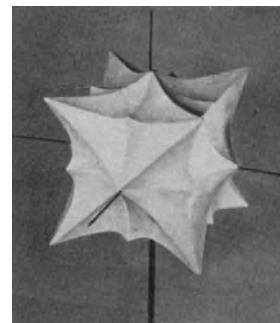


Abb. 10. Fließgefahrkörper kubisch-flächenzentrierter Kristalle.

der Konstanz der Grenzschubspannung im Translations-system den experimentell beobachteten Unterschied in der Torsions- und Zugelastizitätsgrenze regulärer, vielkristalliner Metalle zu begründen.

unter der Annahme konstant bleibender Schubfestigkeit für verschiedene Ausgangslagen der Translationsfläche ergeben würden. In allen Kurven sinkt die Last mit zunehmender Dehnung ab. Die Stärke dieser

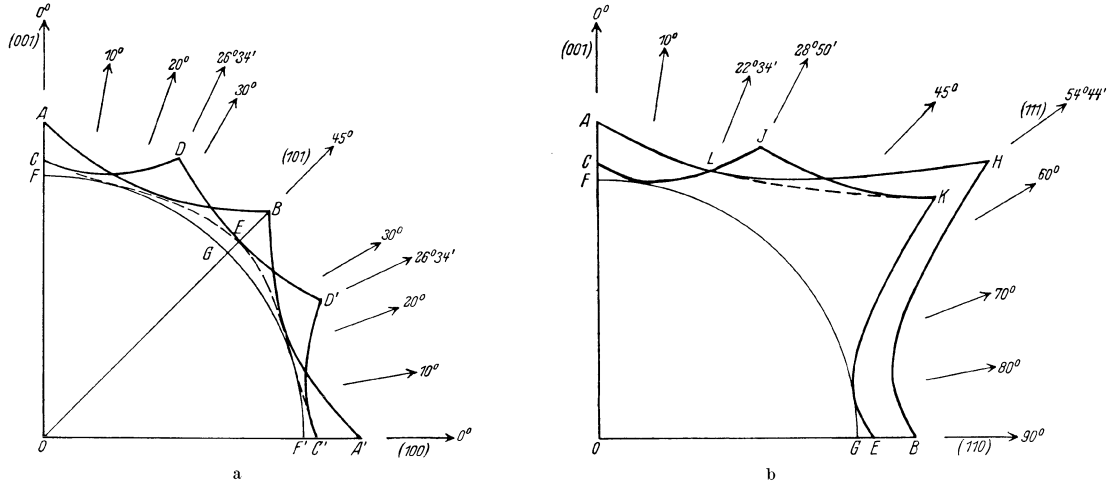


Abb. 11. Fließgefahrkörper regulär raumzentrierter Kristalle. a) Schnitt mit einer Würfelfläche. b) Schnitt mit einer Rhombendodekaederfläche.

3. Schubverfestigung bei Translation.

An die Feststellung, daß der Beginn der deutlichen Abgleitung an die Erreichung einer bestimmten, kritischen Schubspannung im Translationsystem gebunden

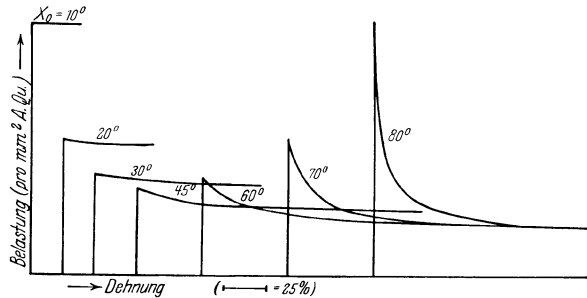


Abb. 12. Theoretische Dehnungskurven von Einkristallen. Berechnet unter der Annahme konstant bleibender Schubfestigkeit der Translationsfläche.

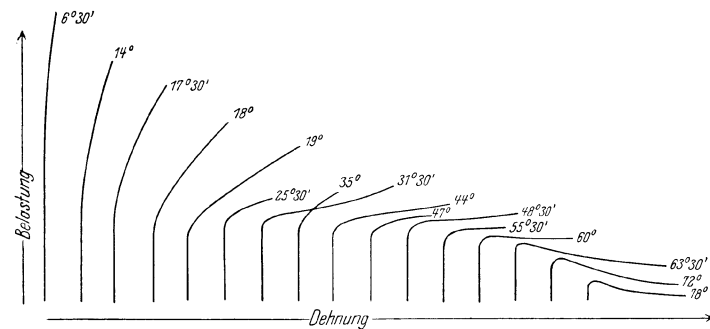


Abb. 13. Dehnungskurven von Zinkkristallen (nach P. Rosbaud und E. Sch.). Die Stellungswinkel der Basistranslationsfläche sind bei den einzelnen Kurven angeschrieben.

ist, schließt sich sofort die weitere Frage an, ob die Schubfestigkeit der Translationsfläche nun während der Dehnung konstant bleibt oder sich verändert. In besonders klarer Weise kann hierauf mit Hilfe der Abb. 12 und 13 eine Antwort gegeben werden. Abb. 12 stellt zunächst für den Fall einer einzigen Translationsfläche eine Schar berechneter Dehnungskurven dar, wie sie sich

Lastabnahme hängt, wie Abb. 12 zeigt, in sehr ausgeprägtem Maß von der Ausgangslage der Translationsfläche ab. Je quarer diese liegt, um so stärker sinkt die Last mit zunehmender Dehnung. In Abb. 13 sind diesen theoretischen Kurven experimentelle Kurven gegenübergestellt, die an Zinkkristallen verschiedener Orientierung in einem Schopperschen Festigkeitsprüfer erhalten worden sind. Aus dem (besonders bei sehr schräger Ausgangslage sehr starken) Lastanstieg während der Dehnung (auch die einen anfänglichen Lastabfall aufweisenden Kurven zeigten bei weiterer Dehnung der Kristalle wieder einen Anstieg der Last) folgt, daß die Schubfestigkeit der Translationsfläche keineswegs konstant bleibt, sondern eine erhebliche Erhöhung erfährt. Der Zinkkristall weist also eine deutliche „Schubverfestigung“ während der plastischen Dehnung durch Translation auf, worauf Polanyi als erster hingewiesen hat.

Die in Abb. 13 dargestellte Kurvenschar zeigt weiterhin aber auch, daß diese Verfestigung doch weitgehend kristallographisch gesetzmäßig erfolgen muß. Die Steilheit der Kurven nimmt einsinnig mit zunehmendem Stellungswinkel der Translationsfläche ab. Wie eine Transformation der Koordinaten der üblichen Darstellung der Dehnungskurve (Last/mm² Ausgangsquerschnitt und Dehnung) auf dem Mechanismus der Translation besser entsprechende, kristallographische Koordinaten (Schubspannung in der Translationsfläche und Abgleitung) lehrt, ist das ganze Spektrum der zu verschiedenen Orientierungen

gehörigen, üblichen Dehnungskurven durch eine einzige Kurve darstellbar. Diese „Verfestigungskurve“, die die Schubfestigkeit (S) der Translationsfläche als Funktion der Abgleitung (a) darstellt, verläuft für Zinkkristalle mit guter Näherung linear und ist somit durch einen Ausdruck von der Form $S = S_0 + k \cdot a$ darstellbar, worin S_0 die Schubfestigkeit im Ausgangszustand

und k eine Konstante (von der Dimension einer Spannung) bedeutet¹. Mit Hilfe dieses Ausdruckes läßt sich in einfacher Weise die Gleichung der Schar der orientierungsabhängigen üblichen Dehnungskurven gewinnen, welche als Parameter die Ausgangswinkel χ_0 und λ_0 von Translationsfläche und -richtung enthält. Es ergibt sich für die auf den Ausgangsquerschnitt bezogene Last (Q) als Funktion der Dehnung (d) der Aus-

$$Q = \frac{d}{\sin^2 \chi_0} \left(k + \frac{S_0 \sin \chi_0 - k \cos \lambda_0}{\sqrt{d^2 - \sin^2 \lambda_0}} \right).$$

Ein ähnliches Ergebnis erhielten Karnop und Sachs auch an Aluminiumkristallen. Auch hier ist die Dehnungskurve in sehr ausgeprägtem Maß von der Lage der Translationssysteme abhängig und auch hier beschreibt eine einzige Verfestigungskurve die Beobachtungen in befriedigender Weise. So wie die Zerreißfestigkeit und die Streckgrenze, verliert somit am Einzelkristall auch die Dehnungskurve ihre Bedeutung als charakteristische Materialfunktion. Während die beiden ersteren durch kritische Normal- und Schubspannungen der Hauptspaltflächen bzw. Translationssysteme zu ersetzen sind, tritt an die Stelle der Dehnungskurve die von der Orientierung unabhängige (in den Koordinaten Schubfestigkeit des wirkenden Translationssystems und Abgleitung gegebene) Verfestigungskurve.

Mit fortschreitender Dehnung erfährt aber nicht nur die Schubfestigkeit der wirkenden Translationsfläche eine stetige Erhöhung, auch die Schubfestigkeiten latenter Translationssysteme werden erhöht. Desgleichen steigen hierbei die kritischen Normalspannungen der Spaltflächen des Kristalls (Reißverfestigung). Durch Temperaturerhöhung oder auch durch Lagernlassen bei gewöhnlicher Temperatur können diese Erhöhungen der kritischen Grenzspannungen ohne Korneubildung (Rekristallisation) wieder — bisweilen völlig — rückgängig gemacht werden, eine Erscheinung, die als Kristallerholung (Kristallvergütung) bezeichnet worden ist. Durch Wechselbeanspruchung erfolgt die Schub- und Reißverfestigung ungleichartig in dem Sinne, daß eine Erhöhung der Brüchigkeit des Kristalls eintritt. Misch-

¹ Die Abgleitung ist dabei, worauf Sachs hinwies, auf die Einheitsdicke des Gleitschichtenpaketes und nicht, wie seinerzeit in einer gemeinsamen Arbeit mit Rosbaud, auf die Einheitslänge des Kristalls zu beziehen.

kristallbildung und Einlagerung fremder Kristallarten sind von erheblichem Einfluß auf die kritischen Grenzspannungen. Alle diese Punkte, die zur Zeit in experimenteller Bearbeitung stehen, sollen hier aber nur angedeutet sein und zum Schluß sei nur noch ganz kurz das wenige aufgeführt, das wir heute über die Bedeutung des zweiten Mechanismus der plastischen Kristalldeformation, der mechanischen Zwillingsbildung, für die Deformierbarkeit der Kristalle wissen.

4. Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung für die plastische Kristalldeformation.

Hier handelt es sich vorläufig erst um mehr qualitative Aussagen über die Rolle, die die mechanische Zwillingsbildung für die Verformbarkeit und für die Verfestigung der Kristalle spielt. Für ein quantitatives Gesetz, welches analog jenen für das Zerreißen bzw. das Einsetzen von Translation, das Einsetzen von mechanischer Zwillingsbildung beherrscht, sind heute noch kaum Anhaltspunkte vorhanden.

Bereits eingangs war hervorgehoben worden, daß das Ausmaß der Deformation durch mechanische Zwillingsbildung an sich stets klein bleibt und wenige Procente selten übersteigt. Und doch kommt auch diesem Dehnungsmechanismus, allerdings in indirekter Weise, große Bedeutung für die Plastizität der Kristalle zu. Durch die mit ihm einhergehende Umklappung des Gitters kann nämlich, was besonders bei Kristallen mit singulärer Translationsfläche eine große Rolle spielt, eine vorher ungünstig (unter kleinem Winkel) zur Deformationsrichtung liegende Translationsfläche in eine für ausgiebige Translation erheblich günstigere Lage gelangen. Die mechanische Zwillingsbildung kann so die Veranlassung zu einer weiteren, sehr erheblichen plastischen Dehnung durch Translation werden, ein Fall, der in sehr ausgeprägtem Maß an Zink- und Kadmiumkristallen beobachtet wird.

Über die Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung für die Verfestigung läßt sich heute nur sagen, daß sie allem Anschein nach mit einer erheblichen (bei Zinkkristallen etwa 100% betragenden) un stetigen Erhöhung der Schubfestigkeit der Translationssysteme verknüpft zu sein scheint. Es ist zu hoffen, daß im Gang befindliche Untersuchungen auch über diese, sowohl vom praktischen wie theoretischen Standpunkt interessante Frage weitere Klarheit bringen werden.

Über die Dehnung von Kadmiumkristallen.

Von W. Boas und E. Schmid¹.

Die Mechanismen der plastischen Deformation von Metallkristallen sind durch eine große Zahl von Arbeiten in den letzten Jahren sichergestellt worden. Stets haben sich auch hier, wo die Deformation bisweilen außerordentlich hohe Beträge erreicht, die beiden in der Kristallographie seit über 50 Jahren bekannten Deformationsvorgänge, Translation und mechanische Zwillingsbildung als wirksam erwiesen. Die Spaltung nach ebenen

Kristallflächen tritt zu diesen beiden, den Zusammenhang des Versuchskörpers während der Deformationsarten bei einigen Metallkristallen als ein weiterer Vorgang bei überelastischer Beanspruchung¹.

¹ Für neuere zusammenfassende Darstellungen vgl. z. B. M. Polanyi: Naturwissensch. Bd. 16, S. 285. 1928; C. H. Mathewson: Ann. Lecture, A. I. M. M. New York 1928; E. Schmid: Metallwirtsch. Bd. 7, S. 1011. 1928. Noch nicht völlig geklärt scheinen die Verhältnisse bei raumzentrierten Metall- und Legierungskristallen. G. J. Taylor und C. F.

¹ Original: Z. Phys. Bd. 54, S. 16. 1929.

In quantitativer Hinsicht hat sich ergeben, daß der Eintritt der plastischen Deformation der Kristalle, wenigstens soweit er Spaltung und Translation betrifft, durch kritische Grenzspannungen beschreibbar ist. Im Falle des spröden Zerreißen nach glatten Flächen erwies sich die Erreichung einer für die Reißfläche charakteristischen Normalspannung als maßgebend für den Bruch¹. Das Einsetzen deutlicher Translation ist an das Auftreten einer bestimmten charakteristischen Schubspannung in Translationsfläche und -richtung gebunden². Die Bedingung für das Auftreten mechanischer Zwillingsbildung ist zur Zeit noch unbekannt.

Die für die Plastizität der Kristalle wesentlichen Grenzspannungen erwiesen sich nun aber keineswegs als konstante, von der Vorgeschichte des Kristalls (Deformationszustand) unabhängige Größen. Sie werden vielmehr durch die plastische Deformation in weitestgehendem Maße Veränderungen unterworfen, die sich in der Regel als erhebliche Anstiege äußern und durch den technischen Ausdruck „Verfestigung“ umfaßt werden³. Als wesentlich sei hervorgehoben, daß sich auch hierbei kristallographische Gesetzmäßigkeiten erkennen lassen⁴.

Ebenso wie die experimentell beobachteten niedrigen Werte für die kritischen Grenzspannungen eine befriedigende gittertheoretische Erklärung heute noch nicht gefunden haben, sind auch die Änderungen dieser Größen quantitativ vorläufig noch nicht deutbar. Für eine einfache Beschreibung der Beobachtungen haben sie sich jedoch als so wertvoll erwiesen, daß wir von ihrem Standpunkt aus die sehr komplizierte Erscheinung der Kristallverfestigung zunächst kurz analysieren wollen.

A. Bedeutung der Translation.

Betrachten wir zunächst den Einfluß der Translation auf kritische Normalspannung (N_k) von Spaltflächen, kritische Schubspannung (S_k) von Translationssystemen und auf die Bedingung für das Einsetzen von mechanischer Zwillingsbildung. Zu unterscheiden ist dabei noch, ob die untersuchte Reiß- bzw. Translations- oder Zwillingsfläche mit der wirkenden Translationsfläche (T) identisch ist oder nicht.

Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112, S. 337. 1926; G. J. Taylor: Ebenda Bd. 118, S. 1. 1928; H. Gough: Ebenda Bd. 118, S. 498. 1928.

¹ E. Schmid: Proc. int. Congr. appl. Mech. Delft 1924, S. 342; M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759. 1926; G. Wassermann und E. Schmid: Ebenda Bd. 46, S. 653. 1928.

² E. Schmid: l. c.; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197. 1925; M. Georgieff und E. Schmid: l. c.; E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480. 1928; M. Masima und G. Sachs: Ebenda Bd. 50, S. 161. 1928.

³ Hierbei unterscheidet man nach M. Polanyi zweckmäßig zwischen der Zerreißfestigkeit (Normalspannung) treffenden „Reißverfestigung“ und der „Schubverfestigung“, die in einer Erhöhung der Schubfestigkeit des Translationssystems besteht. (Z. techn. Phys. Bd. 5, S. 580. 1924.)

⁴ P. Rosbaud und E. Schmid: l. c.; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116. 1927; E. Schmid: Ebenda Bd. 40, S. 54. 1926; C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 133. 1927; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480. 1928; M. Masima und G. Sachs: l. c.

1. Reißfläche identisch mit T .

Zn-Kristalle zeigten bei -185°C keinen Anstieg von N_k der Basis (Dehnungen bis 130%)¹. Wechselbeanspruchung (Torsion) bei Zimmertemperatur führt hingegen zu Reißverfestigung auf das Zwei- bis Dreifache². Weitere Versuche liegen nicht vor. Von den reinen Metallen dürfte Bi ein geeignetes Versuchsmaterial darstellen.

2. Reißfläche verschieden von T .

N_k der Prismenfläche I. Art von Zn-Kristallen steigt durch Basistranslation bis auf das Vierfache³. Bi-Kristalle würden auch hier weiteres Material liefern.

3. Translationsfläche identisch mit T .

Der Anstieg von S_k erfolgt stetig mit zunehmender Translation. Für Zn, Al, Al-Cu-Mischkristalle, α -Messing und durch die vorliegenden Versuche auch für Cd ist der als Verfestigungskurve bezeichnete Zusammenhang zwischen S_k und der kristallographischen Abgleitung (a) bekannt⁴. Auch Wechselbeanspruchung (Al, Zn) bedingt zum mindesten anfänglich erhebliche Schubverfestigung⁵. Im weiteren Verlauf tritt dann bei Zn allerdings ein für die Ermüdung des Kristalls wesentliches Absinken der Schubfestigkeit des Translationssystems ein (Abb. 1).

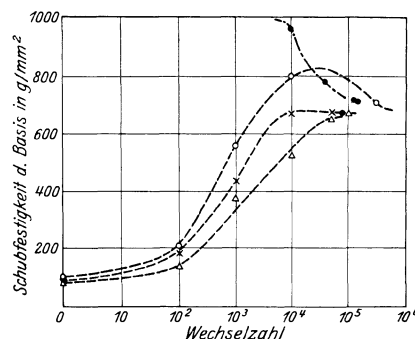


Abb. 1. Ermüdung von Zinkkristallen bei Wechseltorsion. Verdrehungsbereich 15° : — — —, Verdrehungsbereich 20° : - - - - -.

4. Translationsfläche verschieden von T .

An Al-, Cu-, Ag- und Au-Kristallen erfolgt die Verfestigung einer latenten (111)-Fläche nahezu in gleichem Maße wie die der wirksamen. Der Unterschied liegt im Sinne einer stärkeren Verfestigung der latenten⁶. Bei Sn-Kristallen zeigt sich ein latentes Translationssystem erheblich stärker verfestigt als das kristallographisch gleichwertige wirksame⁷. Deutlich stärkere Verfestigung

¹ E. Schmid: Delfter Vortrag.

² E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 20, S. 69. 1928.

³ E. Schmid: Delfter Vortrag und Z. Phys. Bd. 32, S. 918. 1925.

⁴ Siehe nebenstehende Anm. 4.

⁵ H. J. Gough, D. Hanson und S. J. Wright: Aeron. Res. Com. R. A. M. Nr. 1025. 1926; Phil. Trans. Roy. Soc. Bd. 226, S. 1. 1926; J. Inst. Met. Bd. 36, S. 173. 1926; E. Schmid: Z. Metallkunde, l. c.

⁶ G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 102, S. 643. 1923; Bd. 108, S. 28. 1925; C. F. Elam: Ebenda Bd. 112, S. 289. 1926.

⁷ M. Polanyi: Z. Krist. Bd. 61, S. 49. 1925; E. Schmid: Z. ang. Math. Mech. Bd. 5, S. 129. 1925; Z. Phys. Bd. 40, S. 54. 1926.

des latenten Systems wird auch bei Messing- und Aluminiumbronzekristallen beobachtet¹.

5. Zwillingsene K_1 identisch mit T .

Beobachtungen liegen nicht vor. Material können nur Kristalle, bei denen T keine Symmetrieebene ist, liefern.

6. K_1 verschieden von T .

Mit zunehmender Abgleitung (a) erhebliche Erschwerung der mechanischen Zwillingsbildung. (Zn^2 und die vorliegenden Versuche an Cd.)

In der Regel bewirkt somit die Translation eine mechanische Verfestigung des Kristalls.

B. Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung.

Völlig analog hätten wir nun die Bedeutung der mechanischen Zwillingsbildung zu diskutieren. Experimentelle Beobachtungen liegen hier zur Zeit nur in geringem Ausmaß vor. So wissen wir heute für Metallkristalle noch gar nichts über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf N_k von Reißflächen; entsprechende Versuche dürften am Zn und Bi (Sb) durchführbar sein.

Über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf S_k von Translationsflächen geben Versuche an Zn^3 und vor allem die vorliegenden an Cd-Kristallen Anhaltspunkte. S_k steigt dabei un stetig und sehr erheblich an. Dieser Anstieg scheint weiterhin eine Funktion der vorangegangenen Translation zu sein, derart, daß mit zunehmender Translation (also steigender primärer Verfestigung) die weitere durch Zwillingsbildung bedingte Verfestigung abnimmt.

Über den Einfluß der mechanischen Zwillingsbildung auf weitere Zwillingsbildung, also über die Frage, ob ein Deformationszwilling oder der Ausgangskristall fester gegen mechanische Zwillingsbildung ist, liegen heute noch kaum Anhaltspunkte vor. Hier dürfte vor allem maßgebend sein, ob die durch nochmalige Zwillingsbildung erzielbare plastische Deformation dem Sinne der angelegten Spannung gleich- oder entgegengerichtet ist. Ferner hat man hier zu unterscheiden zwischen Rückbildung eines Deformationszwillings und Ausbildung eines sekundären — vom Ursprungskristall verschiedenen — Zwillings. Nach der Angabe von Czochralski, daß es durch Rückbiegung von Zn-Blechen gelingt, vorher erzeugte Deformationszwillinge zum Verschwinden zu bringen, dürfte die Rückbildung in diesem Falle leichter vor sich gegangen sein als die weitere Verwilligung des Mutterkristalls⁴.

Jedenfalls haben, auch bezüglich der mechanischen Zwillingsbildung, alle quantitativen bisherigen Versuche erwiesen, daß dieser Deformationsvorgang mit einer Kristallverfestigung verknüpft ist.

Die Tatsache, daß diese Verfestigung mit zunehmender primärer Verfestigung durch vorangegangene Trans-

lation abnimmt, steht in auffälliger Parallele zu anderen Beobachtungen der Überlagerung zweier Verfestigungen, die durch verschiedene Ursachen entstanden sind. So zeigen Zn-Cd-Mischkristalle (die Löslichkeit für Cd reicht hier nur bis 1%), für die die Ausgangsschubfestigkeit mit zunehmendem Cd-Gehalt erheblich ansteigt, ein starkes Absinken der durch gleiche Translation bewirkten Schubverfestigung¹. Dasselbe Verhalten zeigen durch Wechselbeanspruchung primär verfestigte Zn-Kristalle². Das durch ein zweites Translationssystem abgelöste, primäre Translationssystem von α -Messingkristallen zeigt bei erneuter Betätigung nach der mit starker Verfestigung verbundenen Ruhezeit nur mehr sehr geringen Anstieg der Schubfestigkeit mit zunehmender Abgleitung. (Häufig wird sogar eine wenn auch schwache Schubentfestigung beobachtet³). Schließlich ist als hierher gehörig noch hervorzuheben, wofür bereits Beispiele an Zn vorliegen⁴ und an Cd-Kristallen in dieser Arbeit erbracht werden, daß die Translation im (unstetig erheblich weiter verfestigten) Deformationszwilling unter konstanter oder nur wenig steigender Schubspannung vor sich geht. Die Begrenzung der Verfestigungsfähigkeit eines Kristalls tritt in allen diesen Fällen überaus deutlich in Erscheinung.

I. Beginn der Translation von Kadmiumkristallen.

Ausgangsmaterial für die Herstellung unserer Kadmiumkristalle bildete stets Cd-„Kahlbaum“. Die Kristalle wurden nach dem Czochralskischen Ziehverfahren gewonnen; die Kühlung erfolgte mit CO_2 . Die Ziehgeschwindigkeit mußte zu sehr kleinen Werten herabgemindert werden, um Kristalle mit annähernd quer zur Drahtachse liegender Basisfläche zu erhalten. Mit einer Geschwindigkeit von 20 cm/St. wurden Kristalle nur bis zu Neigungswinkeln (χ_0) der Basis zur Längsrichtung von etwa 45° erhalten; Verlangsamung des Ziehens bis auf 5 cm/St. lieferte Kristalle mit χ_0 -Winkeln bis 79° und erst weitere Erniedrigung der Geschwindigkeit auf 1,5 cm/St. führte bis zur Querlage der Basis. Die angegebenen Werte geben somit auch einen Anhalt für die Orientierungsabhängigkeit der Kristallisationsgeschwindigkeit des Kadmiums. Auf eine weitere Bedeutung der Ziehgeschwindigkeit haben wir weiter unten noch einzugehen. Der Querschnitt der Drähte war mehr oder minder kreisförmig; sein Durchmesser lag zwischen 0,5 und 1 mm.

Die Translationselemente des Kadmiums sind dieselben wie die des Zinks. Die Basis stellt die Translationsfläche, die digonale Achse I. Art die Translationsrichtung dar. Abb. 2, die eine Drehkristallaufnahme eines weitgehend gedehnten, um die Translationsrichtung gedrehten Kristalls wiedergibt, bestätigt diesen Befund. Die aus dem Diagramm berechnete Identitätsperiode in der Translationsrichtung beträgt $3,05 \text{ \AA}$ gegenüber dem für die digonale Achse I. Art gültigen Wert von $2,98 \text{ \AA}$. Die Verteilung der Interferenzen auf Äquator und erste

¹ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 148. 1927; Bd. 116, S. 694. 1927; M. Masima und G. Sachs: l. c.

² E. Schmid und G. Wassermann: Z. Phys. Bd. 48, S. 370. 1928. Im folgenden als l. c. bezeichnet.

³ E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

⁴ J. Czochralski: Moderne Metallkunde. Berlin: Springer 1924.

¹ P. Rosbaud und E. Schmid: l. c.

² E. Schmid: Z. Metallkunde, l. c.

³ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 115, S. 148. 1927; M. Masima und G. Sachs: l. c.

⁴ E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

Schichtlinie stimmt lückenlos mit der für [1010] als Drehrichtung zu erwartenden überein¹.

Die Dehnungsversuche wurden ausschließlich mit einem Fadendehnungsapparat nach M. Polanyi ausgeführt². Die genaue Querschnittsbestimmung der Kristalle erfolgte außer durch mikrometrische Messung auch

daß bisweilen sogar die Schubspannung nach Beginn der Translation zunächst eine Abnahme aufweist (vgl. Abb. 5)¹.

Auch auf Grund von Fließversuchen könnte man auf eine anfängliche Entfestigung schließen. Abb. 6 zeigt einige an einem verschieden stark belasteten Kadmium-

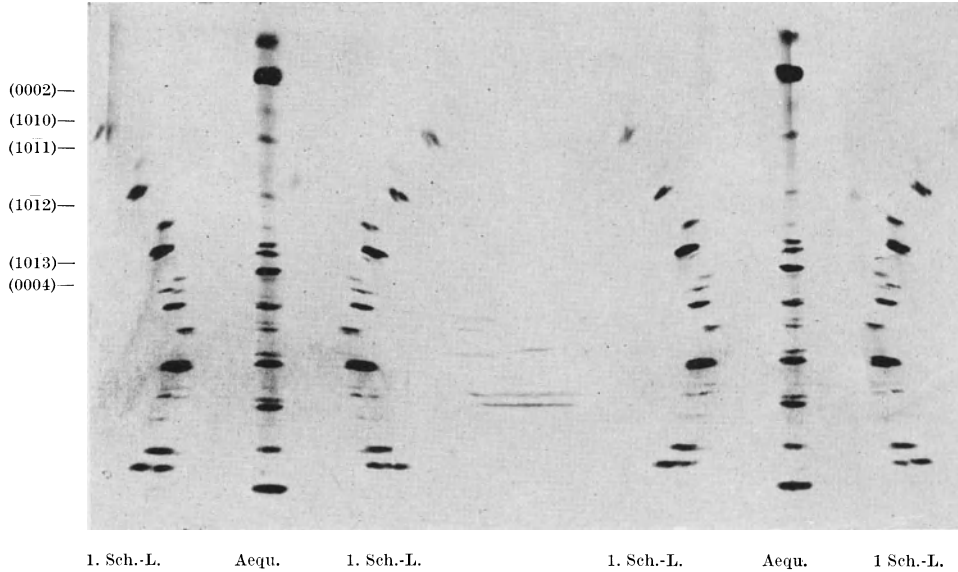


Abb. 2. Drehkristallaufnahme eines Kadmiumkristalls um die Translationsrichtung. Film parallel Strahl. Kupferstrahlung.

noch durch Wägung der einzelnen Versuchsstücke. Die Senkungsgeschwindigkeit der Mikrometerschraube wurde bei allen Versuchen konstant gehalten und betrug 0,0020 mm/sek. (Motorantrieb). Größte Sorgfalt wurde auf schonende Einspannung der Drähte gelegt. Zur Bestimmung der frei dehnbaren Ausgangslänge (l_0) wurde von der gemessenen Klemmentfernung (L_0) die Strecke Δl_0 subtrahiert, welche

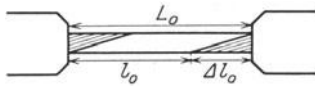


Abb. 3. Blockierung von Kristallteilen durch die Klemmbacken.

der Blockierung der in den Klemmen festgehaltenen Translationsebenen entspricht (vgl. Abb. 3).

Die Bestimmung der Kristallorientierung erfolgte stets röntgenographisch, gegebenenfalls durch schiefe Aufnahmen, um die Basis zur Reflexion zu bringen. Die Genauigkeit der so erhaltenen Winkel beträgt $\pm 45'$. Daß durch die untersuchten Kristalle der mögliche Orientierungsbereich genügend dicht bedeckt ist, zeigt Abb. 4.

Der Beginn ausgiebiger Translation macht sich durch eine unvermittelte Abnahme des mit der Senkung der Mikrometerschraube einhergehenden Spannungsanstiegs bemerkbar. Häufig tritt sogar ein Absinken der Spannung (σ) mit zunehmender Dehnung (d) ein, wie es bei Fehlen erheblicher Verfestigung ja auch zu erwarten ist. Die Umrechnung der so erhaltenen Anfänge der Lastdehnungskurven auf die kristallographische Verfestigungskurve mit den Koordinaten Schubspannung (S) im Translationssystem und Abgleitung (a) zeigt indessen,

¹ Auf den einzigen Fall, in dem sich andere Translationselemente betätigt haben, wird später hingewiesen.

² M. Polanyi: Z. techn. Phys. Bd. 6, S. 121. 1925.

kristall erhaltene typische Fließkurven, die in Reihenfolge ihrer Aufnahme numeriert sind. Die Dehnung ist der Bauart des Polanyischen Apparates entsprechend dabei durch die Abnahme der Spannung (mit der sie ge-

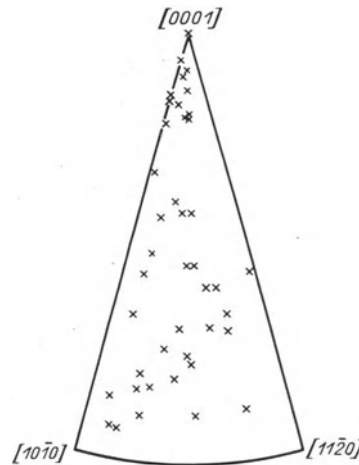


Abb. 4. Orientierung der untersuchten Cd-Kristalle.

¹ Die Bestimmung der Abgleitung (a) aus der Dehnung ($d = \frac{\text{Endlänge}}{\text{Anfangslänge}}$) ist durch die Formel

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

gegeben. (λ_0 = Winkel zwischen Drahtachse und Translationsfläche, λ_0 = Winkel zwischen Drahtachse und Translationsrichtung.) Als Näherung für sehr kleine Dehnungen, bei denen die Änderung der Stellungswinkel der Translationselemente noch zu vernachlässigen ist, ergibt sich $a = \frac{d-1}{\sin \lambda_0 \cos \lambda_0}$. Aus dem gleichen Grunde ist hier auch $S = \sigma \sin \lambda_0 \cos \lambda_0$ zu setzen.

koppelt ist) gegeben. Man sieht, wie bei Erreichung einer bestimmten Spannung die Fließgeschwindigkeit plötzlich einen sehr hohen Betrag annimmt (Kurve 3)

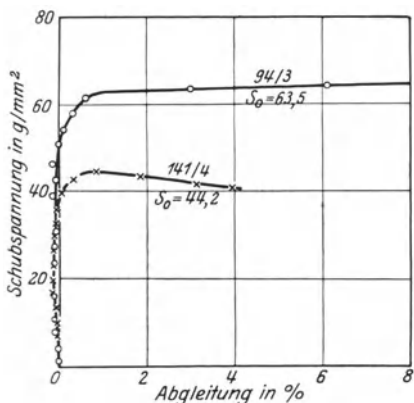


Abb. 5. Beginn der Dehnung von Cd-Kristallen mit sehr verschiedener Ausgangslage der Basis. (65,7° bei Kristall 141/4 und 11,2° bei Kristall 94/3.)

und der Kristall nun auch bei niedrigeren Spannungen erheblich rascher fließt als vorher (Kurve 3 durchschneidet Kurve 2).

Trotz dieser Befunde halten wir eine Entfestigung des Kristalls im Anfang der Translation nicht für erwiesen.

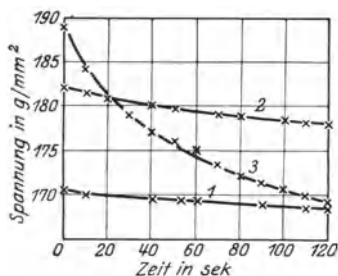


Abb. 6. Fließkurven eines Cd-Kristalls nach verschieden starker Beanspruchung. Eine Spannungsabnahme von 10 g/mm² entspricht hier einer Dehnung von 0,67%.

Wie ja schon mehrmals hervorgehoben wurde und wie dies Abb. 7 an einem charakteristischen Beispiel zeigt, setzt die Dehnung mit Ausbildung einer lokalen Einschnürung ein, die sowohl ein Absinken der Schubspannung wie einen Anstieg der Fließgeschwindigkeit vortäuschen kann.

Sowie die Dehnungskurven durch plötzliche Abnahme des Spannungsanstiegs mit der Dehnung einen ganz bestimmten Spannungswert als bedeutsam erkennen lassen, weisen auch die Fließkurven auf einen ausgezeichneten Spannungswert hin. Die Fortsetzung des in Abb. 6 dargestellten Fließversuchs zeigt nämlich, daß es in der Regel nicht mehr gelingt, die Ausgangsspannung der Kurve 3 zu erreichen. Ihr Wert deckt sich, wie an mehreren Beispielen nachgewiesen wurde (vgl. Tabelle 1), mit der durch die Dehnungskurve nahegelegten Spannung, die wir — früheren Arbeiten entsprechend — als Streckgrenze des Kristalls bezeichnen. Ihre Bestimmung erfolgte im weiteren stets aus den Dehnungskurven, wobei als Abszisse jedoch statt der Dehnung die Abgleitung benutzt wurde, die sich von ihr in dem betrachteten Gebiet nur durch den orientierungsabhängigen Proportionalitätsfaktor $\sin \chi_0 \cdot \cos \lambda_0$ unterscheidet. An allen

so erhaltenen Kurven ließ sich die Streckgrenze klar erkennen.

Tabelle 1.

Vergleich der aus Fließ- und Dehnungskurven ermittelten Streckgrenzen.

Kristall Nr.	Streckgrenze (g/mm²) aus	
	Fließkurve	Dehnungskurve ¹
62	158	136
61	189	178
54	155	159
125	106	115
	114	
144	87	99
	83	

Über das Ausmaß der plastischen Deformation vor Erreichung der Streckgrenze können wir keine bündigen Angaben machen. Die entsprechenden, an den Kadmiumkristallen beobachteten Abgleitungen betragen bis zu 4%.

Die Ergebnisse aller Versuche zur Ermittlung der Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze sind in Tabelle 2 und Abb. 8 dargestellt. Es ergibt sich eine völlige Bestätigung des bisher stets an Metallkristallen beobachteten Gesetzes, daß der



Abb. 7. Cd-Kristall. Beginn der Translation. $V = 12$.

Beginn deutlicher Translation an die Erreichung einer bestimmten konstanten Schubspannung im Translationssystem gebunden ist.

Auf einen Punkt ist hier aber noch besonders hinzuweisen. Der Wert der kritischen Grenzspannung ist von den Herstellungsbedingungen des Kristalls in sehr erheblichem Maße abhängig. Je langsamer der Kristall aus der Schmelze gezogen wurde, um so niedriger ist die Schubfestigkeit seines Translationssystems. Sowohl in der Tabelle wie in der Abbildung sind dementsprechend die Kristalle in drei Gruppen geteilt, die den verschiedenen Ziehgeschwindigkeiten entsprechen. In jeder der Gruppen für sich gilt das Schubspannungsgesetz. Der Mittelwert der kritischen Schubspannung in der Basis in Richtung einer digonalen Achse I. Art beträgt für eine Ziehgeschwindigkeit von 20 cm/St. $58,4 \pm 0,9$ g/mm², für Ziehgeschwindigkeiten von 5 bis 10 cm/St. $39,7 \pm 1,2$ g/mm² und schließlich für die langsamste benutzte Ziehgeschwindigkeit von 1,5 cm/St. nur mehr $25,5 \pm 2,2$ g/mm². Dieser Wert stellt die niedrigste, an Metallkristallen bisher beobachtete Schubfestigkeit eines

¹ Die hier angegebenen Zahlen stellen das Mittel aus allen an demselben Kristall erhaltenen Einzelwerten dar.

Tabelle 2.
Streckgrenze von Cd-Kristallen bei Zimmertemperatur.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Zugrichtung und Basisfläche (λ_0)	Exzentrizität der Translationsrichtung (α_0) ¹	$\sin \lambda_0 \cos \alpha_0$	Streckgrenze (σ_s)	Schubspannung (S)	Normalspannung (N)
				g/mm ²	in g/mm ² Basisfläche	in g/mm ² Basisfläche
a) Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.						
115	4,6°	4,5°	0,0794	850	67,5	5,47
				800	63,5	5,13
16	7	7,4	0,120	440	52,7	6,51
				435	52,1	6,45
				381	45,6	5,65
				430	49,8	6,38
				452	52,5	6,70
99	7	15,9	0,116	428	49,6	6,33
				342	39,7	5,08
				445	51,6	6,59
				485	57,4	8,25
81	7,5	23,9	0,119	450	53,2	7,66
				495	58,5	8,42
				405	62,3	9,9
				410	63,1	10,0
89	9	2,3	0,154	330	50,8	8,1
				400	61,5	9,8
95	10,7	6,1	0,181	335	60,6	11,6
				323	58,4	11,1
				377	70,6	14,4
94	11,2	8,5	0,188	389	73,0	14,8
				338	63,5	12,8
93	12,9	12,5	0,212	245	51,8	12,2
47	13,6	6,2	0,227	235	53,4	12,9
				245	55,6	13,5
92	16,1	14,3	0,258	200	51,6	15,5
				207	53,4	16,0
15	20,1	22,2	0,299	249	74,1	29,4
				235	70,0	27,8
14	21,2	19,1	0,319	264	84,2	34,4
				222	70,9	29,0
				164	54,0	21,6
54	21,3	13,1	0,329	167	54,9	22,0
				160	52,6	21,1
				145	47,7	19,1
				177	63,5	27,0
101	23	3,8	0,359	203	72,9	31,0
				180	64,6	27,5
				187	63,0	29,7
61	23,5	22,8	0,337	189	63,6	30,1
				168	56,5	26,7
				163	54,8	26,0
62	28,8	21,4	0,394	127	50,0	29,5
				145	57,0	33,6
				144	57,8	33,9
				128	51,4	30,0
52	29	18,9	0,402	145	58,2	34,1
				143	57,4	33,6
				159	63,8	37,4
				112	49,1	29,4
39	30,8	4,4	0,439	118	51,7	31,0
				120	52,6	31,5
63	30,8	29,5	0,382	150	57,2	39,4
				152	58,1	39,9
				135	60,3	41,6
127	33,8	14,6	0,447	137	61,2	42,4
				138	61,6	42,6
				123	54,9	38,0
131	33,8	16,7	0,443	120	53,1	37,1
				137	60,6	42,4

¹ Der Zusammenhang zwischen λ_0 , α_0 und dem Winkel λ_0 zwischen Translationsrichtung und Zugrichtung ist durch die Gleichung $\cos \lambda_0 = \cos \lambda_0 \cos \alpha_0$ gegeben.

Kristall Nr.	Winkel zwischen Zugrichtung und Basisfläche (λ_0)	Exzentrizität der Translationsrichtung (α_0)	$\sin \lambda_0 \cos \alpha_0$	Streckgrenze (σ_s)	Schubspannung (S)	Normalspannung (N)
				g/mm ²	in g/mm ² Basisfläche	in g/mm ² Basisfläche
102	35,2°	5,5°	0,468	130	60,9	43,2
				130	60,9	43,2
				130	60,9	43,2
				140	65,5	46,5
125	43,3	6,2	0,496	115	57,0	54,0
				115	57,0	54,0
126	44,8	16,3	0,479	115	55,1	57,0
				130	62,3	64,5
				135	64,7	67,0
Mittelwert $\bar{S} = 58,4 \pm 0,90$ g/mm ² .						
b) Ziehgeschwindigkeit 5 bis 10 cm/St.						
153	4,9	3,25	0,085	580	49,3	4,24
				509	43,3	3,70
				130	63,2	64,5
144	44,8	13,3	0,486	100	48,6	49,6
				84	40,8	41,7
				84	40,8	41,7
				78	38,1	42,3
142	47,3	10,3	0,489	88	43,0	47,5
				83	40,6	44,7
				83	40,6	44,7
				65	31,0	42,0
143	53,5	0,5	0,477	74	35,3	47,9
				75	35,8	48,5
				115	43,1	96
				85	31,9	71
141	65,7	0	0,375	98	36,6	81
				118	44,2	98
				117	43,9	97
				104	39,0	86
150	67,7	16,0	0,336	96	32,2	82
				100	33,6	85
				91	30,8	78
145	68	12,6	0,339	135	45,8	116
				128	43,4	110
				93	31,6	80
148	68,6	15,6	0,351	102	35,8	88
				110	38,6	95
152	71,8	0	0,297	124	36,8	112
				127	37,7	115
				135	39,1	122
147	72,4	0	0,289	135	39,1	122
				131	37,9	119
				175	42,8	163
155	74,8	14,6	0,245	120	29,4	112
				118	28,9	110
154	78,5	9,6	0,192	195	37,4	187
				173	33,2	166
				251	46,2	242
151	79,0	10,2	0,184	200	36,8	193
				333	61,3	320
Mittelwert $\bar{S} = 39,7 \pm 1,2$ g/mm ² .						
c) Ziehgeschwindigkeit 1,5 cm/St.						
160	15,2	15,6	0,244	150	36,6	10,3
				142	34,6	9,8
				77	21,5	6,9
159	17,5	10,5	0,279	99	27,6	8,9
				84	23,5	7,6
156	71	7,7	0,305	48	14,6	43
				78	23,8	70
				200	23,0	197
157	83,3	0	0,115	210	24,1	207
Mittelwert $\bar{S} = 25,5 \pm 2,2$ g/mm ² .						

Translationssystemen dar. Da man wohl annehmen wird, daß langsamere Kristallisation und Abkühlung zu ungestörterem Kristallbau führt, so zeigen diese Ergebnisse, daß auch mit großer Vorsicht aus der Schmelze erhaltene Kristalle noch mit Störungen durchsetzt sind, die sich in der Schubfestigkeit des besten Translationssystemes in überaus deutlicher Weise bemerkbar machen (vgl. auch die weiter unten beschriebenen Temperversuche).

Die schrägste Ausgangslage der Basis, bei der wir noch Translation beobachteten, war $4,6^\circ$. Liegt die Basis noch schräger im Kristall, so tritt bei Belastung ohne vorherige Translation mechanische Zwillingsbildung auf. Dasselbe tritt ein, wenn die Einspannlänge

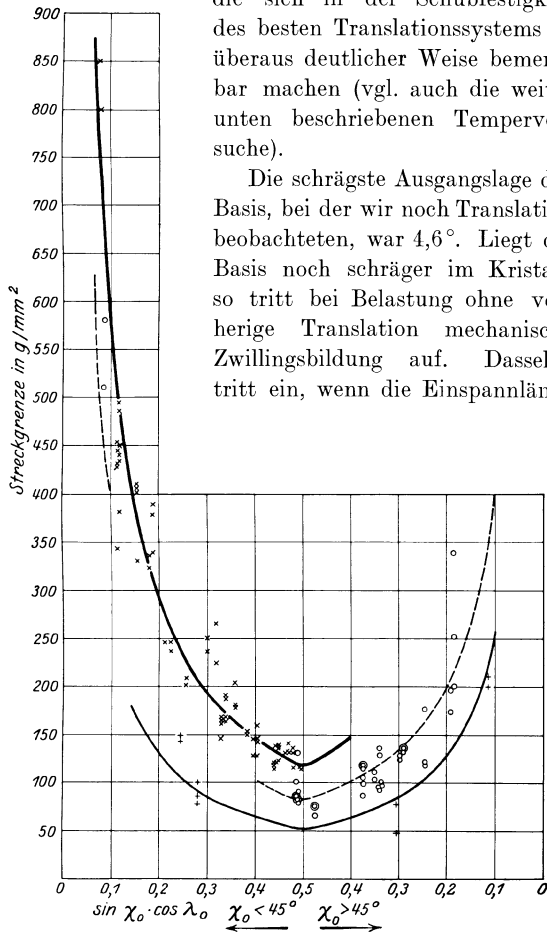


Abb. 8. Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze von Cd-Kristallen.
 × Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.
 o „ 5 bis 10 cm/St.
 + „ 1,5 cm/St.

eines „schräg orientierten“ Kristalls kürzer ist als die durch die Klemmen blockierte Länge Al_0 (s. Abb. 3). Ausführlicher auf die mechanische Zwillingsbildung wird in einem späteren Kapitel eingegangen.

Eine Basistranslation ist beim Zugversuch außer bei völlig längs liegender Basis auch noch bei Querlage derselben ausgeschlossen, da auch hier keine Schubkomponente in ihr auftritt. In diesem Falle ist aber auch eine mechanische Zwillingsbildung ausgeschlossen, da sie bei dieser Orientierung mit einer Verkürzung in der Zugrichtung verbunden ist. Ein mit der langsamsten Ziehgeschwindigkeit erhaltener Kristall, bei dem die Basis zwischen 88° und 90° mit der Längsrichtung einschließt, ergab in einem Falle ausgiebige Translation nach der Basis mit einer Streckgrenze von 594 g/mm^2 . Ein anderes Stück desselben Kristalls blieb bis zu einer Spannung von 1640 g/mm^2 ohne jede plastische Deformation. Weitere Erhöhung der Spannung konnte mit unserem Dehnungsapparat nicht erfolgen. Ruckartig zwischen Zangen weiter gedehnt, ergab das Stück un-

gleichmäßige Dehnung von etwa 50%. An der Oberfläche bildeten sich drei tiefe Furchen aus; Spuren von Translationsstreifungen, die keinesfalls der querliegenden Basis zugehören, waren erkennbar. Die Reißstelle zeigt das in Abb. 9 dargestellte Aussehen, an dem Dreizähligkeit deutlich hervortritt. Ätzung ergab keinerlei Anhalt für mechanische Zwillingsbildung. Der Deformationsmechanismus scheint in diesem Falle somit in einer Translation nach Pyramidenflächen bestanden zu haben. Hervorheben möchten wir aber nochmals, daß mindestens bis zu Stellungswinkeln der Basis von 83° zur Zugrichtung die Basistranslation den Normalfall darstellt. Ebenso wie bei Zink ist auch bei Kadmium die Basis durch ein außerordentlich ausgeprägtes Minimum der Schubfestigkeit vor den übrigen Kristallflächen ausgezeichnet. Die Prisme I. Art, die als Translationsfläche bisher nicht beobachtet ist, besitzt in einer digonalen Achse I. Art mindestens den 5,5fachen Wert, wie sich aus der Orientierung des sehr schräg orientierten Kristalls Nr. 115 ergibt.

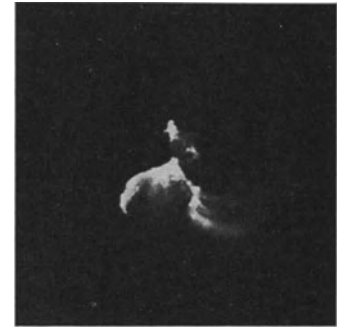


Abb. 9. Reißstelle eines Cd-Kristalls mit annähernder Querlage der Basis. $V = 40$.

Die oben beschriebene Tatsache, daß bei Verlangsamung der Ziehgeschwindigkeit (bei der Kristallherstellung) die Schubfestigkeit der Basis so außerordentlich stark sinkt, läßt vermuten, daß ähnliche Wirkungen auch durch nachträgliches Glühen der Kristalle erzielt werden können. Die kleinere Ziehgeschwindigkeit ist ja außer mit langsamerer Kristallisation auch mit einem längeren Verbleiben des Kristalls auf hohen Temperaturen verbunden. In der Tat konnte auch durch Temperung von Kristallen, die mit der größten von uns

Tabelle 3.
 Streckgrenze von getemperten Cd-Kristallen.

Kristall Nr.	Ziehgeschwindigkeit	Temperatur	Streckgrenze (g/mm^2)		Schubfestigkeit (S_0) der Basis nach der Temperatur	Entfestigung %
			vor der Temperatur	nach der Temperatur		
141	5 bis 10 cm/St.	16 St. 275°C	106 ¹	108	50,5	- 1,9
142				113	42,3	- 6,6
81	83		41,0	- 1,2		
127	335		39,8	+ 29,8		
	427		50,6	+ 10,5		
52	20 cm/St.		144	93	41,6	+ 30,1
				93	41,8	+ 30,1
54	24 St. 275°C		159	78	31,3	+ 45,8
				88	35,3	+ 38,9
94	16 St. 275°C		368	75	24,6	+ 52,8
		76		25,0	+ 52,2	
16	16 St. 275°C	419	171	32,1	+ 53,5	
			168	31,6	+ 54,4	
			138	16,6	+ 67,0	
			187	22,4	+ 55,5	

¹ Die in dieser Spalte angegebenen Zahlen stellen das Mittel aus allen an demselben Kristall erhaltenen Werten dar.

benutzten Geschwindigkeit gewonnen waren, ein sehr erheblicher Abfall der Schubfestigkeit der Basis (bis um 67%) erreicht werden. Eine Änderung der Kristallorientierung ist dabei in keinem Falle erfolgt, wie Röntgenaufnahmen der getemperten Kristalle beweisen. Tabelle 3 gibt die Ergebnisse der mechanischen Versuche wieder. Während die mit einer Geschwindigkeit von etwa 7 cm/St. hergestellten Kristalle nach der angewandten Glühung keinerlei Entfestigung zeigen, zeigt sich diese bei allen rascher gezogenen Kristallen. Ihr Ausmaß nimmt mit der Dauer der Glühung zu.

Ähnliche Beobachtungen über Glühwirkung sind von I. W. Obreimow und L. W. Schubnikoff auch an Steinsalzkrystallen gemacht worden¹.

II. Verlauf der Translation.

Ebenso wie der Beginn der Translation erweist sich auch ihr weiterer Verlauf von der kristallographischen Orientierung der Kristalle maßgeblich beeinflusst. Die

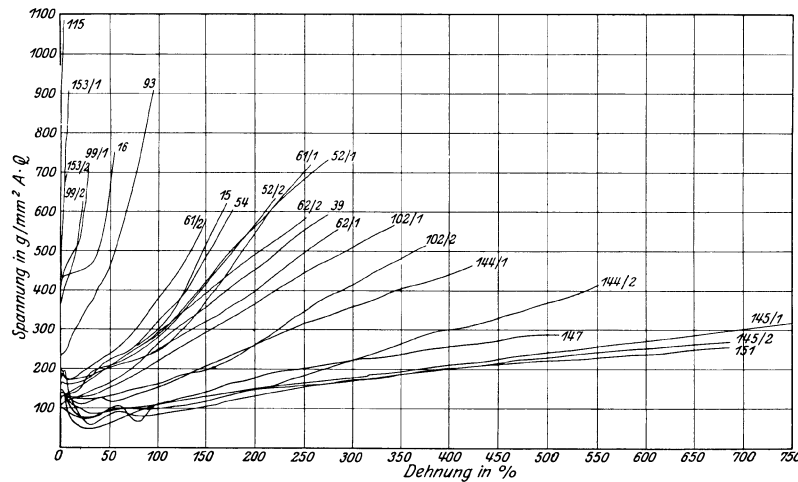


Abb. 10. Dehnungskurven von Cd-Kristallen. Die Kurven beziehen sich auf reine Basistranslation. Die Kristallnummer ist jeweils angegeben.

üblichen Dehnungskurven mit den Koordinaten Dehnung und Spannung pro Quadratmillimeter Ausgangsquerschnitt sind in völliger Analogie zu früheren Versuchen an Zink-, Aluminium- und Messingkrystallen in

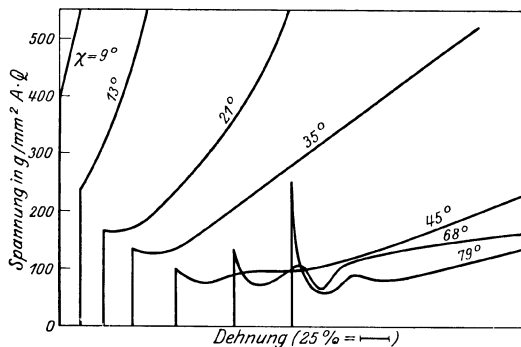


Abb. 11. Auswahl aus Abb. 10. Dehnungskurven der Kristalle 89, 93, 54, 102/1, 144/2, 145/1 und 151.

sehr starkem Maße von der Ausgangslage der Translationselemente abhängig. Abb. 10 stellt den Großteil

¹ I. W. Obreimow und L. W. Schubnikoff: Z. Phys. Bd. 41, S. 907. 1927.

der erhaltenen Kurven dar¹; in Abb. 11 ist der besseren Übersicht halber eine Auswahl nebeneinander gezeichnet. Je kleiner der Neigungswinkel der Basis zur Zugrichtung ist, um so steiler verläuft die Kurve. Zuzufolge des ausgedehnten Orientierungsbereichs der untersuchten Kristalle ist die Spannungs-Dehnungsebene fast vollständig mit Kurven bedeckt. Alle Kurven beziehen sich auf reine Basistranslation; ihre Endpunkte sind durch das erstmalige Auftreten mechanischer Zwillingsbildung gegeben, die sich durch ein ruckartiges Absinken der Spannung zufolge der plötzlichen Dehnung bemerkbar macht.

Übergang auf die Verfestigungskurve mit den kristallographischen Koordinaten Abgleitung (a) und Schubspannung im Translationssystem (S) führt auch hier wie bei den oben erwähnten Kristallen das ganze Spektrum der Dehnungskurven mit gewisser Streuung auf eine einheitliche Form zurück („Verfestigungskurve“, Abb. 12). Für Abgleitungsbeträge größer als 200% ist die Mittel-

kurve gut durch die Gerade $S = 50a$ dargestellt. Nach kleineren Abgleitungen hin verlaufen die Kurven erheblich flacher, in den ersten 100% sogar fast horizontal. Dies dürfte wohl durch die oben beschriebene Ungleichmäßigkeit der Dehnung zu Beginn der Translation (Einschnürung) bedingt sein. Desgleichen halten wir die Streuung der Verfestigungskurven zum mindesten zu einem großen Teil durch Ungleichmäßigkeit der Dehnung auch im weiteren Verlauf (Knotenbildung²) verursacht (Abb. 13).

Ein Einfluß der Ziehgeschwindigkeit auf die Verfestigungskurve läßt sich aus diesen Beobachtungen nicht mit Sicherheit erkennen. Allerdings liegen die Kreise, die sich auf Kristalle der zweiten (langsameren) Ziehgeschwindigkeitsgruppe beziehen, überwiegend an der unteren Grenze des Streubereichs und deuten so vielleicht doch auf eine geringere Schubverfestigung durch Translation bei diesen Kristallen hin.

III. Mechanische Zwillingsbildung.

Auf die Basistranslation folgt bei der Dehnung von Kadmiumkrystallen, so wie dies auch bei Zink (und Zinn) beobachtet wird, mechanische Zwillingsbildung. Als Zwillingssebene ist von C. H. Mathewson und A. I. Phillips wie bei Zink die (1012)-Ebene bestimmt worden³. Eine vollständige experimentelle Bestimmung der Zwillingsselemente steht noch aus. In Analogie mit der gemeinsam mit G. Wassermann durchgeführten Be-

¹ Nicht eingetragen sind nur fünf Kurven, die sich auf sehr schräg orientierte Kristalle beziehen. Sie fallen mit gezeichneten Kurven fast völlig zusammen und würden die Unübersichtlichkeit der Figur nur noch weiter erhöht haben.

² Vgl. auch H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58. 1922.

³ C. H. Mathewson und A. I. Phillips: Amer. Inst. Min. Met. Eng., Techn. Publ. Nr. 53. 1928.

stimmung an Zink¹ wird man wohl auch hier die (1012)-Ebene als 2. Kreisschnittsebene und somit einen Betrag der Schiebung $s = 0,1750$ erwarten.

Vergleicht man nun die der ausgiebigen Zwillingsbildung zugehörigen, auf den augenblicklichen Querschnitt bezogenen Spannungen miteinander, so findet man, daß sie keineswegs konstant sind. Je größer die vorangegangene Basistranslation ist, um so höher liegt die zur mechanischen Verzwillingung erforderliche Spannung. Am deutlichsten tritt die hier herrschende Gesetzmäßigkeit zutage, wenn man die vorangegangene Translation wieder durch die Abgleitung ausdrückt. Tabelle 4 und Abb. 16 zeigen die erhaltenen Ergebnisse¹. In Erweiterung des für Beginn (und Verlauf) der Translation beobachteten Tatbestandes zeigt sich auch hier wieder ein Einfluß der Herstellungsbedingungen

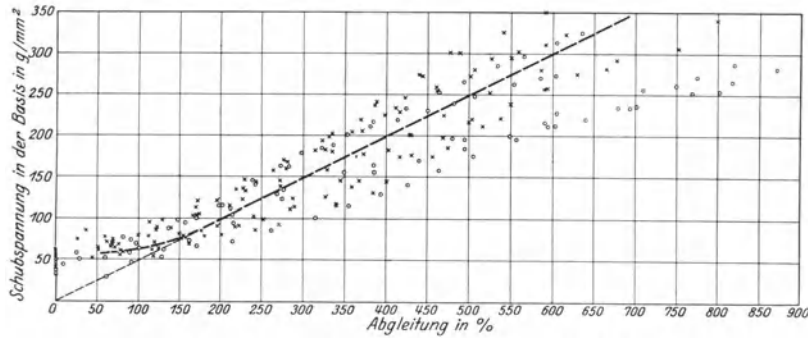


Abb. 12. Schubverfestigung bei der Dehnung von Cd-Kristallen.
 × Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.,
 o „ „ 5 bis 10 cm/St.

der Kristalle. Die für den Eintritt der Zwillingsbildung notwendige Spannung nach gleicher Abglei-

tung ist bei den langsamer gezogenen Kristallen deutlich kleiner.

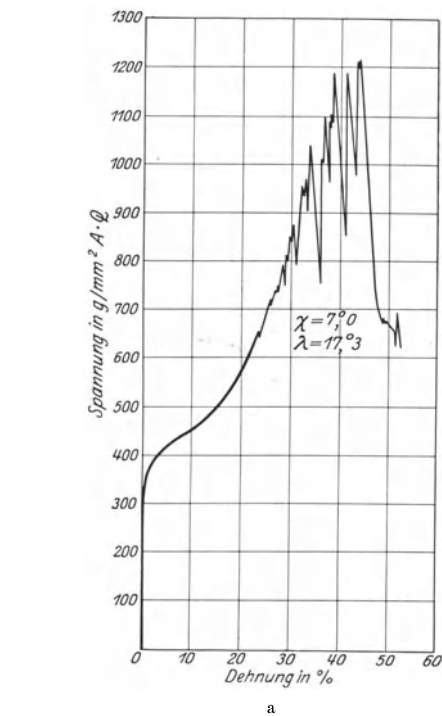


Abb. 15. Gesamtdehnungskurven von Cd-Kristallen. Die Ausbildung von Deformationszwillingen äußert sich in sprunghaftem Absinken der Spannung. a) Kristall 99 mit sehr schräg liegender Basis und geringer Translation. b) Kristall 102 mit unter 35° liegender Basisfläche und ausgiebiger Dehnung durch Translation. Das starke Absinken der Spannung am Ende der Kurve betrifft sekundäre Basistranslation in Zwillingslamellen.

auf. Ihre Ausbildung erfolgt in einem größeren Bereich der Spannung derart, daß zunächst nur vereinzelt kleine Lamellen entstehen, bei einer bestimmten höheren, offenbar eine Stabilitätsgrenze darstellenden Spannung eine ausgeprägte Häufung von Verzwillingungen eintritt². In den Dehnungskurven, in denen der Ausbildung jeder Zwillingslamelle ein un stetiges Absinken der Spannung entspricht, ist dieser Tatbestand deutlich wiedergegeben (Abb. 15).

¹ E. Schmid und G. Wassermann: l. c.

² Vgl. auch W. Voigt: Ann. d. Phys. Bd. 60, S. 638. 1919.



Abb. 13. Gedehnter Cd-Kristall mit Knoten. $V = 12$.

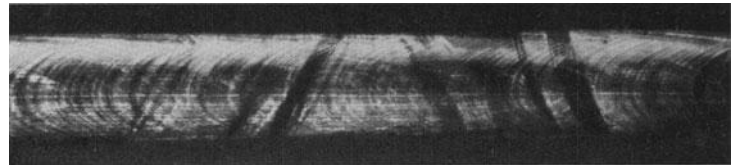
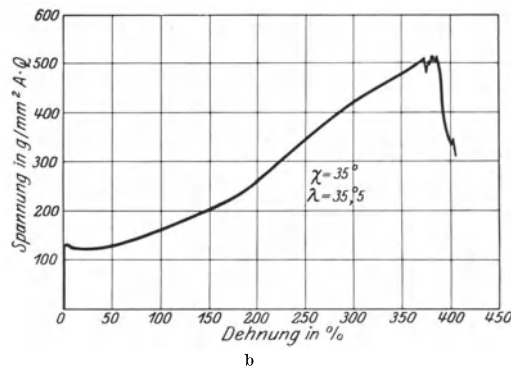


Abb. 14. Gedehnter Cd-Kristall mit Deformationszwillingen. $V = 12$.



Welcher Art das exakte Initialgesetz für die Ausbildung der Deformationszwillinge ist, kann man auf Grund dieser Beobachtungen noch nicht angeben. Die Gitterlage in den gedehnten Kristallen und in denen, die ohne vorherige Translation Verzwillingung geben, ist

¹ Zuweilen traten im Verlauf der Dehnung eines Kristalls mehrere, bis zu drei, Häufungsstellen von Zwillingsbildung auf. Die entsprechenden Punkte sind dann in der Figur durch gestrichelte Linien verbunden.

Tabelle 4.
Mechanische Zwillingsbildung von Cd-Kristallen.

a) Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.

Kristall Nr.	Spannung bei Zwillings- bildung $\sigma_{Zw.}$ (g/mm ²)	Deh- nung %	Effektive Spannung bei Zwillings- bildung $\sigma_{eff. Zw.}$ (g/mm ²)	Ab- gleitung %	Endwinkel der Translations- elemente		σ_{max}^1 $\sigma_{Zw.}$
					λ_e	χ_e	
35/1	1260	0	1260	0	3,2°	10,4°	1,28
35/2	855	0	855	0			1,81
35/3	781	0	781	0			>1,21
35/4	887	0	887	0			—
35/5	1070	0	1070	0	—	—	—
115/4	1560	0	1560	0	4,6	6,4	—
115/2	1207	2,5	1240	32	4,5	6,3	—
99/1	844	4,0	875	33	6,8	16,7	>1,33
	970	4,6	1010	58	6,7	16,5	—
115/3	1042	4,9	1090	74	6,7	16,5	>1,08
	1170	3,8	1210	48	4,4	6,2	—
115/1	1740	8,0	1880	113	4,3	6,1	1,04
81	774	15	890	124	6,5	21,7	>1,05
	809	17,5	950	145	6,4	21,1	—
47	915	44	1320	192	9,4	10,4	>1,47
89	1081	32,5	1430	206	6,8	7,1	1,15
	875	30	1140	238	5,4	13,3	1,39
99/3	1040	33	1380	261	5,3	12,9	—
	935	33,5	1250	268	5,2	12,8	1,22
99/2	1065	36	1450	283	5,1	12,7	—
	1140	38	1570	299	5,1	12,5	—
61/2	602	155	1530	414	9,0	12,1	1,08
	650	158	1680	425	—	—	—
16	824	56	1285	468	4,5	6,5	0,94
52/2	632	220	2020	477	8,8	10,1	0,83
93	1158	112	2460	515	6,1	8,6	1,13
54	630	183	1780	520	7,4	8,6	1,07
	672	185	1920	525	7,3	8,6	—
62/2	588	257	2100	540	8,3	10,8	1,07
	621	265	2270	552	8,1	10,5	—
15	763	193	2240	587	6,8	9,8	1,04
	778	194	2280	590	6,7	9,8	—
102/1	573	345	2540	624	7,5	7,6	0,69
62/1	603	309	2470	642	7,2	9,5	1,06
39	677	323	2860	648	6,9	7,0	0,83
52/1	790	303	3180	652	6,9	8,0	0,92
102/2	511	374	2420	677	7,0	7,1	1,01
	517	381	2480	685	6,9	7,0	—
61/1	860	305	3480	800	5,8	7,6	0,91

b) Ziehgeschwindigkeit 5 bis 10 cm/St.

153	1010	9,0	1100	105	4,5	5,4	>1,15
147	288	521	1790	611	8,8	8,8	0,89
144/1	501	470	2860	705	7,1	7,3	0,97
151	259	709	2100	795	7,0	7,0	1,00
145/2	274	687	2160	802	6,8	6,8	0,85
144/2	408	554	2670	825	6,2	6,3	1,02
145/1	306	762	2640	882	6,2	6,2	0,60

nämlich, wie die in die Tabelle 4 aufgenommenen Winkel (χ_e und λ_e) von Basis und Translationsrichtung zur Drahtachse zeigen, in allen Fällen zu ähnlich. Jedemfalls geht aus der Tatsache, daß im weitestgehenden Teile der möglichen Gitterlagen von Kadmiumkristallen der primäre Vorgang der Dehnung die Translation ist, hervor, daß die zur Einleitung der Zwillingsbildung erforder-

¹ Ein >-Zeichen vor einem in dieser Spalte enthaltenen Wert bedeutet, daß in diesem Falle die Höchstlast den Meßbereich des benutzten Dehnungsapparats überstieg.

lichen Kräfte bei weitem die zur Ausbildung von Translation nötigen übersteigen.

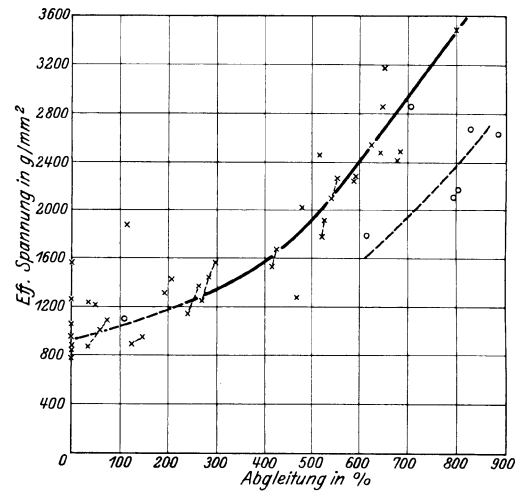


Abb. 16. Erschwerung der mechanischen Zwillingsbildung von Cd-Kristallen durch vorangegangene Basistranslation. Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung.

× Ziehgeschwindigkeit 20 cm/St.,
○ „ „ 5 bis 10 cm/St.

Völlig analog wie bei den gedehnten Zinkkristallen tritt auch bei Kadmiumkristallen bei weiterer Beanspruchung Translation nach der Basis in den Zwillingsstreifen auf (Nachdehnung). Zuzufolge der an Kadmium nur schmalen Deformationszwillinge erreicht diese Dehnung durch sekundäre Translation hier meist nur sehr geringe Beträge (Abb. 17 und 18). Der einzige Fall, in dem wir eine Nachdehnung von etwa 6 mm Länge erhielten, ist in Abb. 19 wiedergegeben. Es handelt sich hier um den sehr schräg orientierten Kristall Nr. 35 ($\chi_0 = 3,2^\circ$), der bei der Dehnung zunächst ohne vorherige Translation mehrfach ausgiebige Zwillingsbildung gezeigt hatte (vgl. die Dehnungskurve in Abb. 20). Neuerliche Zwillingsbildung im Nachdehnungsfaden führte den Bruch herbei.

In Abb. 21 ist schematisch eine Darstellung der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Kadmium-(Zink-) Kristallen gegeben. ϑ_0 stellt die Orientierung des Ausgangskristalls dar. Die der primären Basistranslation entsprechende Gitterdrehung ist durch den Größtkreisbogen $\vartheta_0 \vartheta_1$ gegeben; die un stetigen, theoretisch möglichen Gitterumklappungen bei der darauffolgenden ersten Zwillingsbildung sind durch Übergang der Drahtachse von ϑ_1 nach $\vartheta_1^I, \vartheta_1^{II}, \dots, \vartheta_1^{VI}$ gekennzeichnet. Für die Lage ϑ_1^I ist sodann sekundäre Basistranslation ($\vartheta_1^I \vartheta_2$) und schließlich erneute (sekundäre) Zwillingsbildung (Sprung von ϑ_2 nach ϑ_2^I) eingetragen. Wie oben bereits erwähnt, werden von den sechs Möglichkeiten primärer mechanischer Zwillingsbildung vier in der Tat beobachtet¹.

In guter Übereinstimmung mit den Befunden an Zink steht ferner die Tatsache, daß die mechanische

¹ Bemerkte sei, daß die beiden bisher nicht aufgefundenen Arten von primären Zwillingsstreifen (Pole der Zwillings-ebenen V und VI) durch ein Minimum der Schubspannung in der Zwillings-ebene ausgezeichnet sind, während in den übrigen die Schubkomponente in der Gleitrichtung ungefähr gleich groß ist.

Zwillingsbildung mit einer beträchtlichen Schubverfestigung der Basis verknüpft ist. Trotzdem im Deformationszwilling die Translationselemente plötzlich in eine sehr günstige Lage zur Zugrichtung gelangen ($\chi \sim \lambda \sim 60^\circ$ gegenüber etwa 8° im gedehnten Band),

geblieben oder leicht gesunken¹. Dieses Verhalten stellt einen immerhin deutlichen Unterschied gegenüber den Zinkkristallen dar, bei denen in 9 von 12 Fällen die Nachdehnung unter geringer Schubentfestigung der Basis verlief.

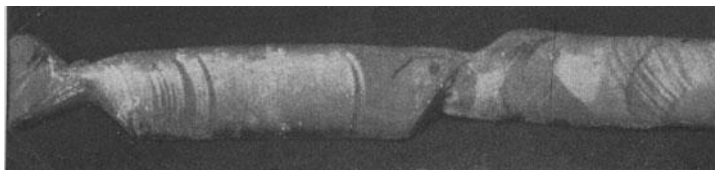


Abb. 17. Cd-Kristall. Translation im Zwilling. $V = 12$. Geätzt in verd. HCl.

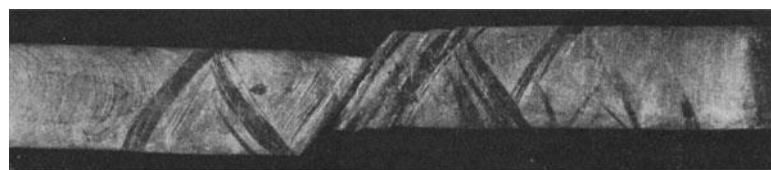


Abb. 18. Gedehnter Cd-Kristall mit schmalen Deformationszwillingen und sekundärer Basis-translation. Blick auf das Band von beiden Seiten. $V = 12$. Geätzt in verd. HCl.

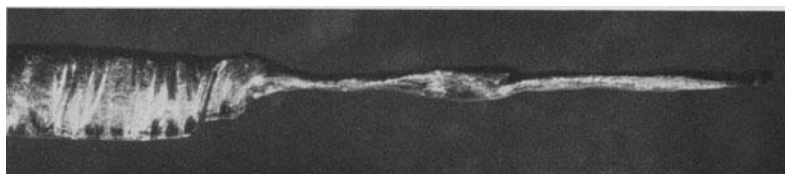


Abb. 19. Lange Nachdehnung eines Cd-Kristalls. $V = 12$.

steigt die Spannung in vielen Fällen bei weiterer Beanspruchung über den vor der Zwillingsbildung erreichten Wert an. Die Schubverfestigung der Zwillingsbildung überwiegt also in diesen Fällen die geometrische Orientierungsentfestigung. Der ein Maß der Schubverfestigung darstellende Quotient aus der nach der Zwillingsbildung erreichten Höchstspannung (σ_{\max}) und der zur Zwillingsbildung führenden Spannung ($\sigma_{Zw.}$) ist in der Tabelle 4 ebenfalls verzeichnet. Aus den Zahlen und der Abb. 22 geht hervor, daß mit zunehmender Abgleitung während der vorangegangenen Haupttranslation, also zunehmender primärer Verfestigung, die weitere, durch Zwillingsbildung bewirkte Schubverfestigung abnimmt. Diese beträgt im Mittel 200% ($\sin 60^\circ \cdot \cos 60^\circ \sim 3 \cdot \sin 8^\circ \cdot \cos 8^\circ$) gegenüber 100%, die sich bei Zinkkristallen ergeben hatten, ein Unterschied, der möglicherweise durch die außerordentliche Kleinheit der Zwillingslamellen in den Kadmiumkristallen mitbedingt ist.

Wie aus den Dehnungskurven der Nachdehnung sich ergibt, verläuft diese sekundäre Basistranslation im Deformationszwilling bei den Kadmiumkristallen in 19 von 23 untersuchten Fällen unter Schubverfestigung; in vier Fällen war die Schubfestigkeit der Basis konstant

IV. Geometrische Darstellungen.

Zum Schluß seien der besseren Übersicht halber noch einige geometrische Darstellungen gegeben, die die Orientierungsabhängigkeit technologisch wichtiger Größen des Cd-Kristalls betreffen. Die durch Einsetzen ausgiebiger Basistranslation bedingte Streckgrenze (σ_S) ist bei konstanter Grenzschubspannung (S) durch den Aus-

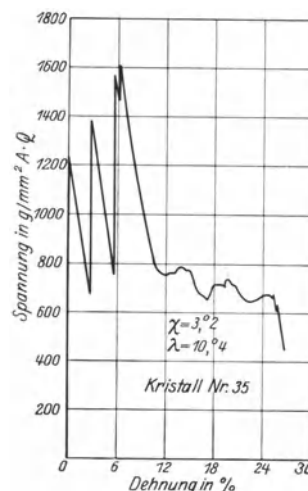


Abb. 20. Dehnungskurve eines Cd-Kristalls. Primäre Translation fehlt. An die ausgiebige mechanische Zwillingsbildung schließt sich sekundäre Basistranslation von erheblichem Ausmaß.

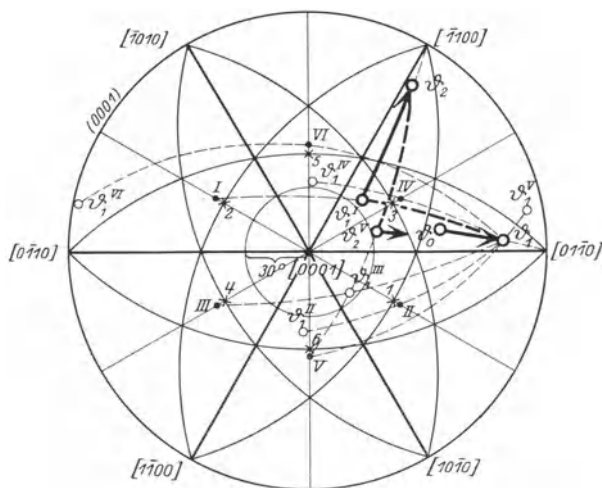


Abb. 21. Schema der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Cd- (Zn-) Kristallen.

¹ Abnahme der Last während der Nachdehnung um 50% zeigt bei einer Ausgangslage der Translationselemente von 60° zur Zugrichtung konstante Schubfestigkeit, Abnahme über 50% Schubentfestigung, Abnahme unter 50% Schubverfestigung an (E. Schmid: Z. Phys. Bd. 22, S. 328. 1924).

druck $\sigma_s = \frac{S}{\sin \chi \cdot \cos \lambda}$ gegeben, worin χ , λ wie oben die Stellungswinkel der Translationselemente bedeuten. Analog schon früher gegebenen Darstellungen für Zink und

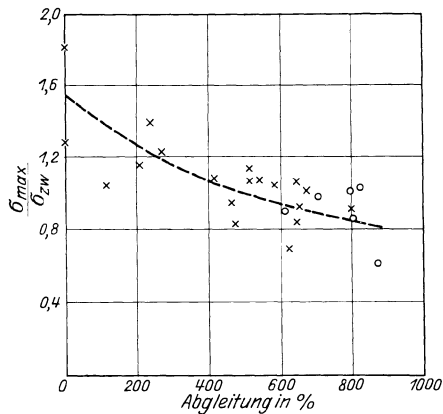


Abb. 22. Schubverfestigung der Basis von Cd-Kristallen durch mechanische Zwillingsbildung.

flächenzentrierte Kristalle¹ ist in Abb. 23 für den Cd-Kristall der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit den beiden Prismenflächen I. und II. Art wiedergegeben². Die sehr ausgeprägte Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze tritt deutlich zutage; der festeste Kristall über-

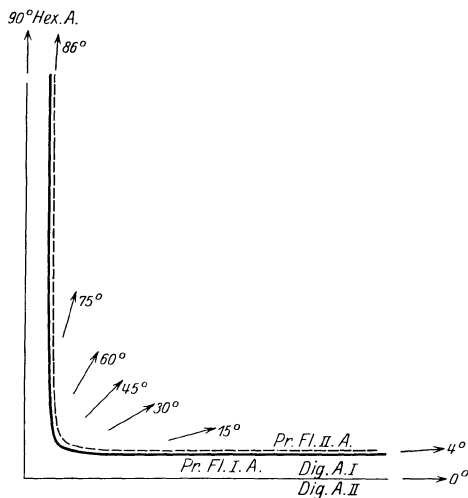


Abb. 23. Fließgefahrkörper des Cd-Kristalls. Schnitt mit den Prismenflächen I. und II. Art.

trifft den weichsten um mindestens das 6,5fache. Der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit der Basis ist in der Abbildung nicht angegeben. Das Eintreten der plastischen Deformation erfolgt hier durch mechanische Zwillingsbildung, für die ja das Initialgesetz noch unbekannt ist. Aus dem gleichen Grunde fehlt auch der Abschluß des Körpers für mit der Basis nahe zusammenfallende Richtungen³. Auch parallel der hexagonalen Achse ist

¹ E. Schmid: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 154. 1927.

² Die Länge des Radiusvektors vom Mittelpunkt aus gibt die Größe der Streckgrenze für die betreffende Richtung.

³ Auch beim Zn-Kristall tritt in diesem Orientierungsbereich mechanische Zwillingsbildung auf. Die seinerzeit auf Grund der Annahme von Translation nach der Prismenfläche gegebene Darstellung des Fließgefahrkörpers für Zimmertemperatur ist also für diese Orientierungen fehlerhaft.

der Körper noch offen. Für die bei dieser Orientierung eintretenden Translationen nach höher indizierten Kristallflächen liegen Messungen noch nicht vor.

Durch Kombination der für die Basistranslation ermittelten Verfestigungskurve (Abb. 12) mit der den Beginn der mechanischen Zwillingsbildung nach (ausgiebiger) Translation beschreibenden Grenzkurve (Abb. 16), können die Endpunkte der auf die Basistranslation bezüglichen technologischen Dehnungskurven rechnerisch ermittelt werden. Hierzu werden zunächst aus der Verfestigungskurve ($S - a$ -Kurve) die Kurven Effektivspannung—Abgleitung nach den Formeln

$$\sigma_{\text{eff}} = 2 \cdot \frac{\sin \lambda_0}{\sin \chi_0} \cdot \frac{S}{\sin 2\lambda},$$

$$\cot \lambda = \cot \lambda + \frac{\sin \chi_0}{\sin \lambda_0} \cdot a$$

berechnet¹. Der Schnitt dieser Kurvenschar mit der für die Zwillingsbildung gültigen Grenzkurve liefert die den verschiedenen Kristallorientierungen zugehörigen Grenzabgleitungen. Aus diesen erhält man weiter unter

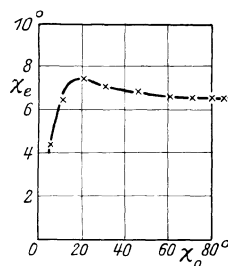


Abb. 24. Aus Verfestigungskurve und Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung ermittelter Endwinkel (χ_e) der Basis von Cd-Kristallen als Funktion der Ausgangslage (χ_0).

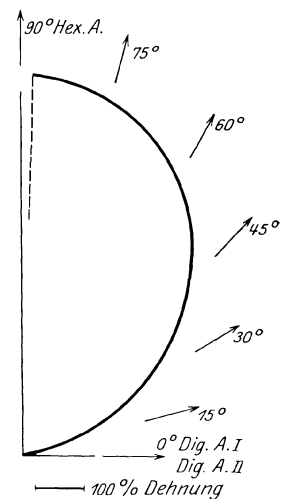


Abb. 25. Dehnungskörper des Cd-Kristalls. Schnitt mit einer Prismenfläche.

Benutzung der letzten Gleichung und der Dehnungsformel $d = \frac{\sin \lambda_0}{\sin \lambda} = \frac{\sin \chi_0}{\sin \chi}$ Orientierung und Dehnung des Kristalls bei Einsetzen der Zwillingsbildung. Die für $\chi = \lambda$ durchgeführte Rechnung führt auf den in Abb. 24 dargestellten Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Endwinkel der Basis- (Translations-) Fläche². Die experimentell gefundene ungefähre Konstanz der Endwinkel der Basis (Tabelle 4)³ findet so für χ_0 -Winkel größer als 10° ihre einfache Begründung.

In Abb. 25 ist der Schnitt des Dehnungskörpers wiedergegeben. Der Unterschied zwischen den Prismenflächen I. und II. Art ist zu gering, um noch darstellbar zu sein. Der Dehnungskörper stellt also im wesentlichen einen Rotationskörper um die hexagonale Achse dar. Für Richtungen in der Basis und bis 4° davon abwei-

¹ Die mit dem Index 0 versehenen Stellungswinkel beziehen sich auf die Ausgangslage der Translationselemente.

² Die Kurve gilt mit vernachlässigbaren Fehlern auch noch für die größtmöglichen Abweichungen von χ und λ .

³ Vgl. auch die früheren Beobachtungen am Zinkkristall von H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: l. c.

chende beträgt die (auf Basistranslation bezügliche) Dehnung Null. Ihr Wert steigt mit zunehmendem Winkel zur Basisfläche und erreicht bei 85° Neigungswinkel 782%. In unmittelbarer Nähe der hexagonalen Achse muß sodann, dem Versagen der Basistranslation und der Ausbildung mehrerer Pyramidentranslationen entsprechend, ein schroffes Absinken der Dehnung erfolgen.

Entnimmt man dem Schnitt der $\sigma_{\text{eff}} - a$ -Kurven mit der Grenzkurve der Zwillingsbildung außer der bisher allein benutzten Grenzabgleitung noch die dazugehörige Grenzeffektivspannung ($\sigma_{\text{eff,zw.}}$), so läßt sich mit Hilfe der eben berechneten Dehnung auch der Höchstlastkörper bestimmen. Seinen Schnitt mit den Prismenflächen I. und II. Art zeigt Abb. 26. Die Abweichungen von einem Rotationskörper um die hexagonale Achse sind in dem Bereich, in dem Basistranslation auftritt, nur gering. Für Orientierungen nahe der Basis (mechanische Zwillingsbildung) und parallel der hexagonalen Achse (Translation nach höher indizierten Ebenen) ist auch dieser Körper noch unbestimmt. Für Richtungen,

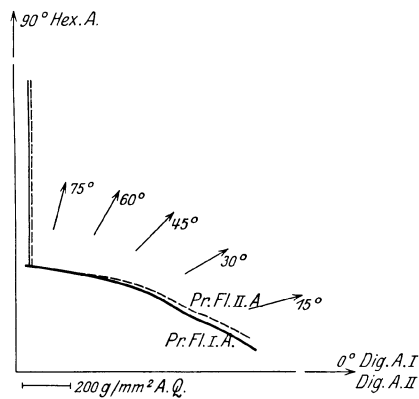


Abb. 26. Festigkeitskörper (Höchstlast) des Cd-Kristalls. Schnitt mit Prismenflächen I. und II. Art.

die von der hexagonalen Achse nur um 8° bzw. 9° und noch kleinere Winkel abweichen, stellt die Streckgrenze die im Verlauf des Versuchs erreichte höchste Last dar (vgl. Abb. 10 und 11). Für diese Orientierungen ist daher außer der nach Abschluß der Basistranslation erreichten Höchstlast auch noch der Schnitt des Fließgefahrkörpers mit angegeben.

Frühere modellmäßige Darstellungen der Höchstlast und Dehnung liegen für Kupferkristalle von J. Czochralski¹ (rein empirisch), für Aluminiumkristalle von v. Göler und G. Sachs² (berechnet auf Grund der Verfestigungskurve und Höchstlastbedingung) vor.

Zusammenfassung.

1. Die Verfestigung von Kristallen wird auf Grund der für die Mechanismen der plastischen Kristalldeformation gültigen Gesetzmäßigkeiten (kritische Grenzspannungen) besprochen.

¹ J. Czochralski: Z. Metallkunde Bd. 15, S. 7. 1923; Z. V. d. I. Bd. 22, S. 67. 1923.

² Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 12, S. 586. 1927.

2. Eine röntgenographische Bestimmung der Translationselemente des Kadmiums bestätigt die bis jetzt stets angenommene Analogie zum Zink: $T = (0001)$; $t = [1010]$.

3. Fließ- und Dehnungskurven von Cd-Kristallen heben denselben Spannungswert als charakteristisch für den Beginn ausgiebiger Translation hervor. „Streckgrenze.“

4. Bestätigung des bisher stets an Metallkristallen beobachteten Gesetzes, daß die Streckgrenze durch eine konstante Schubfestigkeit des Translationssystems gegeben ist.

5. Diese charakteristische Schubfestigkeit der Basis (in Richtung einer digonalen Achse I. Art) hängt von den Herstellungsbedingungen der Kristalle ab. Je langsamer die Kristallisation und Abkühlung erfolgt, um so niedriger liegt der Wert. Er beträgt für Ziehgeschwindigkeiten der Kristalle (Czochralskisches Ziehverfahren) von

20 cm/St.	58,4 ± 0,9 g/mm ²
5 bis 10 cm/St.	39,7 ± 1,2 „
1,5 cm/St.	25,5 ± 2,2 „

6. Temperung gesunder Ausgangskristalle führt ebenfalls zu erheblichen Abnahmen der Schubfestigkeit der Basis.

7. Der Verlauf der Translation ist durch eine Verfestigungskurve [Schubfestigkeit (S) des Translationssystems als Funktion der Abgleitung (a)] gut darstellbar. Für Abgleitungen über 200% gilt die Gleichung $S = 50a$.

8. An die Basistranslation schließt sich (wie bei Zinkkristallen) mechanische Zwillingsbildung. Die zur Ausbildung der mechanischen Zwillingsbildung erforderliche Spannung steigt mit zunehmender Translation in einfacher Weise an (Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung).

9. Die Weiterdehnung der Kristalle erfolgt durch neuerliche Basistranslation im Zwilling. Die Schubfestigkeit der Basis wird durch die Zwillingsbildung auf etwa das Dreifache erhöht. Diese Verfestigung ist überdies vom Ausmaß der primären Translation abhängig; je größer diese, um so kleiner die zusätzliche Verfestigung. Die sekundäre Basistranslation ist in der Regel mit schwacher Schubverfestigung (Gegensatz zu Zink) verbunden.

10. Eine schematische Darstellung der Gitterbewegungen bei der Dehnung von Cd- (Zn-) Kristallen wird gegeben.

11. Die beobachtete Konstanz der Endwinkel der Translationselemente im gedehnten Kristall ergibt sich aus der Verfestigungskurve und der Grenzkurve der mechanischen Zwillingsbildung.

12. An Hand von Schnitten des Fließgefahrs-, Dehnungs- und Höchstlastkörpers wird die Orientierungsabhängigkeit technologisch wichtiger Größen erläutert.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft danken wir bestens für die weitgehende Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Das Fließen von Metallkristallen bei Torsion.

Von R. Karnop und G. Sachs¹.

Der Widerstand, den ein Kristall der plastischen Verformung bei Torsionsbeanspruchung entgegengesetzt, ist nicht ohne weiteres angebar, auch wenn sein Verhalten bei einem Zugversuch weitgehend bekannt ist. Einmal ist zu klären, wieweit bei der ungleichmäßigen Spannungsverteilung in einem tordierten Kristall die grundlegenden kristallographisch-mechanischen Gesetze gültig bleiben, die das Eintreten der Gleitung an jeder Stelle des Kristalls an die Erreichung einer kritischen Schubspannung auf einem Gleitsystem knüpfen. Weiterhin ist von vornherein nicht angebar, in welcher Weise sich gegebenenfalls die verschiedenen Gleitvorgänge in den einzelnen Kristallteilen gegenseitig beeinflussen und zum Gesamtwiderstand des Kristalls zusammen wirken. Die Feststellung dieser Zusammenhänge in allen Einzelheiten ist bisher nicht möglich. Näherliegend erscheint zunächst eine Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit, wie sie hier vorgenommen worden ist. Die zahlenmäßigen Aussagen solcher Versuche lassen sich in verhältnismäßig durchsichtiger Weise auf ihre Übereinstimmung mit den Ergebnissen kristallographischer Überlegungen hin prüfen.

Die Versuche sind an Kristallen einer Aluminiumlegierung (95% Al, 5% Cu) in vergütetem Zustand durchgeführt worden. Zur Klärung der Kraftverhältnisse wurde zunächst die Streckgrenze (0,2% spez. bleibende Verformung) ermittelt. Die sich ergebenden Werte lagen in den Grenzen 2,2:1 (Würfellage: Oktaederlage). Sie folgen qualitativ der theoretischen Orientierungsabhängigkeit, die unter der Annahme einer fließenden Oberflächenschicht die Grenzen 1,85:1 ergibt. Die Abweichung erklärt sich wahrscheinlich durch Besonderheiten der Gleitvorgänge in ausgezeichneten Orientierungen. Die Elastizitätsgrenzen der Kristalle (der Beginn bleibender Formänderungen) schwanken nach der Rechnung in noch engeren Grenzen (1,73:1), und die Versuchsergebnisse stimmen auch qualitativ hiermit nicht gut überein. Für die mittlere Schubspannung auf den Gleitflächen an der Oberfläche ergaben sich bei Annahme einer fließenden Oberflächenschicht Werte zwischen 9 und 11 kg/mm² (mit einer mittleren Streuung von $\pm 10\%$). Die wirklichen Werte sollten kleiner sein als diese auf Grund einer elastizitätstheoretischen Spannungsverteilung ermittelten. Nun liegt aber bei Zugversuchen die wirksame Schubspannung an der Streckgrenze bei $9,0 \pm 0,6$ kg/mm²; und es ist ganz unwahrscheinlich, daß der Widerstand bei dem komplizierten Vorgang der Torsion — in wirksamer Schubspannung ausgedrückt — kleiner sein kann als bei Zug. Die Widerstände bei der Torsion der untersuchten Kristalle sind jedenfalls nicht wesentlich größer als nach kristallographischen Überlegungen zu erwarten ist. Dies deckt sich damit, daß verwickelte Gleitbewegungen bei diesen Kristallen nach früheren Beobachtungen nur geringe Widerstandserhöhungen zur Folge haben.

Die Elastizitätskonstanten der Kristalle sind nur in geringem Maße richtungsabhängig. Die aus den Versuchen ermittelten Gleitmoduln sind in der Würfellage mit 2750 kg/mm² etwa 10% größer als in der Oktaederlage mit 2450 kg/mm². Für die Elastizitätsmoduln ergibt sich aus den wenigen Zugversuchen ein umgekehrter Verlauf ($\sim 6900:8000$ kg/mm²). Eine Übereinstimmung dieser experimentell gefundenen Orientierungsabhängigkeit mit den Forderungen der Kristallphysik läßt sich nicht erreichen.

Versuchsmaterial und Versuchsdurchführung.

Zu den Versuchen wurden etwa 50 Kristalle von $\sim 3,2$ mm Durchmesser und 50 bis 100 mm Länge benutzt, die wie bei unseren Zugversuchen am gleichen Material¹ durch Rekristallisation hergestellt und danach veredelt waren.

Die Orientierung wurde an Hand gewöhnlicher Drehaufnahmen mit Mo-K-Strahlung bestimmt, deren 111- und 200-Reflexe zur Konstruktion eines Fehlerdreiecks der Orientierung benutzt wurden. Die erreichte Genauigkeit betrug hierbei schätzungsweise $1/2$ bis 1° .

Die Kristalle bevorzugten nach Abb. 1 sehr ausgesprochen sowohl die Oktaeder- als auch die Würfellage, so daß besonders die Rhombendodekaederecke des Orientierungsdreiecks ziemlich leer geblieben ist. In der Oktaederecke liegen außerdem etwa 1,5 mal so viel Kristalle als in der Würfecke. Eine ähnliche Verteilung

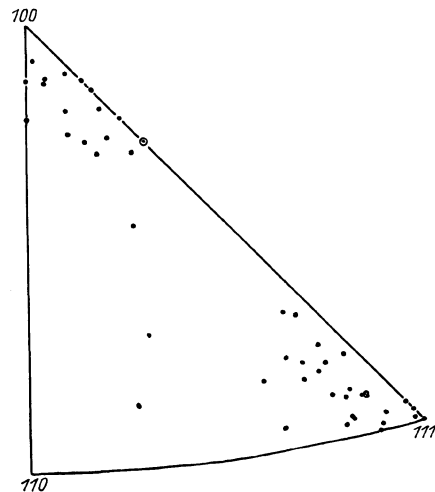


Abb. 1. Orientierung einer Anzahl von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

zeigten auch schon die von uns früher hergestellten Kristalle der gleichen Legierung, nur daß die Oktaederecke dort sehr viel stärker belegt war als die Würfecke. Diese Übereinstimmung läßt die älteren Feststellungen

¹ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

² Für eine weitere Untersuchung von Messingkristallen konnte die Genauigkeit dieses Verfahrens noch gesteigert werden.

¹ Original: Z. Phys. Bd. 53, S. 605—618. 1929.

über gesetzmäßiges Wachstum von Aluminiumkristallen in neuem Lichte erscheinen. Nach verschiedenen Untersuchungen¹ bevorzugen die Aluminiumkristalle mit bemerkenswerter Übereinstimmung die Rhombendodekaederlage, jedoch ist die Streuung in allen Fällen recht erheblich. Soweit es feststellbar ist, handelt es sich dabei stets um verhältnismäßig reines Aluminium (> 99,5% Al). Bei einem unreineren Material (99,1% Al) fanden wir² dagegen verschiedentlich, wenn auch nicht so ausgeprägt wie hier, ein Fehlen von Rhombendodekaederlagen, in anderen Fällen wieder eine praktisch ganz regellose Verteilung³. Es dürfte danach wohl die Würfel-flächendiagonale als bevorzugte Wachstumsrichtung bei der Rekristallisation von reinen Aluminiumkristallen angesprochen werden, während Legierungen — und anscheinend auch unreineres Aluminium — nach der Würfelkante und Würfel-diagonale wachsen.

Die meisten Kristalle wurden der Torsion unterworfen. An einer Torsionsmaschine von Amsler-Laffon wurden sowohl die Ausschläge des Belastungspendels (Torsionsmoment M) als auch die gegenseitige Verdrehung α zweier Querschnitte im Abstand von 25 mm mit Hilfe von Spiegeln bis zu einer spezifischen Schiebung γ von 1,0% gemessen, wobei

$$\gamma = \alpha \cdot \frac{d}{2l} \quad (1)$$

(d = Durchmesser, l = Meßlänge) ist. Im elastischen Bereich gilt für die Schubspannung τ an der Außenhaut die gleiche Formel wie bei isotropem Material:

$$\tau = \frac{M}{\pi d^3/16} \quad (2)$$

Sie verliert mit dem Eintreten plastischer Formänderungen ihre strenge Gültigkeit. Ein Weg zur Ermittlung der wirklichen Schubspannungen, die an jeder Stelle des Umfangs entsprechend der Elastizitätsgrenze des betreffenden Flächenelements eine andere Größe haben müßten, ist bisher jedoch nicht bekannt. Zur ange-näherten Berechnung derselben im plastischen Gebiet bei der Torsion von feinkristallinem Material ist von Prandtl⁴ und Ludwik⁵ die Annahme vorgeschlagen

¹ C. F. Elam: Phil. Mag. (6) Bd. 50, S. 517—520. 1925; E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34—48. 1926; J. Weerts: Z. techn. Phys. Bd. 9, S. 126—136. 1928.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Bd. 42, S. 283—301. 1927.

³ Vgl. auch W. G. Burgers und J. C. M. Basart: Ebenda Bd. 51, S. 545—556. 1928.

⁴ Vgl. H. Herbert: Z. V. d. I. Bd. 54, S. 1388. 1910. Herr Prof. Prandtl hat laut brieflicher Mitteilung die Torsion im plastischen Gebiet in seinen Vorlesungen erstmalig im Wintersemester 1904/05 behandelt. Er begründet seine Annahme wie folgt: Daß bei der plastischen Torsion eines Stabes mit Kreis- oder Kreisringquerschnitt die Radien Radian bleiben, folgt aus einer Symmetrieüberlegung. Wenn man den Stab einschließlich des an ihm angreifenden Kräfte-systems um einen Querschnittsradius um 180° schwenkt, so geht er in sich selber über und ebenso das Kräftesystem. Die einzige Formänderung des Radius, die mit dieser Art von Symmetrie verträglich ist, wäre eine Dehnung. Eine solche ist bei der Torsion in erster Näherung nicht zu erwarten, infolgedessen bleibt der Radius undeformiert. Es ist klar, daß diese Schlußweise nur auf isotrope Körper bzw. vielkristallinische Gefüge anwendbar ist. Beim Einzelkristall werden bei der Schwenkung um 180° die Kristallachsen

worden, daß die ursprünglichen Radien bei der Torsion Radian bleiben. Die spezifische Schiebung der Flächenelemente ist dann stets proportional ihrem Abstand von der Achse, und die zugehörige Spannung ergibt sich aus dem Torsionsmoment durch eine einfache graphische Konstruktion¹. Der Unterschied, der zwischen den auf Grund elastischer Spannungsverteilung und den auf Grund der Prandtl'schen Annahme berechneten Werten bei feinkristallinem Material besteht, könnte nun in ähnlicher Größe auch für Kristalle vermutet werden; und zwar müßte für einen ähnlichen Spannungsverlauf wie bei den hier untersuchten Kristallen der Prandtl-Ludwigsche Wert im Bereich kleiner Formänderungen etwa 20% hinter dem Elastizitätstheoretischen zurückbleiben. Nun liegen aber die als Anhaltswerte für das Fließen beobachteten Elastizitätstheoretischen Werte nur wenige Prozente höher als die aus Zugversuchen sich eindeutig ergebenden kritischen Schubspannungen. Deshalb können die Schubspannungen für Torsion auch nicht durch den Eintritt des Fließens um ganze 20% gefälscht sein. Es bleibt vielmehr nur der Schluß, daß die Prandtl-Ludwigsche Annahme zur Feststellung kritischer Fließspannungen bei der Torsion von Kristallen im Bereich sehr kleiner bleibender Verformungen nicht zulässig ist. Wir haben deshalb auch im plastischen Bereich die nach Gleichung (2) aus den Momenten bestimmten Schubspannungen den weiteren Betrachtungen zugrunde gelegt.

Von den auf diese Weise berechneten τ - γ -Kurven sind einige in Abb. 2 und 3 wiedergegeben.

Ihnen konnte zunächst in der dort angedeuteten Weise der Gleitmodul entnommen werden. Die Formänderungen waren bis zu erheblichen Spannungen hinauf (~ 6 bis 16 kg/mm², je nach der Orientierung) praktisch der Spannung proportional und elastisch. Der hohen Elastizitätsgrenze in der Nähe der Würfelkante entsprechend sind die Gleitmoduln solcher Orientierungen verhältnismäßig genau, während sie in der Oktaederlage mit einer mittleren Abweichung von $\pm 5\%$ für gleiche Orientierungen streuen (vgl. Abb. 7).

Die Elastizitätsgrenze der Kristalle kann den Kurven nicht mit Sicherheit entnommen werden. Statt dessen wurde daher ein Spannungswert, bei dem die Kurven sich um $\gamma = 0,2\%$ von der elastischen Geraden entfernen, als „Streckgrenze“ festgelegt und als Kennwert für den Eintritt bleibender Verformungen genommen. Die Elastizitätsgrenze wird vielleicht im Durchschnitt schätzungsweise 30% tiefer liegen als dieser Anhaltswert. Irgendein systematischer Gang beider Werte gegeneinander mit der Orientierung ist nicht feststellbar; die Kurven zeigen durchweg einen sehr ähnlichen Verlauf und überschneiden sich nur in wenigen Fällen.

Zur Ergänzung wurden an fünf Kristallen Zugversuche durchgeführt. Den Kurven Zugspannung (s) —

höchstens in gewissen Spezialfällen in sich selbst überführt, im allgemeinen Fall aber nicht. Infolgedessen werden bei der Torsion von Kristallen irgendwelche verwickelteren Formänderungen erwartet werden müssen, die noch zu studieren sein werden.

⁵ P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik, S. 31ff. Berlin 1909.

¹ P. Ludwik und R. Scheu: Stahl und Eisen Bd. 45, S. 373—381. 1925.

Dehnung (λ) wurde der Elastizitätsmodul entnommen. Als Anhaltswert für das Fließen diente die Zugspannung bei einer bleibenden Dehnung $\lambda = 0,1\%$ Abweichung von der elastischen Geraden, in Anlehnung an die Vorstellung von Ludwik¹, daß bei kleinen bleibenden Verformungen eine spezifische Dehnung einem doppelt so

12 kg/mm² erreichen. Von beiden Lagen wächst τ_s nach der Würfecke zu stark an, bis über 20 ± 2 kg/mm²; in der Würfecke 100 selber würde τ_s schätzungsweise (vgl. Abb. 6) 22 kg/mm² betragen.

Eine Begründung dieser starken Orientierungsabhängigkeit ist aus der kristallographischen Vorstellung heraus möglich, daß jede bleibende Verformung eines Kristalls durch Gleiten auf ausgezeichneten Gitterflächen und in ausgezeichneten Gitterrichtungen vor sich gehen kann. Bei Kristallen mit regulärfächenzentriertem Gitter treten als Gleitflächen die Oktaederflächen, als Gleitrichtungen die Flächendiagonalen auf. In einem bestimmten Element eines beanspruchten Körpers tritt das Gleiten dann ein, wenn die wirksame Schubspannung (Komponente der Schubspannung auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung) einen kritischen Wert erreicht, der im wesentlichen von den sonstigen Spannungsverhältnissen unabhängig ist.

In einem ungleichmäßig beanspruchten Körper, also z. B. einem tordierten Kristall, wird dieser kritische Wert der Schubspannung bei allmählicher Steigerung der Belastung an irgendeiner Stelle zuerst erreicht werden. Das Eintreten dieses Ereignisses, die Erreichung der Elastizitätsgrenze, ist, wie erwähnt, experimentell nicht faßbar. Theoretisch bietet die Berechnung des dazuge-

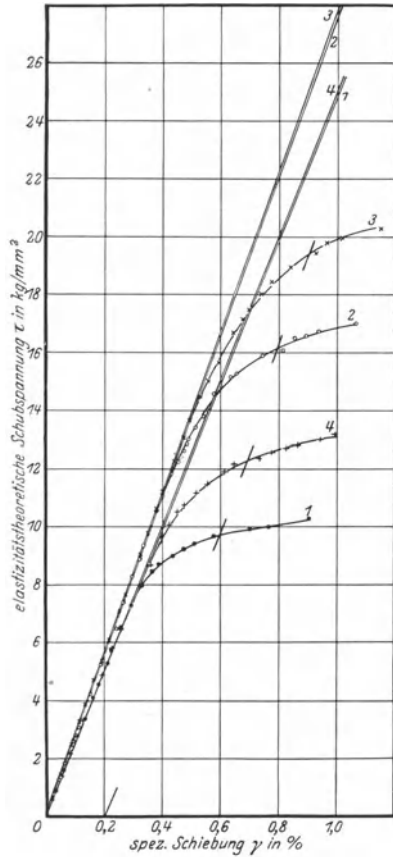


Abb. 2.

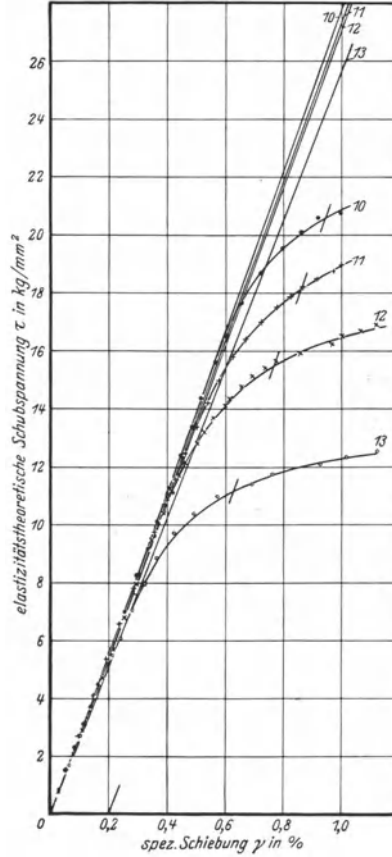


Abb. 3.

Abb. 2 und 3. Torsionskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

großen Wert der spezifischen Abgleitung in bezug auf die Verfestigungswirkung gleichwertig ist:

$$\gamma = 2\lambda.$$

Für Kristalle müßten eigentlich diese technologischen Größen durch kristallographische Abgleitung auf der Gleitfläche ersetzt werden. Diese ist aber vorläufig nur für den Zugversuch definiert und berechenbar².

In Tabelle 1 und 2 sind die Versuchsergebnisse zusammengestellt.

Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenzen.

Die experimentellen Werte der Streckgrenze bei Torsion sind entsprechend Abb. 4 stark von der Orientierung der Kristalle abhängig. In der Oktaederlage 111 beträgt τ_s (vgl. Abb. 6) im Mittel 9,8 kg/mm² mit einer mittleren Streuung von $\pm 10\%$; in der Rhombendodekaederlage 110 würde τ_s , soweit die wenigen Versuche in der Nähe dieser Lage einen Schluß zulassen, etwa

hörtigen Torsionsmoments keine Schwierigkeit, da die Spannungsverteilung in einem tordierten Kristall die gleiche ist wie in einem feinkristallinen Körper. Der Weg zur Bestimmung der Elastizitätsgrenze ergibt sich schon in allen Einzelheiten aus einer Untersuchung von Gough¹. Man hat für die elastizitätstheoretische Spannung τ die wirksamen Schubspannungen τ_{fr} an jeder Stelle des Stabes für alle zwölf Gleitsysteme (Gleitflächen $f =$ Oktaederflächen, Gleitrichtungen $r =$ Flächendiagonalen) zu bestimmen:

$$\frac{\tau}{\tau_{fr}} = \frac{1}{A \cos(\lambda - \lambda_0)}, \quad (3)$$

worin

$$A = \sqrt{-\frac{1}{2}(\cos 2\varphi + \cos 2\varrho + 2\cos 2\varphi \cos 2\varrho)}$$

und

$$\lambda_0 = \arctan[(\tan 2\varphi - 1) \operatorname{ctg}(\lambda_2 - \lambda_1)] + \lambda_\varphi$$

ist. Hierin bedeutet: φ den Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale, ϱ den Winkel der Stabachse zur Gleitrichtung, λ_φ bzw. λ_2 den Winkel zwischen der Projektion der Gleitflächennormale bzw. Gleitrichtung auf

¹ P. Ludwik: Elemente der technologischen Mechanik, S. 16ff. Berlin 1909.

² Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 11. 1927.

¹ H. J. Gough, S. J. Wright und D. Hanson: J. Inst. of Met. Bd. 36, S. 173—190. 1926.

Tabelle 1.

Ergebnisse von Torsionsversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

$$(a = \cos \alpha_1, b = \cos \alpha_2, c = \cos \alpha_3.)$$

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten			Orientierungs- funktion $a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2$	Elastizitätskonstanten		Streck- grenze τ_s kg/mm ²	Vor- hältnis- zahl (Fig. 5) $\frac{\tau}{\alpha}$	Mittlere Schub- spannung $\tau^* = \tau_s / \alpha$ kg/mm ²	Winkel : Stab- achse Würfel- diagonale β
	α_1	α_2	α_3		Gleit- modul G kg/mm ²	Spez. Drillung $\beta = 1/G$ 10 ⁶ · mm ² /kg				
1	55 ₅ °	55 ₅ °	53 ₅ °	0,329	2480	402	9,7	1,05 ₅	9,2	15°
2	90	80	10	0,030	2740	366	16,1	1,71	9,4	48
3	90	84	6	0,011	2770	362	19,4	1,79	10,8	51
4	80	52	40	0,251	2500	400	12,3	1,20	10,2	26
5	82 ₅	76 ₅	15 ₅	0,076	2650	378	16,4	1,54	10,6	40
6	62	58	45	0,315	2480	403	9,8	1,11	8,8	10
7	56	56	52 ₅	0,330	2450	(408)	10,5	1,06	9,9	2 ₅
9	84	78	14	0,052	2680	373	15,2	1,59	9,6	42
10	88	84	6	0,012	2770	361	20,7	1,77 ₅	11,7	49
11	82	81	12	0,034	2720	368	18,1	1,63	11,1	43
12	78	78	17 ₅	0,091	2700	370	15,5	1,49	10,4	37 ₅
13	64 ₅	57	44	0,308	2560	391	11,3	1,11 ₅	10,1	11
14	65	62	39	0,285	2570	390	11,4	1,15	9,9	16
15	54 ₈	54 ₈	54 ₈	0,333	(2530)	(395)	10,3	1,00	10,3	0
16	61	55	49	0,321	2450	408	10,2	1,08 ₅	9,4	7
17	61	53 ₅	50	0,327	2420	413	10,0	1,08	9,3	6
18	59	53	53	0,323	2550	392	10,7	1,06 ₅	10,0	4
20	59 ₅	56	49 ₅	0,322	2550	392	10,2	1,08	9,5	5 ₅
21	86	78 ₅	12	0,043	2720	368	15,8	1,63	9,7	43 ₅
22	66	58	42 ₅	0,289	2580	388	10,8	1,18 ₅	9,1	13
24	89	86 ₅	4	0,004	2680	374	20,3	1,83	11,1	52
25	79	77	17	0,082	2560	391	15,5	1,49	10,4	37 ₅
26	86	81	10	0,029	2700	370	19,5	1,68 ₅	11,6	45 ₅
27	78 ₅	58 ₅	34	0,239	2520	397	12,5	1,24	10,1	26
28	59	55 ₅	50	0,327	(2350)	(426)	9,8	1,07 ₅	9,1	5
29	82	78	15	0,059	(2650)	(378)	18,1	1,56	11,6	40
31	67	51	48	0,297	2450	408	12,2	1,12	10,9	12
32	62	55	48	0,318	2460	406	9,3	1,09 ₅	8,5	8
34	78	78	17 ₅	0,079	2720	368	17,2	1,49	11,5	37 ₅
36	84 ₅	84 ₅	8	0,018	2770	362	16,2	1,72	9,4	46 ₅
37	61	53	51	0,321	2550	392	11,7	1,08	10,5	6
38	60 ₅	59	46	0,309	2430	412	10,2	1,09 ₅	9,3	9
39	79	69	24	0,133	2560	391	14,5	1,37	10,6	33
40	83	83	10	0,029	2720	368	19,9	1,68 ₅	11,8	45
43	86	85	7	0,012	2770	362	21,4	1,76	12,1	48
44	62 ₅	59 ₅	43 ₅	0,302	2560	391	11,1	1,11 ₅	10,0	11
45	68	55	43	0,273	2390	419	9,9	1,14 ₅	8,7	14 ₅
46	88	84	65	0,012	2660	376	(18,0)	1,77	10,2	49
47	64 ₅	62	40	0,279	2560	391	10,7	1,14	9,4	15
48	56	55	54	0,325	2500	400	8,8	1,05 ₅	8,3	1
49	58 ₅	53 ₅	52 ₅	0,330	2400	417	8,9	1,06 ₅	8,4	3 ₅
50	63	57	45	0,313	2400	417	10,7	1,11	9,7	10

Tabelle 2.

Ergebnisse von Zugversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

(φ = Winkel Stabachse—Gleitflächennormale, ϱ = Winkel Stabachse—Gleitrichtung.)

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten			Orientierungs- funktion $a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2$	Elastizitätskonstanten		Streckgrenze		
	α_1	α_2	α_3		Elastizi- tätsmodul E kg/mm ²	Spez. Dehnung $\alpha = 1/E$ 10 ⁶ · mm ² /kg	Zug- spannung s_s kg/mm ²	Um- rechnungs- faktor $\cos \varphi \cdot \cos \varrho$	Schub- spannung $\tau = s \cdot \cos \varphi$ $\cdot \cos \varrho$ kg/mm ²
8	64 ₅ °	57°	44°	0,304	7760	129	23,4	0,391	9,1
19	58	55	52	0,324	7920	127	32,6	0,299	9,7
23	59	56	49 ₅	0,325	7880	127	25,8	0,328	8,5
33	60 ₅	56	48 ₅	0,319	8080	124	27,6	0,345	9,5
41	80 ₅	80 ₅	13 ₅	0,052	7200	139	20,4	0,456	9,3
42	61	53 ₅	50 ₅	0,321	7760	129	23,6	0,339	8,0
									9,0 ± 0,6

die Querschnittsfläche und einer beliebigen Querrichtung im Stabe. Diese Winkel bestimmen also die Orientierung des Kristallstabes. Der größte aller dieser Werte überhaupt gibt dann die Elastizitätsgrenze für den betreffenden



Abb. 4. Torsions-Streckgrenze von Kristallen einer Aluminiumlegierung. (in kg/mm^2)

den Kristall an. Die Rechnung ergibt, daß in der Oktaeder- und Rhombendodekaederlage

$$\tau_{111} = \tau_{110} = \tau_{fr}$$

und in der Würfellage

$$\tau_{100} = 1,73 \tau_{fr}$$

ist.

Hiernach bleibt die Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätsgrenze also um fast 30% hinter derjenigen der experimentellen Werte zurück, und außerdem ist der offenbar höhere Widerstand in der Rhombendodekaederecke (Abb. 4) als in der Oktaederecke unverständlich.

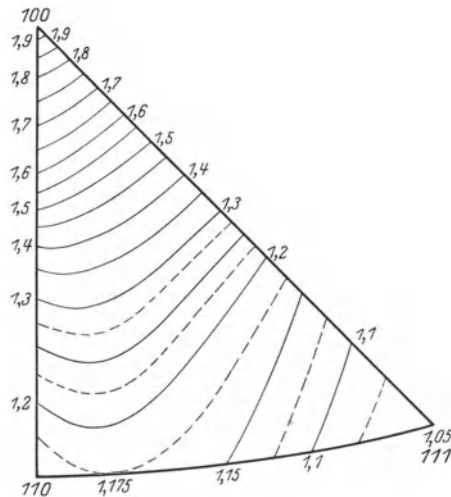


Abb. 5. Fließwiderstand bei Torsion von Kristallen mit regulär-flächenzentriertem Gitter.

Zu einer etwas besseren Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen gelangt man durch die Annahme, daß beim Fließen eines Kristalls sich eine plastische Oberflächenschicht gleicher Dicke ausbildet. Man könnte nun vermuten, daß die zunächst in Wirksamkeit tretenden Stellen geringen Widerstandes sich stärker ver-

formen als die Stellen höheren Widerstands. Die Versuche von Gough¹ zeigen jedoch, daß auch bei den sehr kleinen bleibenden Verformungen eines Dauerversuchs praktisch an allen Stellen eines Querschnitts Gleitungen stattfinden. Sie erfolgen auf verschiedenen Gleitflächen und teilen so den Querschnitt sektorartig auf. Zur Berechnung der Verhältniszahlen solcher Fließwiderstände bei verschiedenen Orientierungen braucht man nur die Elastizitätsgrenzen an allen Stellen des Umfangs festzustellen und mit gleichem Gewicht zu ermitteln. Nicht erfassbar bleibt hierbei ein etwaiger zusätzlicher Widerstand der Grenzstellen, an denen die Gleitung von einem Gleitsystem auf ein anderes übergeht. Zur Durchführung sind die Höchstwerte der durch Gleichung (3) bestimmten Größen für alle 12 Gleitsysteme an jeder Mantellinie $\lambda = \text{const}$ eines Kristallstabes aufzusuchen. Der Mittelwert gibt dann eine Verhältniszahl für den Fließwiderstand des Kristalls. Diese Rechnung, die in ihren Grundzügen schon früher mitgeteilt worden ist², wurde für etwa 30 bevorzugte Orientierungen durchgeführt. Die erhaltenen Werte reichen zum Entwurf eines Schichtlinienbildes (Abb. 5) aus, dem für jede beliebige Orientierung das Verhältnis einer mittleren Schubspannung beim Fließen zu der wirksamen auf dem Gleitsystem entnommen werden kann. In der Oktaederlage ergibt sich als Verhältniszahl 1,05; in der Rhombendodekaederlage 1,15; in der Würfellage 1,94. Die Extremwerte verhalten sich wie 1 : 1,85. Die Unterschiede sind also um etwa 7% größer als bei den Elastizitätsgrenzen (1 : 1,73).

Der Gang der so berechneten Fließspannungen mit der Orientierung entspricht, wie der Vergleich von Abb. 4 und 5 zeigt, qualitativ gut dem Gang der experimentellen Werte. Diese bewegen sich jedoch mit 1 : 2,2 immer noch in etwa 20% weiteren Grenzen als die berechneten Werte. Und zwar sind die Werte für die Oktaederlage verhältnismäßig niedrig gegenüber denen in der Würfellage. Um dies zu veranschaulichen, ist in Tabelle 1 noch das Verhältnis zwischen der Streckgrenze und der berechneten Verhältniszahl gebildet und in Abb. 6 über dem Ab-

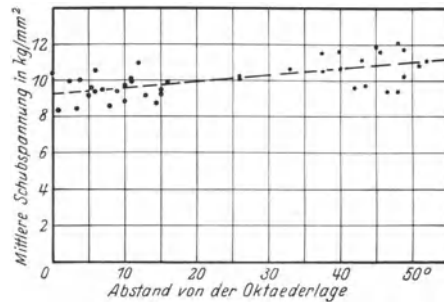


Abb. 6. Mittlere Schubspannung an der Streckgrenze bei Torsionsversuchen an Kristallen einer Aluminiumlegierung.

stand des Kristalls von der Oktaederlage aufgetragen. Diese Werte sollen nach den kristallographischen Überlegungen konstant sein und einen Anhalt für die Größe der wirksamen Schubspannung auf den Gleitsystemen bieten. Abb. 6 zeigt aber einen Anstieg der Werte mit zunehmender Entfernung von der Oktaederlage, und

¹ A. a. O.

² G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 72, S. 1011—1026. 1928.

zwar von 9,3 kg/mm² in der Oktaederecke bis 11,1 kg/mm² in der Würfecke.

Eine Erklärung dieses eigenartigen Orientierungseinflusses können nur die besonderen Gleitverhältnisse in den verschiedenen Lagen bieten. Während in der Oktaederlage und ihrer nächsten Umgebung alle in Frage kommenden Gleitbewegungen auf ein und derselben Gleitfläche vor sich gehen, beteiligen sich bei allen anderen Orientierungen mehrere Gleitflächen am Verformungsvorgang. Alle Kristallteilchen gleiten in der Oktaederlage auf der gleichen Gleitfläche, und nur die Gleitrichtung ändert sich in bestimmten, um je 60° gegeneinander versetzten Mantellinien, so daß also im ganzen 3 Gleitsysteme wirksam werden. In der Würfellage dagegen sind Gleitungen auf 4 Systemen möglich, die in Fläche und Richtung verschieden sind. In der Rhombendodekaederlage endlich führt die Rechnung auf die Wirksamkeit von zwei verschiedenen Gleitsystemen. Der Fließwiderstand bei Torsion fällt danach anscheinend um so höher aus, je mehr Gleitflächen an der Verformung beteiligt sind.

Im ersten Fall kann das Zusammenwirken der verschiedenen Gleitbewegungen verhältnismäßig ungestört vor sich gehen. In allen anderen Fällen dagegen greifen mehrere Gleitflächen ineinander¹ und bewirken so nach früheren Erfahrungen erhebliche Widerstandserhöhungen. Bei Zugversuchen liegen in bevorzugten Orientierungen ähnliche Verhältnisse vor. Bei Messingkristallen können dabei die Widerstandserhöhungen 50% und mehr betragen². Bei Zugversuchen an den hier untersuchten Kristallen konnten solche Unterschiede allerdings nicht festgestellt werden³. Indes beträgt der Einfluß bei Torsion auch nur etwa 20%, wenn man die Unterschiede der Werte in Abb. 6 als Maß dafür nimmt.

Es zeigt sich also, daß die Orientierungsabhängigkeit des Torsionswiderstandes im großen ganzen den Verlauf aufweist, wie er nach den aus Zug- und Druckversuchen entwickelten Vorstellungen über den Kräftemechanismus bei der Kristallverformung zu erwarten ist. Allerdings bleibt der zusätzliche Orientierungseinfluß in der Größe von 20% noch im einzelnen zu klären.

Was nun den Absolutwert des kristallographischen Torsionswiderstandes anbetrifft, so liegt die Frage nahe, wie er sich zu dem entsprechenden Wert bei den Zugversuchen verhält. Aus Zugversuchen ergibt sich der Wert der wirksamen Schubspannung bei Verformungen, die denen an der Streckgrenze der Torsionsversuche annähernd gleichwertig sind, nach Tabelle 2 zu $9,0 \pm 0,6$ kg/mm², in guter Übereinstimmung mit unseren früheren Versuchen ($9,3 \pm 0,7$ kg/mm²). Die Streckgrenze bei Torsion auf einen Mittelwert wirksamer Schubspannung umgerechnet, führte zu Werten zwischen 9,3 und 11,1 kg/mm². Dabei ist die Rechnung auf rein elastizitätstheoretischer Grundlage durchgeführt ohne Berücksichtigung des Umstandes, daß nach Prandtl die wirk-

lichen Spannungen nach dem Einsetzen des Fließens erheblich unter den elastizitätstheoretischen bleiben müssen. Für Kristalle scheint dies jedoch nach solchen kleinen Verformungen, wie sie der Streckgrenze zugrunde gelegt sind, nicht zuzutreffen. Da bei diesen Kristallen andererseits der Einfluß der gegenseitigen Behinderung verschiedener Gleitsysteme offenbar gering ist, erscheint es verständlich, daß bei dem verhältnismäßig einfachen Zusammenwirken der Gleitvorgänge in der Oktaederlage der Widerstand bei Torsion derart orientierter Kristalle nicht erheblich höher ist als bei Zug. In anderen Orientierungen macht sich dann das verschiedenartige Gleiten in den Kristallteilen in einem zusätzlichen Widerstand bis 20% bemerkbar.

Elastizitätskonstanten.

Die Versuche gestatten auch, die Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätskonstanten zu übersehen. Entsprechend Abb. 7 ist die spezifische Drillung, d. i. der reziproke Wert des Gleitmoduls, in der Würfellage ($a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2 = 0$; $a, b, c =$ Richtungskosinus

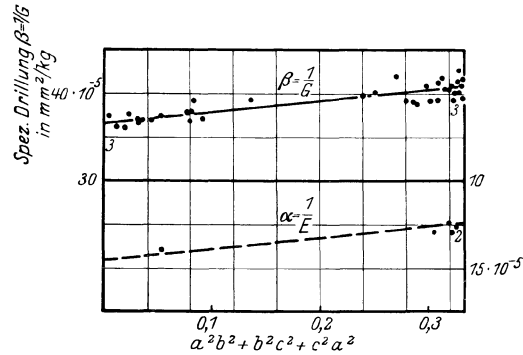


Abb. 7. Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätskonstanten von Kristallen einer Aluminiumlegierung.

Stabachse—Würfelkanten) etwa 12% kleiner als in der Oktaederlage ($a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2 = 0,333$). Der Theorie¹ entsprechend steigen die Werte praktisch linear mit der Orientierungsfunktion $a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2$ an. Der Elastizitätsmodul zeigt in Abb. 7, soweit die wenigen Messungen einen Schluß zulassen, den umgekehrten Gang mit der Orientierung. Dieselbe, aber weit stärkere Orientierungsabhängigkeit der Elastizitätsmoduln, wurde bei den gleichartig kristallisierenden Messingkristallen (regulär-flächenzentriert) gefunden². Die Messungen können daher durch drei Hauptelastizitätsmoduln erfaßt werden:

$$s_{11} \approx 14,7 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \approx 15 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn},$$

$$s_{12} \approx 6,8 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \approx 6,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn},$$

$$s_{44} \approx 36,5 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \approx 37 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn}.$$

Es gelten dann die Gleichungen:

$$\alpha = \frac{1}{E} = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44})(a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2),$$

$$\beta = \frac{1}{G} = s_{44} - (4s_{11} - 4s_{12} - 2s_{44})(a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2).$$

¹ Vgl. Abb. 17 bei Gough: A. a. O.
² M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.
³ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

¹ W. Voigt: Kristallphysik, S. 739ff. Berlin und Leipzig 1910.
² M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

Mit diesen Hauptelastizitätsmoduln ergibt sich ein Wert der Kompressibilität:

$$3(s_{11} + 2s_{12}) = 3,3 \text{ mm}^2/\text{kg},$$

der weit unter dem bekannten Wert für Aluminium ($\sim 13,5 \text{ mm}^2/\text{kg}$) liegt. Umgekehrt ist es nicht möglich, mit dem experimentellen Wert der Kompressibilität die erhebliche Orientierungsabhängigkeit des Gleit- und Elastizitätsmoduls oder deren Absolutwerte in Einklang

zu bringen. Da die gleiche Erscheinung auch schon bei Messingkristallen beobachtet worden ist und ein Fehler im Meßverfahren nicht festgestellt werden konnte, scheint es sich hier um tatsächliche Abweichungen von der Theorie zu handeln.

Für die Unterstützung unserer Untersuchungen sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaften zu großem Danke verpflichtet.

Festigkeitseigenschaften von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung.

Von R. Karnop und G. Sachs¹.

Ebenso wie von reinen Metallen lassen sich auch von einphasigen Legierungen einzelne Kristalle nach verschiedenen Verfahren planmäßig herstellen. Selbst die Anwesenheit einer zweiten Kristallart in geringer Menge beeinträchtigt die Kristallausbildung des Hauptbestandteils kaum. Bei der Rekristallisation fördern sogar gewisse Zusätze die Entstehung großer Kristalle.

Legierungen, die bei hohen Temperaturen aus einer Kristallart bestehen, bei niedrigen Temperaturen aber zur Ausscheidung einer zweiten Kristallart neigen, sind in der Regel vergütbar oder veredelbar. Bei Unterdrückung des Ausscheidungsvorganges durch Abschrecken und Auslösung durch Lagern oder gelindes Erwärmen können die Festigkeitseigenschaften in weiten Grenzen verändert werden. Die bekanntesten Beispiele hierfür bieten die vergütbaren Aluminiumlegierungen. Daß die Eigenschaftsänderungen an den Ausscheidungsvorgang gebunden sind, ist durch zahlreiche Untersuchungen sichergestellt; jedoch ist es bisher nicht gelungen, die Veredelung mit dem Ablauf der Ausscheidung zu koppeln.

Auch von solchen Legierungen lassen sich, wie im folgenden gezeigt wird, äußerlich einheitliche Kristalle herstellen, die die Fähigkeit zur Vergütung besitzen². Die veredelten Kristalle verhalten sich bei mechanischer Beanspruchung nicht wesentlich anders als Kristalle anderer Aluminiumlegierungen³.

Herstellung einzelner Kristalle.

Es wurde zunächst versucht, von drei Legierungen (99% Al, 0,5% Mg — 95% Al, 5% Cu — 94% Al, 0,5% Mg, 5% Cu)⁴ Kristalle in ähnlicher Weise wie bei technisch reinem Aluminium⁵ zu züchten. 15 cm lange Stücke von gezogenem Draht von 3 mm Durchmesser wurden zunächst bei 525° 6 St. und bei 300° 1 St. geglüht, nach langsamer Abkühlung um 1 bis 3% in einer Zerreißmaschine gereckt und innerhalb 6 Tagen von 450

auf 515° C erhitzt. Die Legierung mit 5% Cu¹ bildete nach 1,5% Dehnung durchweg Kristalle, welche die Stablänge (150 mm) zum größten Teil einnahmen. Oberflächlich waren kleine Kristalle zurückgeblieben, die durch Abätzen beseitigt wurden.

Bei den anderen beiden Legierungen entstanden auf diese Weise nur etwa 1 cm lange Kristallstücke. Die Legierung mit 0,5% Mg neigte schon bei der ersten Glühbehandlung zur Ausbildung großer Kristalle, besonders auch bei Verwendung dünner Drähte von 1 mm Durchmesser.

Die Orientierungsbestimmung wurde an Hand von Laue-Aufnahmen (senkrecht zur Stabachse) vorgenommen². Eine Feststellung der Orientierung an Hand der Ätzreflexe war nicht möglich, da eine genügend glänzende Ätzung nicht erzielt werden konnte. Die Kristalle bevorzugten die Würfeldiagonale als Wachstumsrichtung und mieden die Würfelächendiagonale (vgl. Abb. 1).

Der größte Teil der Kristalle wurde durch Abschrecken von 525° ($1/2$ St.) in Wasser von Raumtemperatur und Anlassen auf 100° ($1/2$ St.) in einen Zustand gebracht, der nach Versuchen an feinkristallinem Draht hohe Festigkeit und Dehnung aufwies. Die übriggebliebenen Kristalle waren nach dem Glühen bei 525° langsam im Ofen erkaltet, der noch 1 St. auf 300° gehalten wurde. Die wichtigsten Daten der untersuchten Kristalle gibt Tabelle 1 wieder.

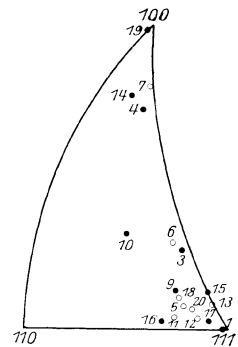


Abb. 1. Orientierung der untersuchten Kristalle.
• Veredelt, o Geglüht.

Der Verformungsvorgang.

Die Kristallstäbe wurden Zerreißversuchen unterworfen und bei verschiedenen Belastungen der größte und kleinste Durchmesser an 1 bis 2 Stellen mit Hilfe einer Mikrometerschraube gemessen.

Dieses Verfahren gibt schon einen gewissen Einblick in den Verformungsmechanismus. Solange nämlich einfache Gleitung auf einem Gleitsystem stattfindet (nach

¹ Original: Z. Phys. Bd. 49, S. 480—497. 1928.

² G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 18, S. 209—212. 1926.

³ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 112, S. 289—296. 1926; (A) Bd. 115, S. 133—147. 1927.

⁴ Den Dürener Metallwerken sind wir für die bereitwillige Herstellung der benötigten Legierungen zu besonderem Danke verpflichtet.

⁵ H. C. H. Carpenter und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 100, S. 329—353. 1921; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283—301. 1927.

¹ Genaue Zusammensetzung: 5,01% Cu, 0,35% Si, 0,37% Fe, Rest Al.

² E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926.

Tabelle I. Kennziffern von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung.

Zustand	Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelflächen			Streckgrenze			Höchstlast σ_B	Gleichmäßige Querschnittsverminderung q_h	Gleichmäßige Dehnung δ_h	Trennspannung			Winkel der Bruchfläche zur Stabachse	Bemerkungen	
					Zugspannung s_s	τ/s	Schubspannung τ_s				Reißfestigkeit s_b	τ/s	Schubspannung τ_b			
		α_1	α_2	α_3	kg/mm ²		kg/mm ²	kg/mm ²	%	%	kg/mm ²		kg/mm ²			
Veredelt (abgeschreckt von 525° in H ₂ O; angelassen 100° 1/2 St.)	1	54	54	56	34,4	0,286	9,8	45,6	7,2	8	49,2	0,291	14,3	—	Zusammengesetzte Bruchfläche	
	3	36	64	67	22,5?	0,399	8,9	35,4	12,3	14	41,4	0,400	16,6	42		
	4	12	80	83	18,8	0,462	8,7	33,6	13,2	15	38,7	0,454	17,6	46		
	9	43	57	66	24,5	0,400	9,8	41,1	12,6	14	47,0	0,371	17,4	42		
	10	31	62	77	20,2	0,482	9,7	36,7	10,4	11 ⁵	40,9	0,461	18,9	40 ⁵		
	14	10	81	86	18,0	0,462	8,3	33,0	16,3	19	39,4	0,453	17,8	48		
	15	46	60	60	25,0	0,340	8,5	42,0	6,7	7	44,9	0,347	15,6	43		
	16	47	50	68	22,2	0,400	8,9	38,0	20,7	26	47,9	0,364	17,4	37		
	17	51	54	59	31,0	0,320	9,4	43,1	9,0	10	48,5	0,312	15,2	—		
	19	1	89	90	24,0	0,418	10,1	36,9	16,0	19	43,8	0,436	19,1	—		
							9,3 ± 0,7									
	Haufwerk	—	—	—	13,8	—	—	33,3	16,6	20	—	—	—	—		
	do.	—	—	—	14,8	—	—	33,5	16,7	20	—	—	—	—		
Geglüht (300° 1 St.)	5	46	55	64	6,4	0,380	2,4	22,2	11,1	13	—	—	—	45 ⁵	Fließkegel	
	6	35	64	69	4,0	0,433	1,9	19,7	13,9	16	—	—	—	48		
	7	9	83	84	3,2	0,452	1,5	17,5	9,2	10	—	—	—	—		
	11	48	52	66	5,4	0,378	2,2	21,6	14,3	17	—	—	—	43		
	12	51	53	60	7,2	0,325	2,5	23,4	10,8	12	—	—	—	44		
	13	49	57	59	5,4	0,328	1,9	23,6	11,2	13	—	—	—	46		
	18	44	55	66	3,2	0,404	1,6	21,9	14,7	17	—	—	—	45		
	20	48	55	63	4,2	0,365	1,5	23,3	10,1	11	—	—	—	45		
								1,9 ± 0,4								
		Haufwerk	—	—	—	4,4	—	—	20,6	11,7	13	—	—	—		—

Taylor und Elam¹ ist die Gleitfläche eine Oktaederfläche [111] und die Gleitrichtung eine Würfelflächen-diagonale [110]), muß sich ein Kristallstab im allgemeinen in einer Richtung verbreitern². Im vorliegenden Falle war allerdings eine genaue Beurteilung dadurch beeinträchtigt, daß die Kristalle keinen runden, sondern einen annähernd elliptischen Querschnitt (bis 2% Unterschied) hatten. Auch erfolgte anfänglich bei den nahezu elastischen Beanspruchungen eine Dickenabnahme in allen Richtungen um einige 1/1000 mm. Trotzdem konnte bei Kristallen solcher Orientierungen, die sich theoretisch am stärksten verbreitern mußten, die zu erwartende Verbreiterung festgestellt werden. Es sind dies die Kristalle im Mittelfeld, besonders 16 und 9 in Abb. 1, bei denen Durchmessererweiterungen von 0,3 bis 0,4% beobachtet wurden. Bei anderen Orientierungen sind die Verbreiterungen auch bei reinem Aluminium gering oder negativ³. Die veredelten Kristalle verhalten sich also darin ganz ähnlich wie Aluminiumkristalle.

Gleitlinien ließen sich bei gedehnten Stäben nicht mit Sicherheit nachweisen. Erst nach dem Bruch waren, wie z. B. Abb. 2 zeigt, bei einigen Stäben in der Nähe der Bruchstelle zwei Streifensysteme zu erkennen. Sie waren jedoch so unvollkommen, daß eine Vermessung unmöglich war.

Die Orientierung einiger Kristalle nach dem Bruch wurde an Hand von Drehaufnahmen (Abb. 3 bis 6) bestimmt. Und zwar wurden zwei Kristalle gewählt, deren Stabachsen bei dem bekannten Gleitmechanismus des Aluminiums (zunächst Orientierungsänderung bis zur Grenze des sphärischen Dreiecks (Abb. 1) auf die Gleitrichtung [101], dann auf der Grenzlinie auf die [211]-Richtung hin)¹ in die Nähe wichtiger Kristallrichtungen kommen mußten. Und zwar Kristall 3 nach [211], Kristall 4 nach [511]. Die entsprechenden Drehaufnahmen (Abb. 3 und 4) zeigen, daß die Kristalle tatsächlich fast genau diese Lagen angenommen haben. In Abb. 7 sind die aus den Röntgenaufnahmen ermittelten Lagen den berechneten gegenübergestellt. Ferner wurden zwei Kristalle untersucht, bei denen von vornherein Abweichungen vom üblichen Gleitmechanismus zu erwarten waren. Diese Kristalle 19 und 1 hatten hochsymmetrische Ori-

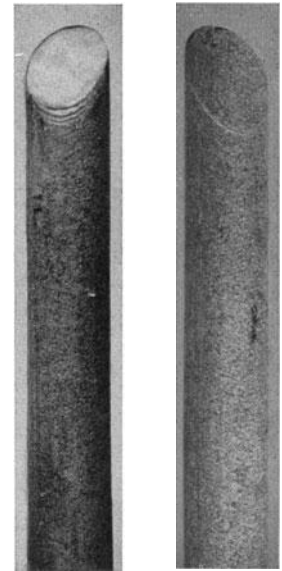


Abb. 2. Andeutungen von Gleitlinien bei einem zerrissenen Kristall. Viermal vergrößert.

¹ G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 102, S. 643—667. 1923; (A) Bd. 108, S. 28—51. 1925.

² H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

³ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

¹ G. I. Taylor und C. F. Elam: A. a. O.

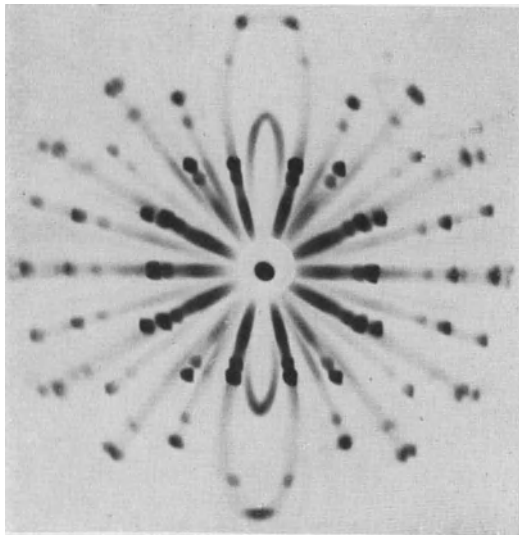


Abb. 3. Kristall 3: Stabachse nahe [211].

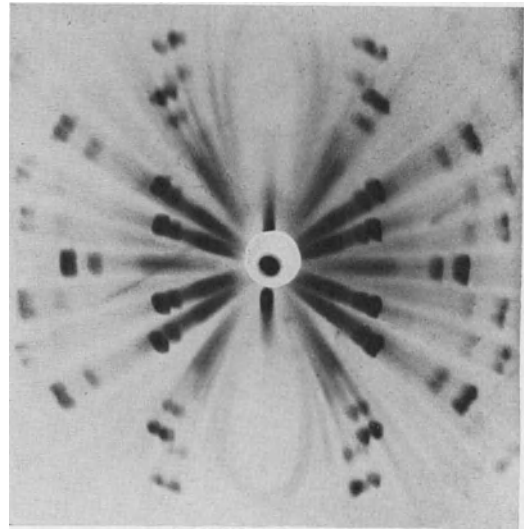


Abb. 5. Kristall 19: Stabachse nahe [100].

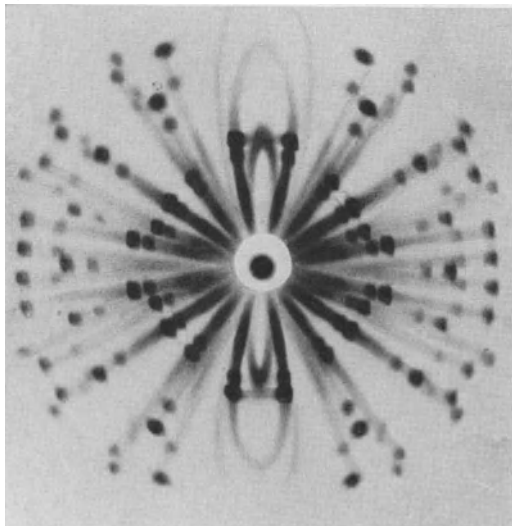


Abb. 4. Kristall 4: Stabachse nahe [511].

Abb. 3 und 4. Drehaufnahmen von zerrissenen Kristallen einer Aluminiumlegierung.

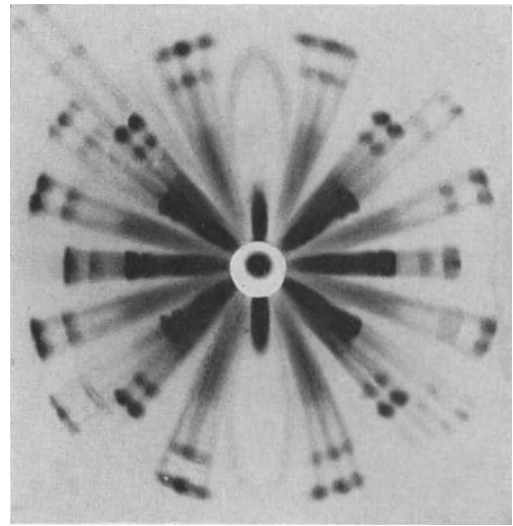


Abb. 6. Kristall 1: Stabachse nahe [111].

Abb. 5 und 6. Drehaufnahmen von zerrissenen Kristallen einer Aluminiumlegierung.

tierungen nahe der Würfelkante [100] und der Würfel-diagonalen [111]; sie behielten beim Zerreiversuch einen

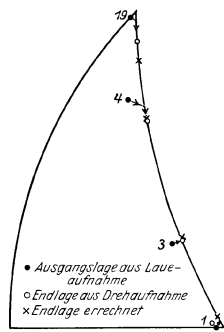


Abb. 7. Orientierungsänderungen von Kristallen einer Aluminiumlegierung beim Zerreiversuch.

nahezu runden Querschnitt bei; und nach den Erfahrungen an Aluminium¹ konnten bei solchen Kristallen leicht mehrere Gleit-systeme wirksam gewesen sein. Dies führt aber dazu, daß die Orientierung solcher Kristalle sich beim Versuch wenig ändert, was in der Tat durch die Drehaufnahmen (Abb. 5 und 6) bestätigt wird. Die Stabachse des Kristalls 19 liegt nach dem Bruch etwa 4° von [100] entfernt nach [111] hin, diejenige des Kristalls 1 höchstens 2°

¹ R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

von [111] ab. Dabei weichen die Kristalle allerdings, wie Abb. 7 zeigt, auch gar nicht sehr weit im er-

warteten Sinne von den aus dem strengen Gleit-mechanismus heraus berechneten Lagen ab.

Eine besondere Stütze für die Übereinstimmung der Gleitelemente der Legierungskristalle mit denen von Aluminium bieten außerdem die Spannungsverhältnisse.

Der Fließbeginn.

In Abb. 8 ist der Spannungsverlauf der veredelten Kristalle in Abhängigkeit von der Querschnittsverminderung aufgetragen. Das Fließen setzt nach geringen elastischen Verformungen ziemlich plötzlich ein¹. Die Zugspannung an dieser Streckgrenze liegt zwischen 18 und 36 kg/mm² und ist nach Abb. 9 und 10 eine Funktion der Orientierung, und zwar ganz so, wie es bei konstanter Schubspannung auf der Gleitfläche des Alu-

¹ Der allmähliche Übergang bei einigen Kristallen ist vermutlich auf Störungen zurückzuführen (vgl. G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776—796. 1927). Er wurde, wie Abb. 8 zeigt, durch einen scharfen Knick wie bei den andern Kristallen ersetzt.

miniums (Oktaederfläche) in der Gleitrichtung (Flächendiagonale) zu erwarten ist (Winkel: Stabachse—Gleitflächennormale = φ , Stabachse—Gleitrichtung = ψ).

gesetz der Kristallverformung, daß die „wirksame“ Schubspannung (auf der Gleitfläche in der Gleitrichtung) unabhängig von der Orientierung ist.

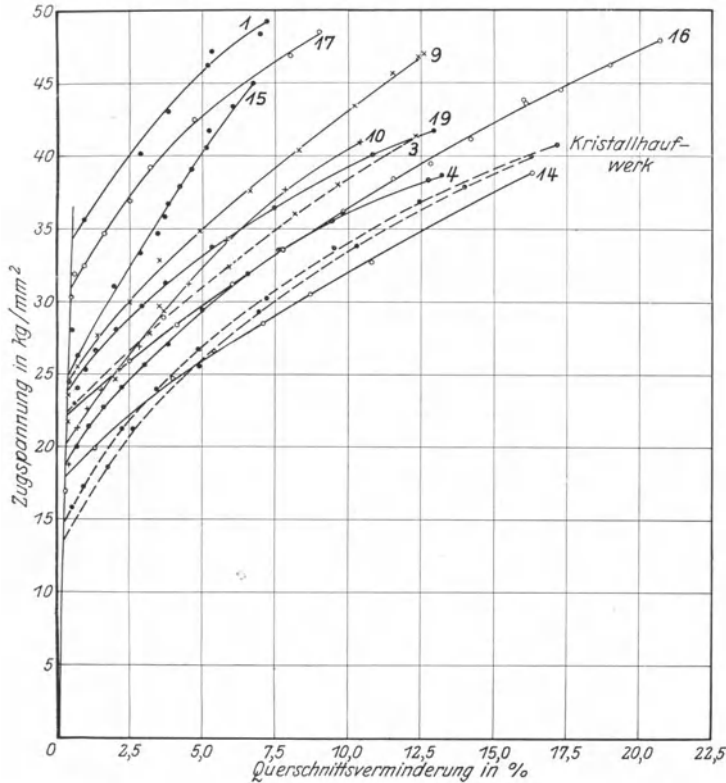
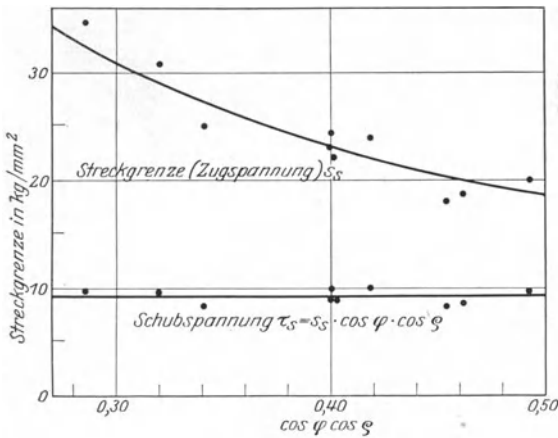


Abb. 8. Spannung-Querschnittsverminderungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung in veredeltem Zustande.



(ψ = Winkel der Stabachse zur Gleitrichtung.)
(φ = Winkel der Stabachse zur Gleitflächennormale.)

Abb. 10. Abhängigkeit der Streckgrenze von Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung von der Orientierung.

Die mittlere Abweichung vom Mittelwert 9,3 kg/mm² beträgt $\pm 8\%$, die größte -11% . Für die veredelten Kristalle gilt also mit guter Annäherung das von Schmid¹ an Zink und Wismut nachgewiesene Grund-

¹ E. Schmid: Proc. Int. Congress Applied Mechanics Delft 1925, S. 342—353; P. Rosbaud und E. Schmid:

Bei den unveredelten Kristallen war die Orientierungsmannigfaltigkeit verhältnismäßig gering (vgl. Abb. 1). Die Verformungskurven (Abb. 11) fallen daher viel dichter zusammen als bei den veredelten Kristallen. Die Streckgrenze ist auch bei ihnen ausgesprochen, liegt aber mit etwa 4 bis 8 kg/mm² ziemlich niedrig. Die Streuung ist dabei im Mittel über $\pm 20\%$ und wird auch bei Umrechnung auf wirksame Schubspannungen nicht kleiner.

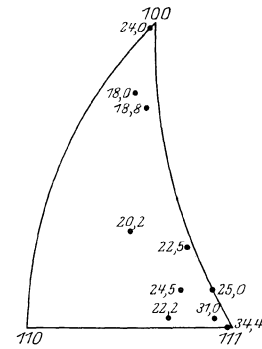


Abb. 9. Streckgrenze (in kg/mm²) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

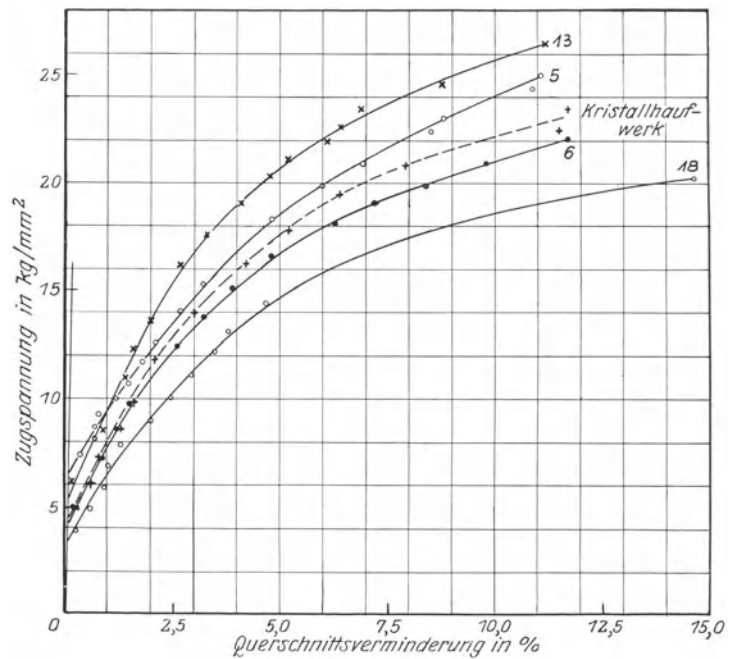


Abb. 11. Spannung-Querschnittsverminderungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung (geglüht).

Die Verformungskurven.

Unter der Annahme, daß der Gleitmechanismus der veredelten Kristalle der gleiche ist wie bei Aluminium, lassen sich die Zugspannungen und Querschnittsver-

Z. Phys. Bd. 32, S. 197—225. 1925; M. Georgieff und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 36, S. 759—774. 1926.

minderungen auf dem früher¹ entwickelten Wege in Schubspannungen und Ableitungen umrechnen. Die auf diese Weise gewonnenen Kurven (Abb. 12) zeigen eine wesentlich geringere Streuung als die technologischen

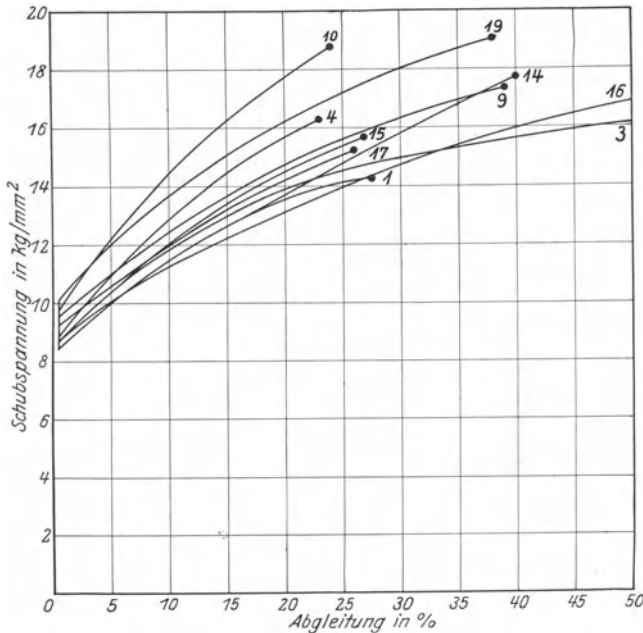


Abb. 12. Schubspannung-Ableitungskurven von Kristallen einer Aluminiumlegierung in veredeltem Zustande.

Kurven (Abb. 8). Sie verlaufen innerhalb eines Streuungsgebietes, das mit $\pm 15\%$ Abweichung von einer mittleren Kurve von gleicher Größenordnung ist wie für die Schubspannung an der Streckgrenze ($\pm 8\%$) und nicht wesentlich über die zufälligen Abweichungen gleichorientierter Kristalle hinausgeht. Die technologischen Kurven gehen dagegen etwa ± 25 bis 50% auseinander.

Festigkeit und Dehnung.

Die Festigkeiten und Dehnungen der untersuchten Kristalle sind in Tabelle 1 zusammengestellt und die Werte der veredelten Kristalle in Abb. 13 und 14 eingetragen. Die Dehnungswerte bewegen sich zwischen 7 und 26% und streuen erheblich, im großen ganzen liegen sie für Kristalle mit großer Festigkeit verhältnismäßig niedrig.

Die Festigkeit der vergüteten Kristalle (Abb. 13) zeigt einen ähnlichen Gang mit der Orientierung wie die Streckgrenze (Abb. 9) ändert sich aber nur im Verhältnis 1:1,4 (33,0 bis 45,6 kg/mm²). Die geringere Orientierungsabhängigkeit gegenüber der Festigkeit von Alu-

miniumkristallen¹ erklärt sich daraus, daß bei den veredelten Kristallen der Bruch durch einen bisher noch nicht bekannten Umstand ziemlich plötzlich eintritt. Bei Aluminiumkristallen hängt dagegen die Festigkeit mit dem Verlauf der Spannung während der Verformung eng zusammen und läßt sich sogar rechnerisch erfassen².

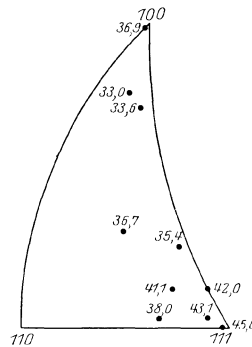


Abb. 13. Festigkeit (in kg/mm²) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

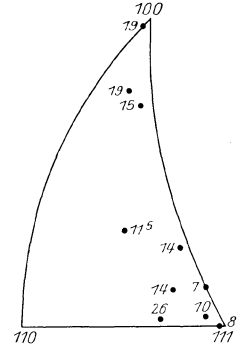


Abb. 14. Höchstlastdehnung (in %) von Kristallen verschiedener Orientierung einer veredelten Aluminiumlegierung.

Der Bruch.

Eine vollständige Klärung des Bruchvorganges ist bisher nicht gelungen.

Die Bruchausbildung der einzelnen Kristalle ist, wie Abb. 15 zeigt, von ihrer Orientierung abhängig. Bei mittleren Orientierungen tritt, ähnlich wie bei den von Elam³ untersuchten Aluminium-Zink-Kristallen, eine einzige, ziemlich glatte Bruchfläche auf. Bei den unver-

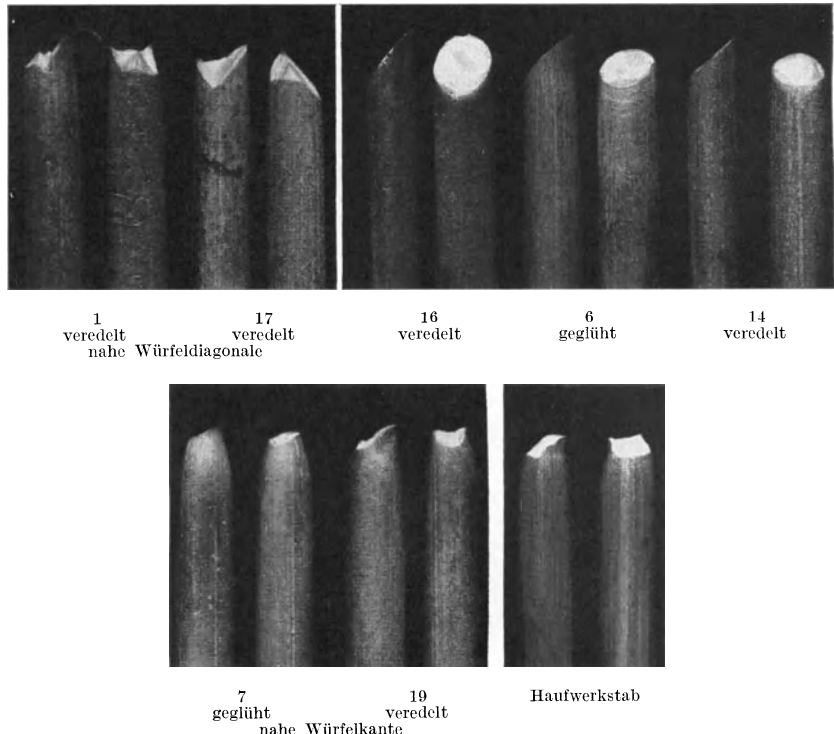


Abb. 15. Bruchausbildung von Kristallen einer veredelbaren Aluminiumlegierung. 2,5mal vergrößert.

¹ Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.; R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

² R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.
³ Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927.

³ C. F. Elam: A. a. O.

edelten Kristallen war die Neigung dieser Bruchfläche durchschnittlich 45° ; die Einzelwerte schwankten ohne ersichtliche Gesetzmäßigkeit zwischen 43 und 48° (vgl.

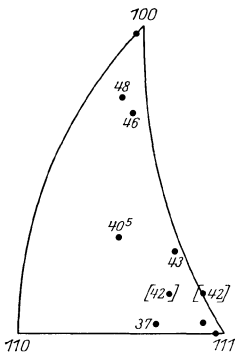


Abb. 16. Neigung der Bruchfläche zur Stabachse bei verschiedenen orientierten Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung.

Tabelle 1). Bei den veredelten Kristallen zeigt die Neigung der Bruchfläche zur Stabachse nach Abb. 16 einen systematischen Gang mit der Orientierung. Mit Ausnahme der beiden in Abb. 16 eingeklammerten Kristalle scheint dabei die Bruchfläche einem Gleitliniensystem parallel zu verlaufen (vgl. Abb. 2); die Neigung der Bruchfläche ergibt sich aber für diese Kristalle um etwa 10° flacher als die Neigung der Gleitfläche. Bei den beiden in Abb. 16 eingeklammerten Kristallen nimmt

die Bruchfläche eine ganz andere Lage ein als die Gleitfläche, die bei diesen Kristallen verhältnismäßig steil liegt.

Bei Kristallstäben, die nahezu nach einer Würfel diagonale orientiert sind, setzt sich der Bruch, wie Abb. 15 zeigt, aus mehreren fast ebenen Flächen zusammen. Die Neigung dieser Flächen zueinander läßt jedoch ebenfalls keine Rückschlüsse zu, ob wir es hier mit wirklichen Kristallflächen zu tun haben. Kristalle,

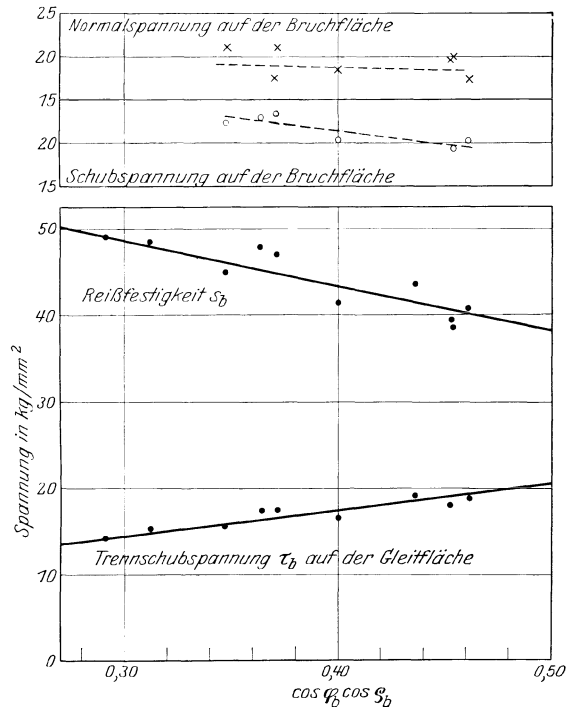


Abb. 17. Trennspannungen von Kristallen einer veredelten Aluminiumlegierung.

deren Stabachse nahe einer Würfelkante liegt, zeigen keine glatten Trennungsflächen, sondern ziehen sich ähnlich wie Haufwerkstäbe zu einem deutlichen Fließkegel aus.

Die Kräfteverhältnisse beim Bruch veranschaulicht Abb. 17. Da der Bruch unter geringem Lastabfall ziem-

lich plötzlich erfolgt, kann die im Augenblick der Höchstlast getragene Spannung wohl als Reißfestigkeit angesprochen werden. Diese ist in systematischer Weise von der Orientierung abhängig. Berechnet man hieraus nun etwa die Schubspannung auf der Gleitfläche, so ist diese in umgekehrter Weise von der Orientierung abhängig. In noch stärkerem Maße gilt dies für die Normalspannung auf der Gleitfläche. Die Schubspannung auf der gemessenen Bruchfläche andererseits ist in ähnlicher Weise von der Orientierung abhängig wie die Reißfestigkeit, und nur die Normalspannung auf der Bruchfläche zeigt keinen Gang mit der Orientierung. Die Übereinstimmung dieser Werte ist aber nicht gut genug, um hieraus den Schluß ziehen zu können, daß allein die Größe der Normalspannung in der Bruchfläche für den Bruchvorgang maßgebend ist.

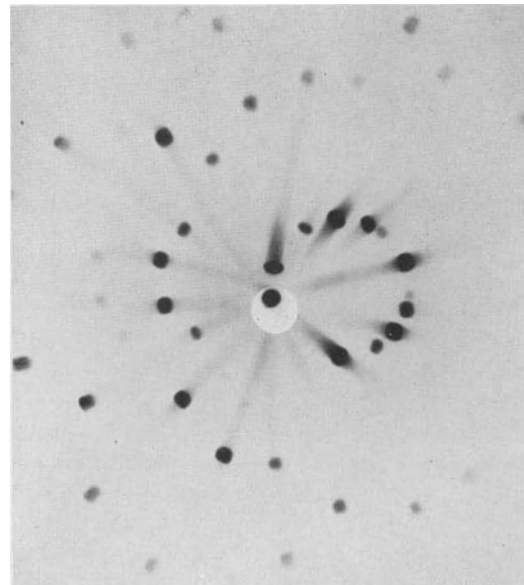


Abb. 18. Veredelt (abgeschreckt von 525° in H_2O ; angelassen 100° , $\frac{1}{2}$ St.).

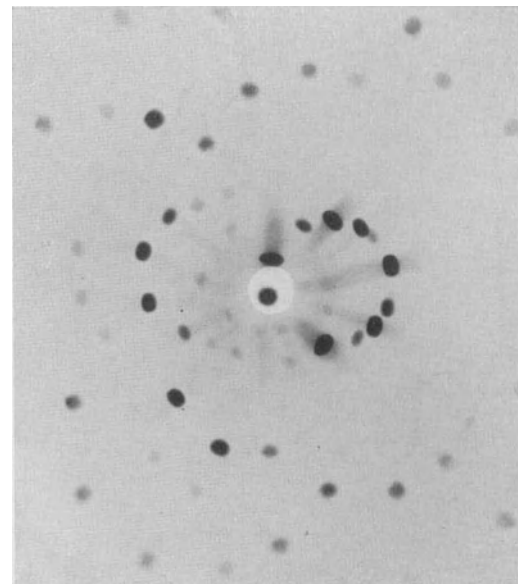
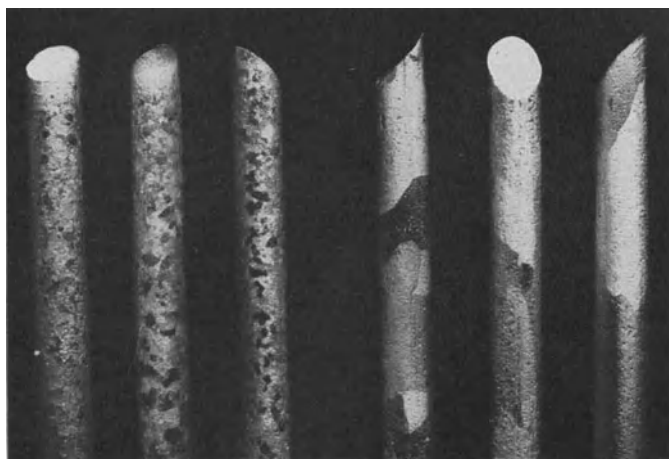


Abb. 19. Gegläht (400° , $\frac{1}{2}$ St.; 300° , $\frac{1}{2}$ St.).

Abb. 18 und 19. Laue-Aufnahmen eines Kristalls einer Aluminiumlegierung in veredeltem und geglähtem Zustande.)

Einfluß der Veredelung.

Die Laue-Aufnahmen von veredelten und unveredelten Kristallen unterscheiden sich, wie Abb. 18 und 19 zeigen, nur sehr wenig voneinander. Beim geglühten Kristall ist allerdings die Begrenzung der Laue-Flecken schärfer, der Asterismus geringer. Daraus läßt sich aber nur entnehmen, daß das an sich niemals vollkommen einwandfreie Gitter von Metallkristallen bei diesen Legierungen durch den Vergütungs Vorgang in geringem Maße unregelmäßig verzerrt wird. Diese Feststellung will wenig besagen, da der gleiche Effekt z. B. auch bei geringen Verformungen der Kristalle entsteht. Ob irgendwelche, für die Veredelung kennzeichnenden Gitteränderungen eintreten, kann nur auf Grund von sehr verfeinerten Röntgenverfahren festgestellt werden.



Geglüht (bei 340° rekr.).

Veredelt (bei 470° rekr.).

Abb. 20. Rekristallisation einzelner Kristalle einer Aluminiumlegierung. (Dehnung ~ 10%.) 2,5mal vergrößert. Geätzt abwechselnd mit 50% HCl und 50% HNO₃.

Sehr bedeutend sind dagegen die Veränderungen der Festigkeitseigenschaften durch die Vergütung. Besonders die Schubspannung an der Streckgrenze wird von etwa 2 auf 9,5 kg/mm², also fast auf den fünffachen Wert, erhöht. Die Trennspannung beim Bruch steigt von 20 bis 25 kg/mm² auf 40 bis 50 kg/mm². Die Dehnung schließlich wird wenig geändert, so daß also die Vergütung tatsächlich ihrem Namen entsprechend eine wesentliche Steigerung der Belastbarkeit in der Technik zur Folge hat, ohne daß dadurch der in der Dehnung liegende Sicherheitsfaktor in Anspruch genommen wird.

Schließlich wurde noch der Einfluß der Veredelung auf das Rekristallisationsvermögen untersucht. Einige zerrissene und dabei um 7 bis 20% gedehnte Kristalle wurden stufenweise auf wachsende Temperatur gebracht. Die veredelten Kristalle rekristallisierten erheblich später und zerfielen, wie Abb. 20 zeigt, in wesentlich größere Kristalle als die unveredelten. Im Vergleich zu reinem Aluminium¹ zeigt sich, daß die veredelten Kristalle mit 450 bis 470° bei etwas niedrigeren Temperaturen rekristallisieren als Kristalle von Aluminium, die unveredelten aber mit 330 bis 340° ein stärkeres Rekristalli-

¹ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.

sationsvermögen aufweisen als feinkristallines Aluminium.

Die veredelten Kristalle verhalten sich also in bezug auf ihre Rekristallisation wie einwandfreie Kristalle. Bei den geglühten Kristallen müssen dagegen Störungen des einfachen Gleitvorganges vorliegen, wie sie z. B. auch beim Ziehen von Kristallen durch eine Düse eintreten¹. Es liegt nahe, den Grund für diese Störungen in den Ausscheidungen zu suchen, welche bei der Verformung zu örtlichen Unregelmäßigkeiten im Kristallgitter und damit zu einem erhöhten Rekristallisationsbestreben führen.

Nach allgemeiner technologischer Erfahrung haben nun solche Störungen sowohl eine Erhöhung der Widerstandswerte (Streckgrenze, Festigkeit) als auch des Rekristallisationsbestrebens zur Folge. Bei den veredelten Kristallen ist jedoch der hohe Verformungswiderstand mit einem geringen Rekristallisationsbestreben verbunden. Dies legt den Schluß nahe, daß die Störungen durch erfolgte Ausscheidung nur gering sein können, auch wenn diese in besonders feiner Form vor sich gegangen sind. Eine solche „kritische Dispersion“ wird aber vielfach für die Veredelung verantwortlich gemacht. Falls dieser Ausdruck jedoch mehr aussagen soll, als daß die Veredelung mit der Übersättigung und dem dadurch bedingten Ausscheidungsbestreben verbunden ist, entbehrt er bisher einer experimentellen Begründung.

Die Versuche sprechen vielmehr dafür, daß die große Härte des veredelten Materials an einen besonderen Zwangszustand des Kristallgitters gebunden ist, der sich vor und während der eigentlichen Ausscheidung einstellt². Ein solcher Zwangszustand ist ja bei Stahl im Martensit erkannt worden³. Die Härtung durch Abschrecken und Anlassen wäre danach — ebenso wie die Härtung durch Legierung — als eine besondere physikalische Erscheinung anzusprechen. Ihre wirkliche Aufklärung werden beide erst finden, wenn nähere Vorstellungen über die Bindungskräfte in Metallgittern entwickelt worden sind.

Kristalle und Kristallhaufwerk.

Zum Vergleich mit den Kristallen wurden einige bei 525° 1/2 St. ausgeglühte und danach ebenso

¹ R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

² Vgl. P. Ludwik: Z. V. d. I. Bd. 70, S. 380. 1926; sowie die eingehenden Untersuchungen von W. Fraenkel und seinen Mitarbeitern, z. B. Z. Metallkunde Bd. 18, S. 189 bis 192. 1926. Diese Auffassung wird durch eine soeben erschienene Untersuchung von P. Chevenard und A. Portevin (Comptes Rendus Bd. 186, S. 144—146. 1928) gestützt. Danach geht die Härtesteigerung beim Anlassen nicht der Ausscheidung von CuAl₂ parallel, die mit Volumenvergrößerung verbunden ist, sondern einer Volumenverminderung, deren Ursache nicht festgestellt ist.

³ Die Modifikationsänderung beim Stahl hat an sich nichts damit zu tun, daß der Martensit einen unbeständigen Zustand des α -Eisens darstellt. Eine geringe Lösungsfähigkeit für Kohlenstoff besitzt wahrscheinlich auch α -Eisen (vgl. G. Masing und L. Koch: Wiss. Ver. Siemens-Konzern Bd. 8, S. 202—210. 1927).

wie die Kristalle behandelte feinkristalline Stäbe untersucht.

Die Verformungskurve des unveredelten Haufwerkstabes verläuft nach Abb. 11 mitten zwischen denen der Kristalle. Im Gegensatz zu reinem Aluminium¹ — und noch viel mehr zum hexagonal kristallisierenden Zink² — ist danach der Unterschied im Verformungswiderstand der Kristalle und des Kristallhaufwerkes gering.

¹ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927.

² M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 684 bis 712. 1925.

Beim veredelten Material liegen sogar, wie Abb. 8 zeigt, die Kurven der Haufwerkstäbe unter denen der Kristalle, besonders im Gebiet der Streckgrenze. Diese Erscheinung kann nur dadurch erklärt werden, daß der Veredelungseffekt aus irgendeinem Grunde bei den Kristallen größer ausfällt als beim Kristallhaufwerk. Die hohen Festigkeitswerte, die hier für Kristalle mitgeteilt sind, überschreiten auch die sonst bekannten Werte für vergütete (und nicht nachträglich kaltverformte) Aluminiumlegierungen.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die großzügige Unterstützung unserer Untersuchungen zu besonderem Dank verpflichtet.

Untersuchungen an Kristallen von β -Messing.

Von Frhrn. v. Göler und G. Sachs¹.

Die Legierungsreihe Kupfer—Zink weist zwischen 50 und 54 Gew.-% Kupfer intermediäre Mischkristalle auf, die als Basis der zinkreichsten, technisch viel verwendeten Messinge erhebliches Interesse gefunden haben. Diese Kristallart β besitzt wie Eisen und Wolfram ein regulär-körperzentriertes Gitter, während Kupfer und die kupferreichen Messinge sowie die meisten anderen Gebrauchsmetalle und -legierungen regulär-flächenzentriert kristallisieren.

Ähnlich wie bei Eisen der A_2 -Punkt (760°) ist auch bei β -Messing eine „Umwandlung“ festgestellt, deren Natur nicht geklärt ist². Beim Erwärmen beobachtet man anormale Veränderungen des Wärmeinhaltes, des Volumens, der elektrischen Leitfähigkeit und anderer Eigenschaften, die bei etwa 300° allmählich auftreten und bei 450 bis 470° ihren höchsten Wert und zugleich ihre obere Grenze erreichen³.

Aus der Erstreckung über einen größeren Temperaturbereich geht hervor, daß es sich dabei jedenfalls nicht um eine allotrope Umwandlung im gewöhnlichen Sinne handeln kann. Außerdem ergaben auch Pulveraufnahmen von Phillips und Thelin⁴ bei verschiedenen Temperaturen, sowie von Owen und Preston⁵ an abgeschreckten und langsam abgekühltem Material stets das gleiche Gitter⁶.

¹ Original: Naturwissensch. Bd. 16, S. 412—416. 1928.

² Vgl. neuerdings M. Johansson: Ann. d. Phys. [4] Bd. 84, S. 976—1008. 1928.

³ T. Matsuda: Sci. Rep. Tohoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 223—268. 1922; J. L. Haughton und W. T. Griffiths: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 245—253. 1925; II; G. Tammann und O. Heusler: Z. anorg. Chem. Bd. 158, S. 349—358. 1926; J. H. Andrews und R. Hay: J. Roy. Techn. Coll. Glasgow Bd. 1, S. 48. 1924; M. L. Gayler: J. Inst. Met. Bd. 34, S. 235—244. 1925; II. Vgl. auch die Zusammenfassung bei O. Bauer und M. Hansen: Der Aufbau der Kupfer-Zink-Legierungen, Berlin 1927, S. 37 ff.

⁴ A. Phillips und L. W. Thelin: J. Frankl. Inst. Bd. 204, S. 359—368. 1927. Diese Arbeit erschien bei Abschluß unserer Versuche.

⁵ E. A. Owen und G. D. Preston: Proc. Phys. Soc. London Bd. 36, S. 49—65. 1923. Dieselbe Feststellung haben A. Westgren und G. Phragmèn: Phil. Mag. [6] Bd. 50, S. 311—341. 1925, I. an der β -Phase des Systems Ag—Zn, wo wahrscheinlich gleiche Verhältnisse vorliegen, gemacht.

⁶ Ferner hat H. Imai: Sci. Rep. Tohoku. Imp. Univ. Bd. 11, S. 313—332. 1922 einige Laue-Aufnahmen an grob-

Bei Eisen ist ebenfalls sowohl durch Pulver-¹ als auch durch Laue-Aufnahmen² bei hohen Temperaturen nachgewiesen worden, daß bei Durchschreitung der A_2 -Umwandlung keine Gitteränderung eintritt.

Die vorliegende Mitteilung beabsichtigt, unsere Kenntnisse über das Verhalten von β -Messing in einigen Punkten zu vervollständigen. An Hand von Laue-Aufnahmen an einzelnen Kristallen bei verschiedenen Temperaturen wird der Zusammenhang zwischen dem Temperatureffekt bei Röntgenaufnahmen und den Rekristallisationserscheinungen erörtert. Ferner werden durch Dehnungsversuche an einigen Kristallstäben die als Gleit- und Trennungsfläche wirksamen Kristallflächen ermittelt.

1. Die Laue-Aufnahmen an einem in geeigneter Orientierung eingestellten Kristall von β -Messing zeigen nach Abb. 1 bis 6 zwischen 400 und 500° keinerlei Veränderungen, die auf eine Gitteränderung irgendwelcher Art Rückschlüsse zulassen.

Dies deckt sich mit dem Ergebnis der während der Durchführung unserer Versuche veröffentlichten Arbeit³ von Phillips und Thelin.

Die Aufnahmen bei höheren Temperaturen unterscheiden sich von denen bei Raumtemperatur nur darin, daß unter den eingehaltenen Bedingungen die schwächeren Interferenzflecken ganz verschwinden, während die starken verhältnismäßig weniger geschwächt erscheinen. Ähnliche Beobachtungen sind von Rinne am Steinsalz gemacht worden⁴. Sie erklären sich zwanglos aus dem mit dem Strukturfaktor wachsenden Einfluß der Temperatur⁵.

Bemerkenswert ist die niedrige Temperatur, bei welcher der Einfluß der Wärmebewegung auf das Lauebild

körnigem β -Messing bei hohen Temperaturen veröffentlicht, ohne jedoch die Aufnahmen näher zu diskutieren. Aus seinen zahlreichen, recht verwaschenen Flecken läßt sich kaum ein zwingender Schluß ziehen.

¹ A. Westgren und G. Phragmèn: J. Iron. Steel. Inst. Bd. 105, S. 241—262. 1922, I.

² F. Wever: Naturwissensch. Bd. 14, S. 1217—1219. 1926; Z. anorg. Chem. Bd. 162, S. 193—202. 1927.

³ A. Phillips und L. W. Thelin: a. a. O.

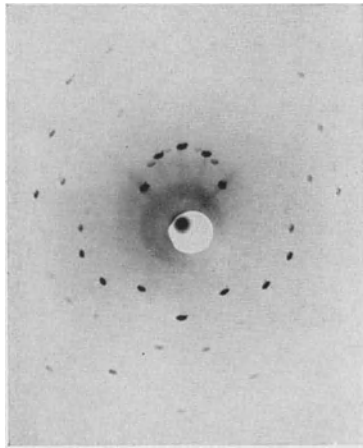
⁴ F. Rinne: Z. Krist. Bd. 64, S. 455—490. 1926.

⁵ Vgl. P. P. Ewald: Handbuch d. Phys. Bd. 24, S. 270.

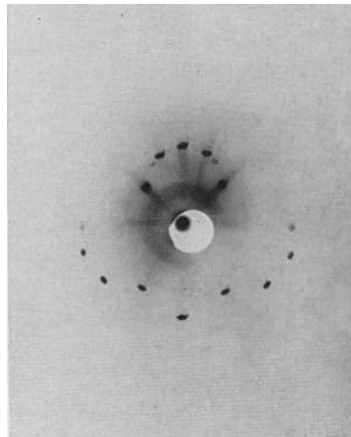
deutlich wird. Bis 300° tritt der Temperatureinfluß am stärksten in Erscheinung.

Bei etwa 250° tritt auch bei verformtem β -Messing (gewalztem Blech) Rekristallisation ein, und auch die

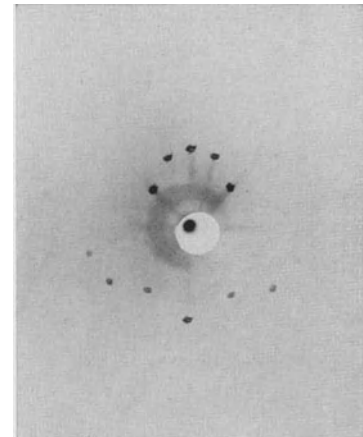
die beide auf die Wärmebewegungen zurückzuführen sind. Entsprechend der niedrigen korrespondierenden Temperatur des Kupfers¹ (für Messing liegen bisher keine Angaben vor) liegt die Schwelle, bei der die Wärme-



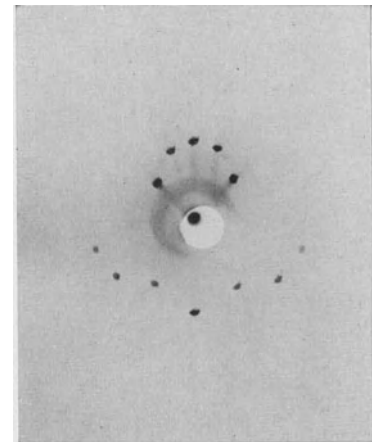
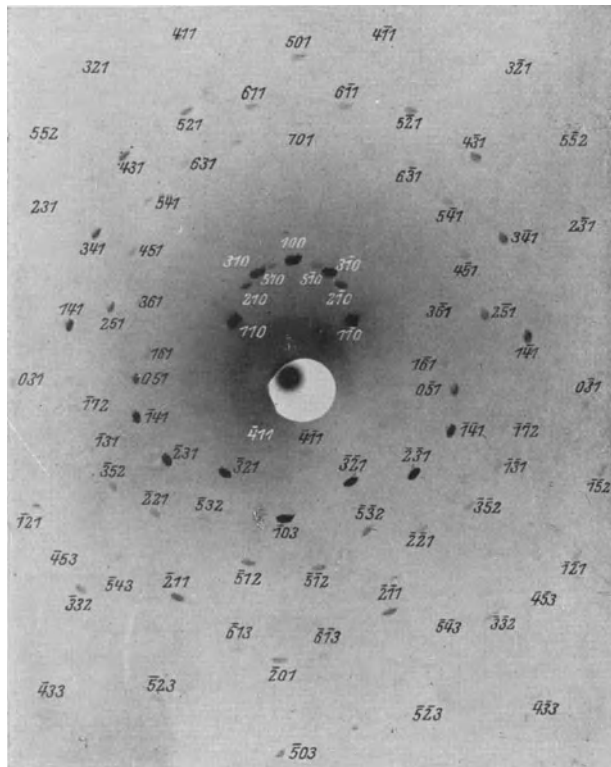
20° C.



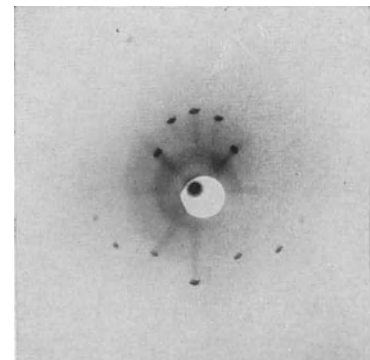
200° C.



300° C.



400° C.



500° C.

Abb. 1 bis 6. Laue-Aufnahmen an β -Messingkristallen bei verschiedenen Temperaturen.

durch Kaltverformung hervorgerufene Verfestigung wird dann im wesentlichen beseitigt. Bei einigen untersuchten Kristallen haben wir schon nach mehrtägigem Lagern bei Raumtemperatur eine beträchtliche Entfestigung festgestellt.

Es besteht also möglicherweise ein Zusammenhang zwischen den Röntgeneffekten und der Rekristallisation,

bewegung der Atome lebhaft wird, im Vergleich zum hohen Schmelzpunkt (870°) niedrig. Bei Aluminium beginnen umgekehrt infolge der hohen korrespondierenden Temperatur (trotz des niedrigen Schmelzpunktes von 658°) sowohl die Rekristallisation als auch eine

¹ Vgl. A. Eucken: Physikal. Chem. Leipzig, 2. Aufl., S. 83.

deutliche Wirkung auf das Lauebild nach unseren Versuchen erst bei verhältnismäßig höheren Temperaturen. Es wird an anderer Stelle versucht werden, diesen Beziehungen quantitativ beizukommen.

Es muß noch erwähnt werden, daß die natürlich mit wachsender Temperatur ständig steigende Wärmebewegung auch bei höheren Temperaturen eine fast unstetig erscheinende Zustandsänderung hervorrufen kann. Eine Erhitzung von kaltverformtem Material auf Temperaturen oberhalb 550° bringt das bis dahin feinkörnig rekristallisierte Material zu lebhafter Sammelkristallisation. Kleinere Proben werden so über den ganzen Querschnitt zu einzelnen Kristallen. Damit nehmen auch die Festigkeit und Härte des Stoffes stark ab.

2. An einigen aus dem Schmelzfluß gewonnenen Kristallen wurde der Verformungsmechanismus untersucht.

Bei einem Kristall, dessen Stabachse mit den 3 Würfelkanten die Winkel 34°, 59° und 80° einschloß, traten, wie Abb. 7 zeigt, nach einer ziemlich plötzlich einsetzenden örtlichen Dehnung von 4,4% sehr deutlich Gleitlinien auf. Die Bestimmung ihrer Lage zum Stabe durch Ausmessung der Winkel zu den Mantellinien ergab, daß die Gleitlinien mit hoher Annäherung eine Ebene bestimmten, die innerhalb der Fehlergrenze (3°) mit einer Rhombendodekaederfläche zusammenfiel.

An zwei einander gegenüberliegenden Stellen der Staboberfläche sind die Gleitlinien nicht zu erkennen, was darauf zurückzuführen ist, daß die Gleitrichtung hier den gedehnten Stab tangiert¹. In der Tat ergab sich, daß die in der Gleitfläche gelegene Richtung, die die gleitlinienfreien Mantellinien tangiert, etwa 3° von einer Würfel diagonalen entfernt liegt.

Das Ergebnis der Untersuchung an diesem Stab ist in Abb. 8 in stereographischer Projektion veranschaulicht. Die Lage der Kristallrichtungen ist an Hand einer Laueaufnahme ermittelt worden; die Gleitfläche und Gleitrichtung sind entsprechend der vorangegangenen Dehnung von 4,4% so korrigiert worden, daß die Gleitrichtung von der Stabachse um 2½° weiter entfernt eingetragen ist, als die unmittelbare Messung ergab. Bei der Dehnung nähern sich nämlich Stabachse und Gleitrichtung. Als Gleitflächen können also Rhombendodekaederflächen auftreten, als Gleitflächen Würfel diagonalen.

Bei weitgetriebener Dehnung erschien ein zweites System von Gleitlinien, das das erste durchkreuzte.

Bei diesem Kristallstab trat auch die bei einfacher Gleitung zu erwartende Verbreiterung des Stabes² in einer Querrichtung auf. Mit $0,6 \pm 0,02\%$ nach 25% Dehnung entspricht sie gut dem rechnerischen Wert von 0,61%.

Bei Stäben, deren Achse nahe einer Würfelkante gelegen war, konnten nur in einem Falle schwache Gleitlinien beobachtet werden. Bei einem Stabe mit den Winkeln 7,5°, 83° und 88° der Stabachse zu den Würfelkanten lag die dadurch bestimmte Ebene ebenfalls 2° von

einer Rhombendodekaederfläche entfernt. Bei diesen Stäben trat aber von vornherein eine Verringerung aller Querdimensionen auf, was auf die Beteiligung mehrerer Gleitsysteme an der Verformung schließen läßt, um so mehr, als in der Würfellage bei einfacher Gleitung die Verbreiterung besonders groß ausfallen müßte. An sich ist das nicht überraschend, da auch bei Aluminium die große Achse der Querschnittsellipse stets kleiner als berechnet war und vielfach sogar eine Verringerung eintrat¹.

Dieser letztere Punkt ist wichtig im Hinblick auf die Parallelität mit Eisen. Von Taylor und Elam² ist auf Grund geometrischer Messungen bei Dehnungsversuchen

an Eisenkristallen nachgewiesen worden, daß zwar Flächen vorhanden sind, die kinematisch die Eigenschaften von Gleitflächen haben, daß diese aber nicht mit kristallographischen Flächen zur Deckung zu bringen sind. Als Gleitrichtung wurde wie hier die Würfel diagonale festgestellt. Bei Überlagerung mehrerer Gleitbewegungen ist es aber unmöglich, aus der Geometrie des Vorganges auf den physikalischen Mechanismus zu schließen. Der Befund von Taylor und Elam kann daher wohl auch so gedeutet werden, daß mehr als ein Gleitsystem betätigt wird. Diese Möglichkeit ist dort übrigens ebenfalls zur Erörterung gestellt worden. Jedenfalls lassen sich an dem wie Eisen kristallisierenden β -Messing die Spuren wirklicher Kristallgleitungen nachweisen.

Der Bruch erfolgte bei den untersuchten Stäben in einer oder mehreren fast ebenen Flächen (Abb. 9). Parallel zu diesen waren meist, wie Abb. 9 zeigt, deutlich Gleitlinien zu erkennen. Eine Laueaufnahme (Abb. 10) senkrecht zu einer Bruchfläche bestätigt durch ihre Zweizähligkeit, daß auch die Trennungsflächen Rhombendodekaederflächen sind.

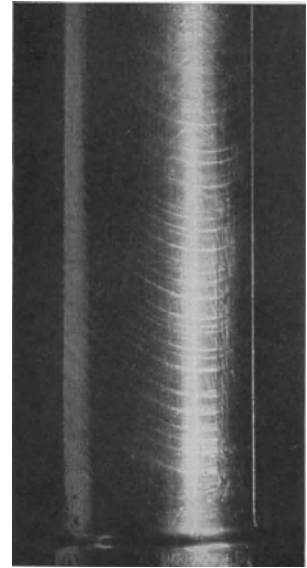


Abb. 7. Kristallstab von β -Messing mit Gleitlinien (nach 4,4% Dehnung).

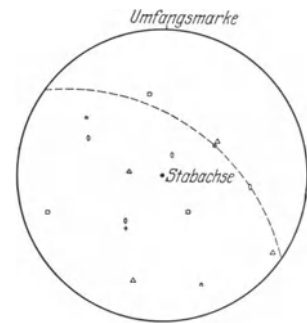


Abb. 8. Stereographische Projektion der Kristall- und Gleitelemente in einem Kristall (1B) aus β -Messing.

- Würfelkante.
- △ Würfel diagonale.
- Flächennormale.
- - - Gemessene Gleitflächen.
- + Gleitflächennormale.
- Gleitrichtung.

¹ H. J. Gough, D. Hanson und S. J. Wright: Phil. Trans. Bd. 226A, S. 1—30. 1925.

² H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

¹ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 39. 1927.

² G. J. Taylor und C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112A, S. 337—361. 1926.

3. Um die für die Röntgenuntersuchungen benötigten Kristalle zu gewinnen, wurde versucht, einzelne Kristalle von β -Messing aus einer Schmelze herauszuschälen. Dieses umständliche Verfahren führte meist zu plastischer Verformung der Kristalle.

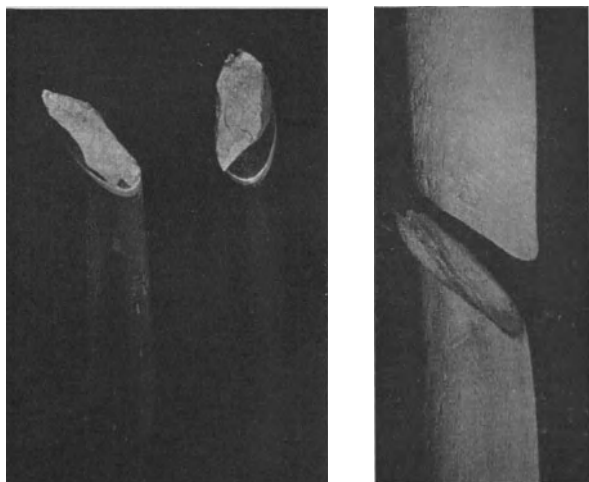


Abb. 9. Bruchflächen bei Kristallen aus β -Messing.

Planmäßig konnten einzelne Kristalle in Form von 10 mm starken Rundstäben leicht nach dem Verfahren von Bridgman durch langsames Erstarren in Kohlerohren hergestellt werden¹. Die Kristalle bevorzugten die Würfelfanten als Wachstumsrichtung. Bei fünf untersuchten Stäben waren die Winkel zwischen Stabachse und der nächsten Kristallachse: 0, 8, 10, 15, 40°;

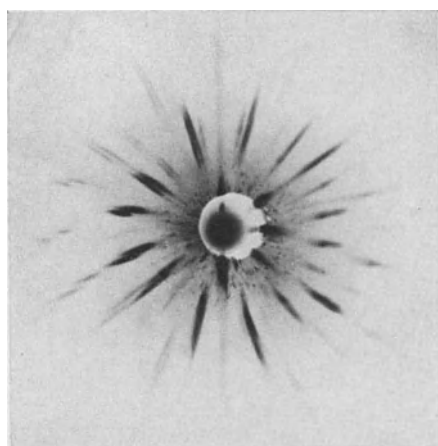


Abb. 10. Laue-Aufnahme senkrecht zur Bruchfläche eines β -Messingkristalls.

also nur einer lag in größerer Entfernung von der Würfel-lage. Einige dieser Kristalle wiesen ein fast tadelloses Gitter auf.

Kleinere einwandfreie Kristalle wurden auch durch Erhitzen von Blechstreifen auf etwa 700° C gewonnen².

¹ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. Bd. 112, S. 289—296. 1926; Bd. 115 A, S. 148—166. 1927; Bd. 116 A, S. 694—702. 1927; G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776 bis 796. 1927.

² Für die Herstellung und Auswalzung einer Schmelze sind wir Herrn Dipl.-Ing. K. Hanser, Osnabrück, zu Danke verpflichtet.

Die Streifen bestanden dann aus Kristallen, die ihren ganzen Querschnitt einnahmen.

4. Die Orientierungsbestimmung erfolgte an Hand von Laueaufnahmen senkrecht zu einer Querschnitts-scheibe. Dabei wurde das ursprüngliche Verfahren¹, bei dem die Interferenzpunkte einiger Zonen ausgemessen und in stereographischer Projektion in hochsymmetrische Lagen gedreht wurden, verlassen. Es wurden vielmehr möglichst viele Punkte der Platten vermessen, die dazugehörigen Pole in stereographischer Projektion eingetragen und durch Konstruktion einer größeren Zahl von Zonenkreisen und Beachtung der Winkelbeziehungen die wichtigsten Kristallrichtungen festgestellt. Dieses Verfahren hat sich auch für Aufnahmen mit zerfetzten Interferenzpunkten bewährt.



Abb. 11. Ansicht eines Ofens für Laue-Aufnahmen (1/4 natürliche Größe).

5. Für die Laue-Aufnahmen bei hohen Temperaturen wurde ein Ofen (Abb. 11) entworfen, der auch für Pulver- und Dreh-aufnahmen verwendet werden kann. Er stellt im Prinzip einen kleinen Kohlerohrfen dar, der sich innerhalb zweier weiterer Kohlerohre befindet, zwischen denen Kühlwasser fließt². Zum Zwecke der orientierten Einstellung des Kristalls ist der ganze Ofenkörper um drei Achsen drehbar. Einzelheiten gehen aus der maßstäblichen Schnittskizze (Abb. 12) hervor.

Die Absorption und Streuung der Röntgenstrahlen in der Kohle und dem Kühlwasser kann, wenn alle Vorsichtsmaßnahmen zu ihrer Verringerung getroffen werden, bei Laueaufnahmen mit 70 kV Spannung vernachlässigt werden.

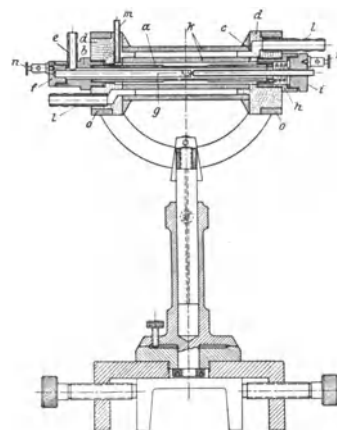


Abb. 12. Goniometerofen für Röntgenaufnahmen (Maßstab 1:3).

a Heizrohr aus Kohle, *b* und *c* Stromzuführungsschellen aus Kupfer, *d* Marmorköpfe, *e* und *m* Gasanschlüsse, *g* Präparathalter aus Kohle, *k* äußere, von Wasser durchflossene Kohlerohre, *l* Wasseranschlüsse.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft schulden wir für die Unterstützung der Arbeiten Dank.

¹ E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926.

² Der Ofen ist nach unseren Angaben von den Institutsangehörigen Herrn R. Stärke und Herrn P. Möller angefertigt worden.

Mechanische Eigenschaften von Messingkristallen.

Von M. Masima und G. Sachs¹.

Die in den letzten Jahren durchgeführten Untersuchungen an einzelnen Metallkristallen und gesetzmäßig geordneten Kristallhaufwerken haben unter anderem gezeigt, daß die Verformungsgesetze für Stoffe mit gleichem Gitterbau fast die gleichen sind. Diese Regel erstreckt sich teilweise auch auf Mischkristalle zweier Metalle. Sogar Kristalle von Aluminiumlegierungen, die durch eine besondere Behandlung in einen instabilen Zustand übergeführt werden, verhalten sich weitgehend ähnlich Aluminiumkristallen².

An Messingkristallen mit hohem Zinkgehalt liegen andererseits Beobachtungen über den Ablauf der Gleitvorgänge³ und die Kräfteverhältnisse⁴ vor, welche die Erscheinungen bei Mischkristallen in verschiedener Hinsicht andersartig und verwickelter als bei gleichgebauten reinen Metallen erscheinen lassen.

Eine erste systematische Untersuchung, über die im folgenden berichtet wird, wurde daher durchgeführt, um bei einem Messing bestimmter Zusammensetzung (~72% Cu) über die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen bei elastischer und überelastischer Beanspruchung einen Überblick zu gewinnen.

Elastische Dehnungs- und Verdrillungsmessungen ergaben eine überraschend starke Anisotropie der Elastizitätskonstanten. Der Elastizitätsmodul bewegt sich je nach der Orientierung fast in den Grenzen 1 zu 4, der Gleitmodul in den Grenzen 1 zu 3.

Der Gleitvorgang bei Zugversuchen läuft in der Weise ab, daß zunächst auf dem durch seine Lage zur Kraft- richtung bevorzugten Gleitsystem eine erhebliche Abgleitung stattfindet, wodurch die Orientierung sich dahin ändert, daß ein anderes Gleitsystem günstiger zu liegen kommt. Die Gleitung auf dem ersten System wird aber von der auf dem zweiten System erst abgelöst, wenn dieses schon mechanisch stark bevorzugt ist. Gleitung auf dem ersten System setzt dann wieder ein, wenn es etwas günstiger zu liegen kommt als das vorher wirk- same, und so fort bis zum Bruch. Bei hochsymmetrischen Orientierungen treten Störungen durch andere Gleit- bewegungen auf und in verschiedenen Stabteilen kann Gleitung auf verschiedenen Gleitsystemen erfolgen.

Das Gleiten setzt unabhängig von der Orientierung bei einer konstanten Schubspannung von $1,44 \pm 0,07$ kg/mm² ein. Bei den meisten Stäben geht das Gleiten zunächst fast ohne Verfestigung vor sich. Bei weiterer Abgleitung verfestigen sich dann die Kristalle stark und etwa linear mit dem Abgleitungsbetrage; und zwar ändert sich für alle Stäbe, bei denen ein Gleitsystem stark bevorzugt ist, die Schubspannung bis zum Einsetzen der zweiten Gleitung in gleicher Weise. Bei hochsymmetri-

schen Orientierungen macht sich dagegen zu Beginn eine erhebliche Verfestigung bemerkbar, wodurch die Schubspannung bei sonst ähnlichem Verlauf mit der Abgleitung etwa 50% höher ausfällt.

Das zweite Gleitsystem tritt in Wirkung, wenn es durch die Dehnung eine Lage eingenommen hat, in der seine Schubspannung 25% höher ist als auf dem ersten. Die Verfestigung bei weiterer Gleitung ist gering. Nach dem Wiedereinsetzen der ersten Gleitung, die bei einer geringeren Überhöhung der Schubspannung vor sich geht, tritt kaum noch weitere Verfestigung ein.

Die Brucheinschnürung bildet sich in der Regel mit dem Wechsel des Gleitsystems aus. Die ersten Wechsel können jedoch ohne Einschnürung oder mit Ausglättung er zunächst entstehenden Einschnürung vor sich gehend.

Kristallherstellung und Orientierungsbestimmung.

Eine Anzahl von Messingkristallen von 10 mm Durchmesser wurde wie früher¹ nach dem Verfahren von Bridgman durch langsames Erstarren hergestellt. Für die vorliegende Untersuchung wurden acht Stäbe aus- gesucht, die zu mehr als 80 mm aus einem Kristall zu bestehen schienen. Ihr Kupfergehalt schwankte nach Tabelle 1 zwischen 72 und 74 Gew.-%.

Die Orientierungsbestimmung wurde zunächst optisch an Hand von Ätzreflexen versucht. Hierbei ergaben sich jedoch verschiedentlich infolge von Neben- reflexen und Baufehlern in den Kristallen Unstimmig- keiten, so daß zur Auswertung von Laue-Aufnahmen (Abb. 1 bis 3) geschritten wurde². Auf diesem Wege konnte die Orientierung von sechs Kristallen auf etwa 1 bis 2° genau bestimmt werden, die Abweichung vom optischen Befund betrug dabei nach Tabelle 1 bis zu 5°.

Tabelle 1. Orientierung und Zusammensetzung von Messingkristallen.

Kristall Nr.	Winkel der Stabachse zu den Würfelkanten									Kupfer- gehalt Gew.-%
	Optisch			Röntgen- geographisch			Korrigiert nach Gleitlinien			
	α_1	α_2	α_3	α_1	α_2	α_3	α_1	α_2	α_3	
3	—	87	88	2	88	90	2	88	90	73,5
5	45	46	88,5	45	49	85,5	43,5	47,5	84	72,9
7	48	51	71	—*	—	—	47	50	70	72,9
B	—	69	85	17	74	84	18	73	85	73,5
C	45,5	47	77	45	48	78	46	48	75	71,7
D	54	54	57	54	55	55	54	55	55	73,4
E	—	66	70	29	69	71	29	69	71	72,0
M	—	69	83	18	73	87	18	73	87	74,1

* Oberer und unterer Teil verschiedene Orientierung.

Die Orientierungsbestimmung der beiden anderen Kristallstäbe (7 und C) bot einige Schwierigkeiten. Beim Kristallstab 7 stellte es sich heraus, daß er wäh-

¹ Original: Z. Phys. Bd. 50, S. 161—186. 1928.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 49, S. 480 bis 497. 1928.

³ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 115, S. 148—166. 1927.

⁴ G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776—796. 1927.

¹ G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

² E. Schiebold und G. Sachs: Z. Krist. Bd. 63, S. 34 bis 48. 1926; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Naturwissensch. Bd. 16, S. 412—416. 1928.

rend des Wachsens seine Asche von der Oktaederlage (Abb. 3) in eine fast 20° davon abweichende Lage verändert hatte. Beim Kristallstab *C* wiederum waren etwas abweichend orientierte Bereiche eingelagert, so daß er

Die Orientierung wurde überprüft durch Feststellung der Lage der Gleitlinien, die nach plastischen Verformungen eintreten, sowie auch durch die Lage der dendritischen Oberflächenzeichnungen. Beide bilden Systeme

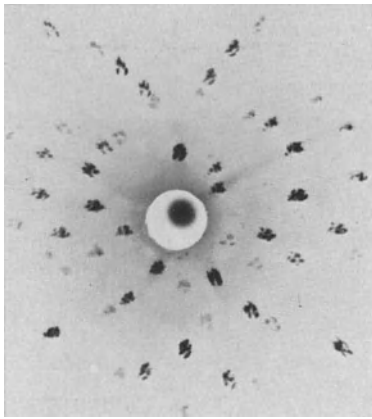


Abb. 1. Laue-Aufnahme von Kristall E.

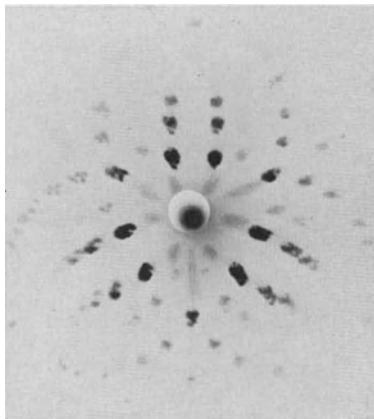


Abb. 2. Laue-Aufnahme von Kristall D.

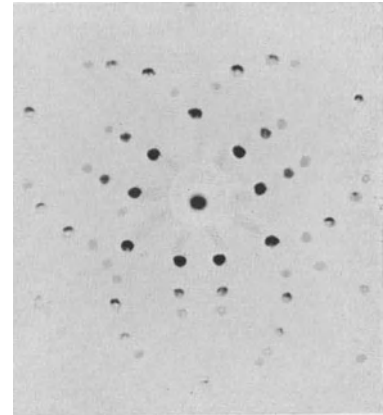


Abb. 3. Laue-Aufnahme von Kristall 7, unteres Ende.

während des Versuches das aus Abb. 4 erkennbare Aussehen annahm. Für die Orientierung des Kristalls *C* wurde daher der Röntgenbefund, für die des Kristalls *7* der optische Befund zugrunde gelegt und mittels der gemessenen Lage der Gleitlinien willkürlich um einige Grade korrigiert. Auch bei zwei anderen Kristallen

von Ellipsen als Spuren von Kristallflächen auf der Oberfläche der zylindrischen Stäbe.

Die Lage der Flächen zum Koordinatensystem im Stabe (Stabachse, Querrichtung) wurde mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung (Abb. 6) ermittelt. Der Stab wurde in einen Fuß eingespannt, so daß er um seine Achse gedreht und der Drehwinkel φ an einem Teilkreis festgestellt werden konnte. Der Winkel ψ der Oberflächenlinien zur Stabachse ließ sich in jeder Lage mit Hilfe einer längs der Achse verschiebbaren und um ihre

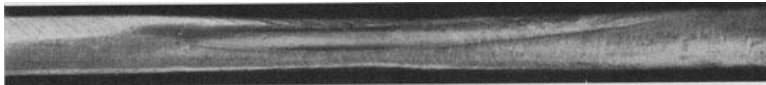


Abb. 4. Kristall C mit grobem Baufehler, stark gedehnt. (Nat. Größe.)

(5 und *B*) wurden an Hand der Gleitlinien Korrekturen um 1 bis 2° vorgenommen. Die endgültig angenommene Orientierung geht aus Tabelle 1 und Abb. 21 hervor.

Neben diesen groben Baufehlern waren noch bei mehreren Kristallen Aufteilungen in etwas abweichend orientierte Bereiche entsprechend Abb. 5 zu beobachten.



Abb. 5. Messingkristall (72% Cu) mit Wachstumsfehler, 2,3 fach vergrößert. Geätzt mit verdünntem Königswasser.

Es waren dies meist Kristallstäbe, deren Achse fast in einer Würffläche lag; und die Aufspaltungen erschienen als Fortsetzung der Dendriten (s. w. u.). Auch die Laue-Bilder der Kristalle (Abb. 1 und 2) lassen solche Aufspaltungen erkennen.

Trotz dieser teilweise erheblichen Wachstumsfehler verhielten sich die Kristalle, besonders bei den Dehnungsversuchen, recht gleichmäßig. Messungen an verschiedenen Stabteilen und an ähnlich orientierten Kristallen ergaben fast übereinstimmende Kurven (vgl. Abb. 18).

Achse drehbaren Lupe mit Fadenkreuz und Teilkreis ablesen. Trägt man diesen Neigungswinkel ψ als Funktion des Drehwinkels φ auf, so erhält man Kurven (vgl. Abb. 9), die sich in einfacher Weise aus Ellipsen ableiten lassen. Der Winkel φ_0 , in dem die einem Flächensystem zugehörige Kurve durch $\psi = 90^\circ$ geht, gibt nach Abb. 7 eine sphärische Koordinate der Flächennormale, die Abweichung der Maximallage und der Minimallage von 90° ihre zweite Koordinate α . Die Vorzeichen sind so ge-

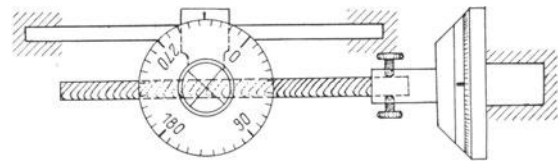


Abb. 6. Vorrichtung zur Ausmessung von Oberflächenzeichnungen auf zylindrischen Stäben. (Rd. $\frac{1}{4}$ nat. Größe.)

wählt, daß zu einem Wert φ_0 im aufsteigenden Ast ein Wert α unter 90° gehört.

An Hand der Gleitlinien (Abb. 11 bis 14) wurde auch die Orientierungsänderung während der Dehnung verfolgt. Dabei wurden einfach die Koordinaten derjenigen Lage bestimmt, bei der die Gleitlinien in der Lupe zu Geraden wurden, die Gleitebene also parallel zur optischen Achse des Apparates verlief.

Von den Koordinaten der Orientierung wurden endgültig allein die Winkel $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ der Stabachse zu den

Würfelkanten verwendet. Die anderen Koordinaten dienten nur zur Überprüfung, ob die in Tätigkeit gesetzten Gleitsysteme der Voraussage entsprachen.

Die untersuchten Kristalle wiesen nach Abb. 21 keinerlei Richtungsbevorzugung auf. Besonders günstig ist dabei die Tatsache, daß ausgezeichnete Orientierungen vertreten sind.

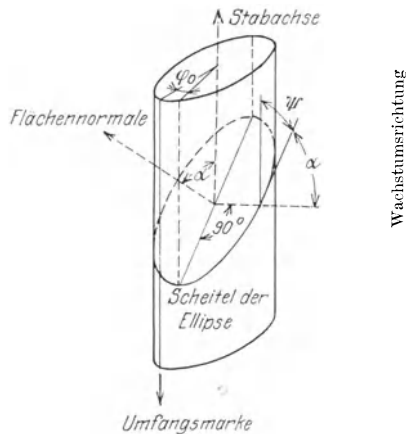


Abb. 7. Zur Bestimmung der Koordinaten einer Schnittfläche eines zylindrischen Stabes.

Dendriten.

Dendritische Zeichnungen auf der Oberfläche erstarrter Metallschmelzen deuten bekanntlich auf deren schichtweise ungleichmäßige Zusammensetzung infolge der Konzentrationsverschiebungen beim Erstarren hin. Zunächst bildet sich ein baumartiges Skelett, in dem die höher schmelzende Komponente angereichert ist. In den Zwischenräumen erstarrt dann später der darin befindliche Rest der Schmelze. Durch Diffusion können diese Inhomogenitäten nur zum Teil ausgeglichen werden. Je größer das Schmelzintervall und je geringer die Diffusionsfähigkeit zwischen Schmelze und Kristall, sowie im erstarrten Material während der Abkühlung, desto stärker die Dendritenbildung.

Dendritenellipsen auf zylindrischen Kristallstäben von Mischkristallen¹ treten in verschiedenartiger Weise auf. Bei manchen Legierungen, z. B. β -Messing, sind überhaupt keine Zeichnungen zu beobachten (schmales Schmelzintervall). Bei α -Messing sind sie von Fall zu Fall verschieden stark ausgeprägt und können bisweilen durch scharfes Ätzen sehr deutlich gemacht werden. Sie bilden dann stets infolge des ungleichmäßigen chemischen Angriffs ein scharfkantiges, unregelmäßiges Relief an der Oberfläche. Eine genaue Vermessung dieser Figuren ist schwierig.

Sehr ausgesprochene Dendriten wurden bei Zinnbronze beobachtet. Hier bilden sie, wie Abb. 8 erkennen läßt, ziemlich scharf begrenzte Streifensysteme, die dunkler erscheinen als die Grundmasse. Im Falle der Abb. 8, die einen Kristall mit 5% Sn zeigt, bildet jedes

¹ Auch bei technisch reinen Metallen, wie Kupfer, Aluminium, tritt infolge der Anwesenheit von Verunreinigungen der dendritische Kristallaufbau in Erscheinung.

Dendritensystem eine Schaar fast ununterbrochener paralleler Streifen. Nur an einer Stelle des Umfangs war eine Unterbrechung eingetreten.

Die Dendriten bei α -Messing und Bronze sind Spuren von Würfelflächen¹. Aus der Vermessung des Bronze-

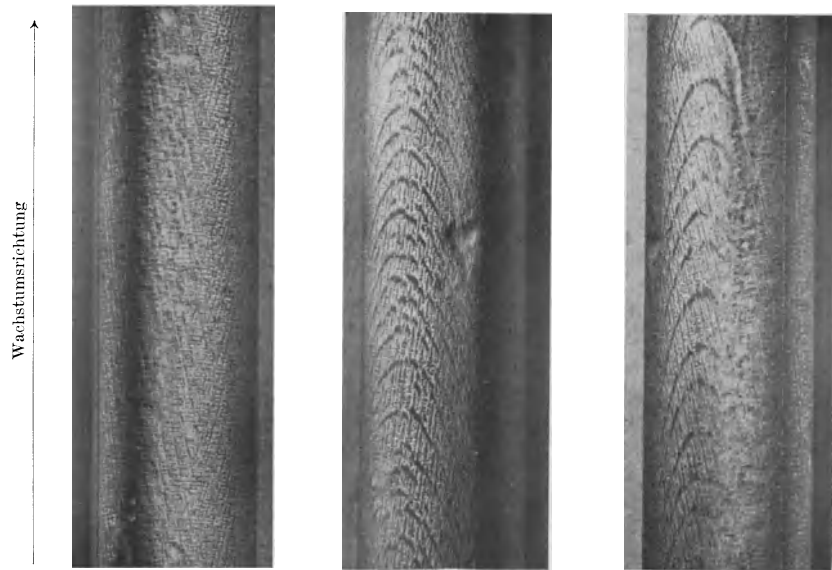


Abb. 8. Dendriten auf der Oberfläche eines Bronzekristalls, 2,3fach vergrößert. Geätzt mit verdünntem Königswasser. (φ = Drehwinkel um Stabachse gegen Umfangsmarke.)

kristalls, die in Abb. 9 wiedergegeben ist, ergeben sich für die Normalen der drei sichtbaren Streifensysteme, die in Abb. 8 festgehalten sind, die Koordinaten:

System	α	φ_0
1	14	58°
2	78	210
3	82	301

Diese drei Richtungen stehen, wie zu erwarten, genau aufeinander senkrecht.

Im allgemeinen treten alle drei möglichen Streifensysteme auf, jedoch fehlt meist bei jedem, wie aus

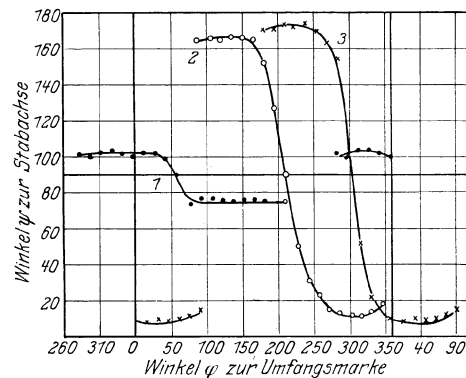


Abb. 9. Vermessung der Dendritensysteme auf der Oberfläche eines Bronzekristallstabes. (Vgl. Abb. 8.)

Abb. 9 hervorgeht, ein Stück entgegen der Richtung des Wachstums. Bei flüchtigem Anblick scheint es oft, als

¹ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 116, S. 694—702, 1927.

ob nur 2 Systeme auftreten¹, und zwar dann, wenn das eine Dendritensystem etwa mehr als 65° zur Stabachse geneigt ist. Das eine System von Dendritenzichnungen liegt dann sehr quer; von den sich an einer Stelle schneidenden Systemen treten aber, wie Abb. 8 zeigt, die längs verlaufenden viel ausgesprochener in Erscheinung als die quergelegenen.

Elastische und elektrische Eigenschaften.

Die elastischen Eigenschaften von regulären Metallkristallen sind bisher im Gegensatz zu denen anders kristallisierender Metalle² kaum bekannt. Die unvollkommenen Messungen von Voigt³ an einem natürlichen Kupferkristall und diejenigen von Bridgman⁴ an einem durch Erhitzung auf hohe Temperaturen erzeugten Wolframkristall führen zu einer sehr geringen Orientierungsabhängigkeit der elastischen Eigenschaften. Dagegen ändert sich bei manchen mineralischen Kristallen⁵ der Elastizitätsmodul in den Grenzen 1 zu 2^{1/2}.

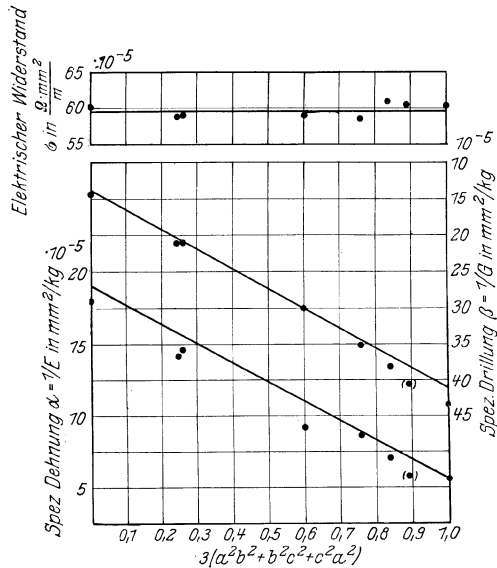


Abb. 10. Elastizitätskonstanten und elektrische Leitfähigkeit von Messingkristallstäben. Die ausgezogenen Geraden bei den Elastizitätskonstanten geben die theoretische Orientierungsabhängigkeit an. (a, b, c = Richtungskosinus Stabachse-Würfelkanten.)

Die elastischen Messungen (Zug und Torsion) wurden statisch mit Hilfe von Spiegelapparaten (50 mm Meßlänge) an einer Zerreißmaschine von Rudeloff für 1000 kg Höchstlast und einer Torsionsmaschine von Mohr und Federhaff für 6 mkg Höchstmoment durchgeführt. Nach früheren Versuchen⁶ konnte bis zu der geringen Beanspruchung von etwa 1,1 kg/mm² (0,2 kg/mm² Nullast) bei Zug und ±0,5 kg/mm² bei Torsion mit einer praktisch vollkommenen Elastizität gerechnet werden. Einige Zwischenmessungen bei den Verdrillungsmessungen ergaben praktisch Proportionalität, z. B.

¹ Vgl. C. F. Elam: A. a. O.
² E. Grüneisen und E. Goens: Phys. Z. Bd. 24, S. 506 bis 510. 1923; Z. Phys. Bd. 26, S. 235—249. 1924; P. W. Bridgman: Proc. Amer. Acad. Bd. 60, S. 305—383. 1925.
³ W. Voigt: Berl. Sitzungsber. 1883, S. 961; 1884, S. 989.
⁴ P. W. Bridgman: A. a. O.
⁵ W. Voigt: Kristallphysik, Berlin und Leipzig 1910, S. 332 und 743.
⁶ G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

50,2 Einheiten (= 1/10 mm) an der Meßskala bei der halben Belastung, 99,8 bei der vollen, ebenso 18,5 und 37,1. Die Ausschläge an den Meßskalen bewegten sich dabei in den Grenzen 3,8 und 14 mm. Die Genauigkeit der Messungen erreicht höchstens 1 Einheit (= 1 bis 3%!).

Die Versuche ergaben eine außerordentlich starke Anisotropie und mögen daher trotz ihres vorläufigen Charakters hier mitgeteilt werden (Tabelle 2 und Abb. 10). Die spezifische Dehnung (nach Grüneisen) $\alpha = \frac{1}{E}$ (E = Dehnungsmodul bzw. in der Technik = Elastizitätsmodul) eines Kristalls, dessen Achse in eine Würfelachse des flächenzentrierten Gitters fällt, ist danach mehr als dreieinhalbmal so groß wie diejenige eines nach der Würfel diagonale orientierten. Die spezifischen Drillungen $\beta = \frac{1}{G}$ (G = Drillungsmodul bzw. in der Technik Schubmodul) verhalten sich in diesen extremen Orientierungen fast wie 1 : 3. Diese Unterschiede sind also noch größer als die höchsten bei den bisher untersuchten mineralischen Kristallen. Sie erreichen fast die Anisotropie bei hexagonalen Kristallen (Zn, Cd)¹ trotz deren geringerer Symmetrie und daher wesentlich größerem Orientierungsbereich.

Tabelle 2. Elastische und elektrische Eigenschaften von Messingkristallen.

Kristall	Winkel der Stabachse zu den Kristallachsen			$a^2 b^2 + b^2 c^2 + c^2 a^2$	Spez. Dehnung $\frac{1}{E} \cdot 10^5$ kg/mm ²	Spez. Drillung $\frac{1}{G} \cdot 10^5$ kg/mm ²	$\frac{2}{E} + \frac{1}{G}$ kg/mm ²	Elektr. Leitfähigkeit $\sigma \cdot 10^3$ Ohm · mm ² m
	α_1	α_2	α_3					
3	2	88	90	0,001	18,2	14,5	50,9	60,2
B	18	73	85	0,086	14,6 ⁵	21,9 ⁵	51,3	58,9
M	18	73	87	0,081	14,2	21,9	50,3	58,8
E	29	69	71	0,200	9,1	30,2	48,3	58,8
5	43 ^{1/2}	47 ^{1/2}	84	0,252	8,6	35,4	52,6	58,5
C	46	48	75	0,278	6,9	38,4	52,2	60,8
7	47	50	70	0,294	5,7	41,2	52,5	60,4
D	54	55	55	0,333	5,4	43,5	54,4	60,2
$2 s_{11} + s_{44} = 51,8 \pm 1,9$								59,6 ± 0,9

Temperatur der elastischen Messungen $\sim 20^\circ \text{C}$,
 der elektrischen $\sim 16^\circ \text{C}$.

Das elastische Verhalten regulärer Kristalle ist durch drei Konstanten, die Hauptelastizitätsmodulen s_{11} , s_{12} und s_{44} oder die Hauptelastizitätskonstanten c_{11} , c_{12} und c_{44} bestimmt. Jede der beiden unabhängigen Versuchsreihen gibt bei Anwendung der Ausgleichsrechnung zwei Gleichungen für deren Ermittlung. Die auf diesem Wege berechneten Konstanten ergeben keine gute Übereinstimmung und führen zu einem unmöglichen Werte der Kompressibilität $3(s_{11} + 2s_{12})$, die sehr empfindlich ist gegen Veränderung der Konstanten. Die Genauigkeit der Messungen ist jedoch aus teilweise nicht geklärten Ursachen gering.

Es wurde daher den Versuchen zunächst der Mittelwert der Summe entnommen:

$$2s_{11} + s_{44} = 51,8 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} \pm 4\% = 52,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn.}$$

Dieser soll nach der Theorie konstant sein². Die zweite

¹ E. Grüneisen und E. Goens: A. a. O.; P. W. Bridgman: A. a. O.
² W. Voigt: Kristallphysik, S. 738.

Gleichung ergab ein Versuch an einem fast nach der Würfelfkante orientierten Kristall, bei dem die Längsdehnung $\frac{1}{E} = s'_{33}$ (nach Voigt) und die beiden Querdehnungen s'_{32} und s'_{13} mit Hilfe eines neuen Querdehnungsmessers von H. Sieglerschmidt ermittelt wurden. Die aus den Messungen berechnete Kompressibilität:

$$\begin{aligned} \alpha &= 3(s'_{33} + s'_{32} + s'_{13}) = 3(18,30 - 7,77 - 7,91) \\ &= 7,9 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg} = 8,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn} = 3(s_{11} + 2s_{12}) \end{aligned}$$

reicht sich befriedigend in die bisher bekannten Werte der Kompressibilität von Kupfer und Messing¹ ein. Schließlich wurden die Konstanten so gegeneinander abgewogen, daß sie sich der Gesamtheit der Messungen am besten anpaßten. Die mit den endgültig gewählten Konstanten:

$$\begin{aligned} s_{11} &= 19,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn}, \\ s_{12} &= -8,35 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn}, \\ s_{44} &= 13,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{Dyn} \end{aligned}$$

berechnete Orientierungsabhängigkeit wird jedoch, wie Abb. 10 zeigt, den Versuchswerten nicht gut gerecht. Die Werte der spezifischen Dehnung fallen durchweg zu klein, die der spezifischen Drilling zu groß aus.

Die an Hand dieser Konstanten nach der Theorie von Voigt² berechneten Werte der Elastizitätskonstanten E und G ergeben sich gegenüber den bekannten Werten³ erheblich zu hoch:

$$\begin{aligned} E &= 13500 \text{ kg/mm}^2, \\ G &= 5100 \text{ kg/mm}^2. \end{aligned}$$

Die Ursache dieser Unstimmigkeiten ist bisher nicht erkannt worden.

Der nicht ganz gleichartige Zustand der Kristalle tritt auch nach Tabelle 2 und Abb. 10 in den Werten der elektrischen Leitfähigkeit in Erscheinung. Der Theorie entsprechend sind zwar die Messingkristalle elektrisch isotrop; die mittlere Übereinstimmung der Werte beträgt aber nur $\pm 1,5\%$ und geht wesentlich über die Genauigkeit der Messung hinaus.

Gleitlinien und Orientierungsänderung.

Nach Elam⁴ gleiten α -Messing und -Bronze wie alle regulär-flächenzentrierten Metalle (Kupfer, Aluminium usw.) auf Oktaederflächen in Würfelflächendiagonalen. In der Tat bestimmten auch hier die Gleitlinien Ebenen, die nach der Meßgenauigkeit mit Oktaederflächen zusammenfielen, und zwar stets denjenigen, in denen die Schubspannung ihren höchsten Wert erreichte.

Genauere Orientierungsbestimmungen während der Dehnung wurden nicht vorgenommen, da durch die Versuche von Elam der Vorgang genügend klargelegt erscheint. Nur die Lage der Gleitlinien, die bei der Dehnung als scharf begrenzte Streifensysteme (Abb. 11 bis 14) hervortraten, zur Stabachse wurde im ersten Ver-

suchsstadium verfolgt und mit der theoretisch zu erwartenden Neigung verglichen (Abb. 15).

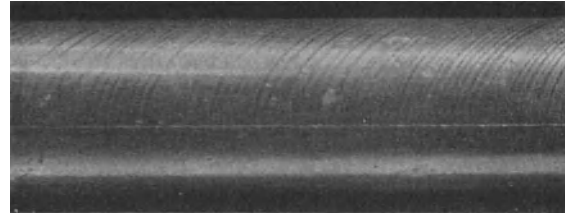


Abb. 11. Kristall M mit einem Gleitliniensystem. 2,5fach vergrößert.

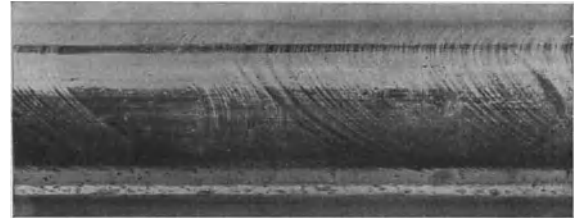


Abb. 12. Kristall E mit zwei unregelmäßig verteilten Gleitliniensystemen zu Beginn der Dehnung.



Abb. 13. Kristall E mit zwei regelmäßig verteilten Gleitliniensystemen nach dem Einsetzen der zweiten Gleitung.

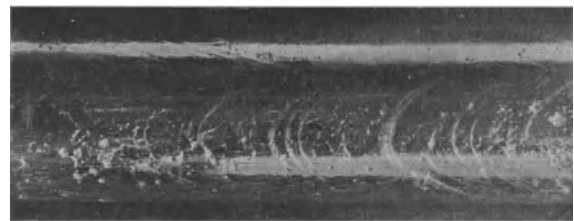


Abb. 14. Kristall D mit drei Gleitliniensystemen auf verschiedenen Längszonen.

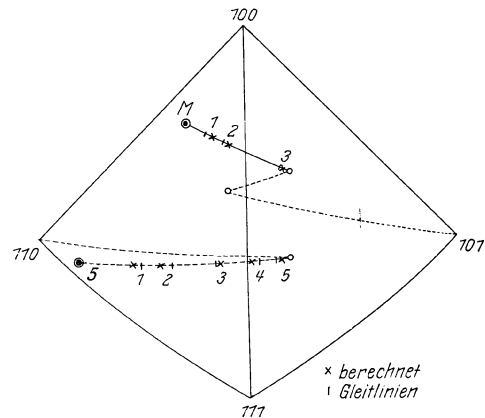


Abb. 15. Orientierungsänderung von gedehnten Messingkristallen.

Bei Kristallen im Mittelfeld, z. B. B und M, tritt zunächst, wie Abb. 11 zeigt, ein Gleitsystem in Erscheinung, das mit fortschreitender Neigung

¹ Landolt-Börnstein: 5. Aufl., Erg.-Bd. 1927, S. 20, 24.

² W. Voigt: Kristallphysik, S. 962.

³ Landolt-Börnstein: S. 20.

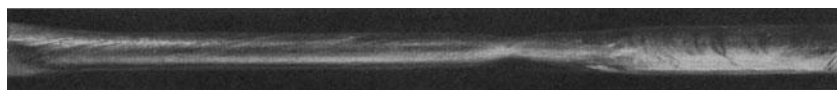
⁴ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 115, S. 148—166. 1927; (A) Bd. 116, S. 694—702. 1927.

seinen Winkel zur Stabachse nach folgender Gleichung ändern soll¹:

$$\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_0} = \frac{\sin \varrho}{\sin \varrho_0} = f/f_0, \quad (1)$$

wobei φ der Winkel der Gleitflächennormale, ϱ der Gleitrichtung zur Stabachse und f der jeweilige Querschnitt ist (Index 0 = Anfangslage). Dabei bewegt sich in der gewählten Darstellung (Abb. 15) die Stabachse auf einem Großkreis der Gleitrichtung [101] zu. In Abb. 15 sind die Kristalllagen, die sich aus dem gemessenen Winkel φ ergeben, mit einem Strich, die aus f/f_0 berechneten mit einem Kreuzchen bezeichnet.

Die Stabachse nähert sich der Gleitrichtung, wie nach den Versuchen von Elam bekannt ist, viel weiter, als einer symmetrischen Lage zweier Gleitebenen entspricht und als es z. B. bei Aluminium und Kupfer der Fall ist. Sie überschreitet also, wie Abb. 15 zeigt, die Grenzlinie des sphärischen Dreiecks um einen erheblichen Betrag. Dann tritt auch nicht, wie bei Aluminium, abwechselndes Gleiten auf zwei Systemen (doppelte Gleitung) ein, sondern alleiniges Gleiten auf dem zweiten System. Die Orientierungsänderungen sind dabei fast entgegengesetzt denen im ersten Stadium (vgl. Abb. 21). Der Punkt, bei dem Gleiten auf einem zweiten System



Gleitung auf System 1.

System 2.

Abb. 16. Kristall 3 mit Bereichen verschiedener Gleitmechanismen.

einsetzt, kann den Messungen an Gleitlinien nicht sicher entnommen werden, da bei Anwesenheit zweier Gleitsysteme die Winkelmessung unzuverlässig ist. Besonders entsteht durch die ersten Gleitungen ein Oberflächenrelief, das später nichts mehr mit der Lage der Gleitflächen im Kristall zu tun hat, die Messungen jedoch beeinträchtigt. Die Dehnung am Umkehrpunkt kann aber durch unmittelbare Beobachtung und genauer noch durch den damit verbundenen Wechsel der Spannungsverhältnisse festgelegt werden, ebenso der zweite, dritte usw. Umkehrpunkt. Die Gleitlinien, die dann erscheinen, gehören stets zu dem gleichen System, das zuvor abgelöst worden war. Mehr als zwei verschiedene Gleitliniensysteme traten nur bei den hochsymmetrisch orientierten Kristallen **3** (Würfellaage) und *D* (Oktaederlage) auf.

In ausgezeichneten Orientierungen, bei denen mehrere Gleitsysteme gleichberechtigt oder nahezu gleichberechtigt sind, werden dadurch verschiedenartige Störungen bzw. Abänderungen des Gleitvorganges hervorgerufen.

Der Kristallstab *E* liegt so, daß er bei Aluminium abwechselnd auf zwei Systemen gleiten würde, da durch eine geringe Gleitung in einer Richtung die Bedingungen für das andere System günstiger werden. Beim Messingstab traten zwar auch von vornherein zwei Systeme von Gleitlinien auf (Abb. 12). Das eine beschränkte sich aber auf gewisse Bereiche, meist in der Nähe von Störungen; und der Verformungsvorgang war nach den Messungen

an den Gleitlinien vorwiegend von dem einen Gleitsystem bestimmt, ganz wie bei den übrigen Kristallen. Erst nach etwa 30% Dehnung trat das zweite Gleitliniensystem entsprechend Abb. 13 gleichmäßig über der ganzen Stablänge auf.

Ähnliche Beobachtungen konnten bei Kristallstab **3** in der Nähe der Würfellaage gemacht werden, wo zunächst mindestens drei Systeme von Gleitlinien festzustellen waren. Die weitere Verformung einer bestimmten Stabstelle spielte sich auch hier hauptsächlich auf einem System ab. Dabei teilte sich noch der Stab, wie Abb. 16 zeigt, so auf, daß die obere Hälfte auf einem anderen System glitt als die untere. Nach der Lage des Stabes (Abb. 21) waren beide Systeme gleichberechtigt. Dieser Fall ist übrigens schon beobachtet worden, wenn ein Kristallstab auf einer Zone 100 bis 110 gelegen ist¹.

Beim Kristallstab *D*, in der Nähe der Oktaederlage, traten schließlich drei Systeme von Gleitlinien auf. Wie Abb. 14 zeigt, sind aber an einer Stelle vorwiegend nur solche Gleitellipsen zu erkennen, die nach der Wachstumsrichtung hin ihren Scheitel aufweisen. Alle drei Systeme von Gleitlinien blieben aber hier in Wirksamkeit, wie sich dadurch nachweisen ließ, daß der Stab abgedreht und weitergedreht wurde. Dabei war aber jedes

System wie zuvor auf etwa $\frac{1}{3}$ des Stabumfangs beschränkt. Der Querschnitt des Stabes blieb auch während der Dehnung annähernd rund. Diese Erscheinung kann entweder so gedeutet werden, daß der Kristallstab der

ganzen Länge nach in drei Bereiche zerfällt, die jeder nach einem System gleiten. Hierfür spricht ein anscheinend vorhandener Knick in der Spannungskurve (Abb. 18), ähnlich wie bei den anderen Kristallen. Oder aber alle drei Systeme von Gleitflächen bleiben im ganzen Stabe dauernd in Wirksamkeit. Ein solches Verhalten ist bei Aluminium und Aluminiumlegierungen verschiedentlich beobachtet worden². Da eine Laue-Aufnahme in Richtung der Stabachse am Rande des zerrissenen Stabes eine vollkommene Dreizähligkeit aufwies, ist die letztere Annahme wahrscheinlicher, daß nämlich drei wirksame Gleitsysteme sich durchkreuzen.

Schubspannung und Abgleitung.

Die Dehnung der Kristallstäbe erfolgte mittels einer Zerreißmaschine von Mohr & Federhaff für 1 und 10 t Höchstlast.

Zunächst wurden die Dehnungen mit Hilfe eines Spiegelapparates von 10 mm Meßlänge und nach größeren Verformungen der größte und kleinste Durchmesser bei bestimmten Lasten gemessen.

Die Kurven Last—Querschnitt ($P - f$) und Spannung—Querschnitt ($s - f$) der untersuchten Kristalle sind in Abb. 17 und 18 wiedergegeben. Das Gleiten setzt bei den Messingkristallen meist recht plötzlich ein; aller-

¹ C. F. Elam: A. a. O.; J. Weerts: Diss. T. H. Berlin, 1928.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Bd. 42, S. 283—301. 1927; Bd. 49, S. 480—497. 1928.

¹ H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 12, S. 58—116. 1922; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927.

dings gehen diesem Fließen schon geringe bleibende Dehnungen voraus¹. Die Verfestigung ist zunächst gering; bei einigen Kristallen war sogar Lastabfall zu beobachten. Von etwa 5% Reckung ab biegen dann die Kurven scharf aufwärts.

Die Kristalle 3, D und E, die nach Abb. 21 Orientierungen besitzen, bei denen mehrere Gleitsysteme annähernd gleichwertig sind, zeigen schon in Abb. 18 von vornherein einen wesentlich stärkeren Spannungsanstieg als die übrigen Kristalle. Dies hängt sehr wahrscheinlich mit dem oben beschriebenen anfänglichen Auftreten mehrerer Gleitsysteme bei den hochsymmetrisch gelegenen Kristallen zusammen. Diese „störenden“ Gleitungen bewirken also eine Spannungserhöhung, die noch deutlicher in den Schubspannung-Abgleichungskurven (Abb. 20) zutage tritt.

Das Einsetzen der zweiten Gleitung macht sich besonders in den Last-Querschnittskurven (Abb. 17) in einem plötzlichen Richtungswechsel bemerkbar. Dabei tritt bei fast allen Kristallen sogar zunächst Lastabfall ein, so daß die Kurven ein Maximum an der betreffenden Stelle aufweisen. Damit hängt auch die schon von Elam beobachtete Entstehung der Einschnürungen zusammen, die sich aber wieder ausstrecken müssen, wenn die Last nach Durchschreiten eines Minimums ansteigt².

Der verschiedenartige Verlauf der Kurven in Abb. 17 und 18 kann durch Umrechnung der technologischen Größen Zugspannung und Querschnittsänderung in die kristallographischen (wirksame) Schubspannung und Abgleitung bis zu einem gewissen Grade einheitlich dargestellt werden. Dabei entzieht sich nur der Kristallstab D in der Oktaederfläche vorläufig einer Einordnung, dessen durch mehrfache Gleitung verwickeltes Verhalten noch einer näheren Klärung bedarf.

Zu Beginn der Abgleitung ist die wirksame Schubspannung

$$\tau = s \cdot \cos \varphi \cdot \cos \varrho \quad (2)$$

an der Streckgrenze, deren Wert für jeden Kristall der Abb. 19 entnommen wurde, nach Tabelle 3 mit recht guter Übereinstimmung konstant = $1,44 \pm 0,07 \text{ kg/mm}^2$.

¹ G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

² G. Sachs: Ber. Werkstoffausschuß Ver. D. Eisenhüttenl. Nr. 58, 1925.

Die Zugspannung bewegt sich dabei fast in den äußerst möglichen Grenzen 1:1,8 ($4,9 \text{ kg/mm}^2$ bei Kristall D

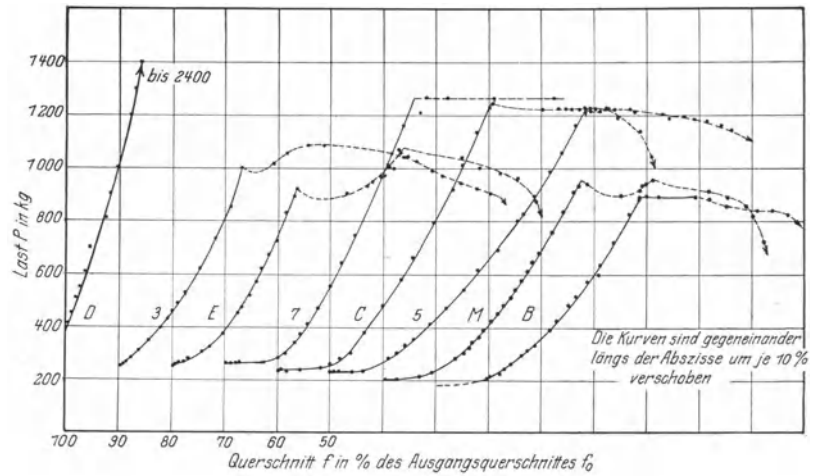


Abb. 17. Last-Querschnittskurven von Messingkristallen.

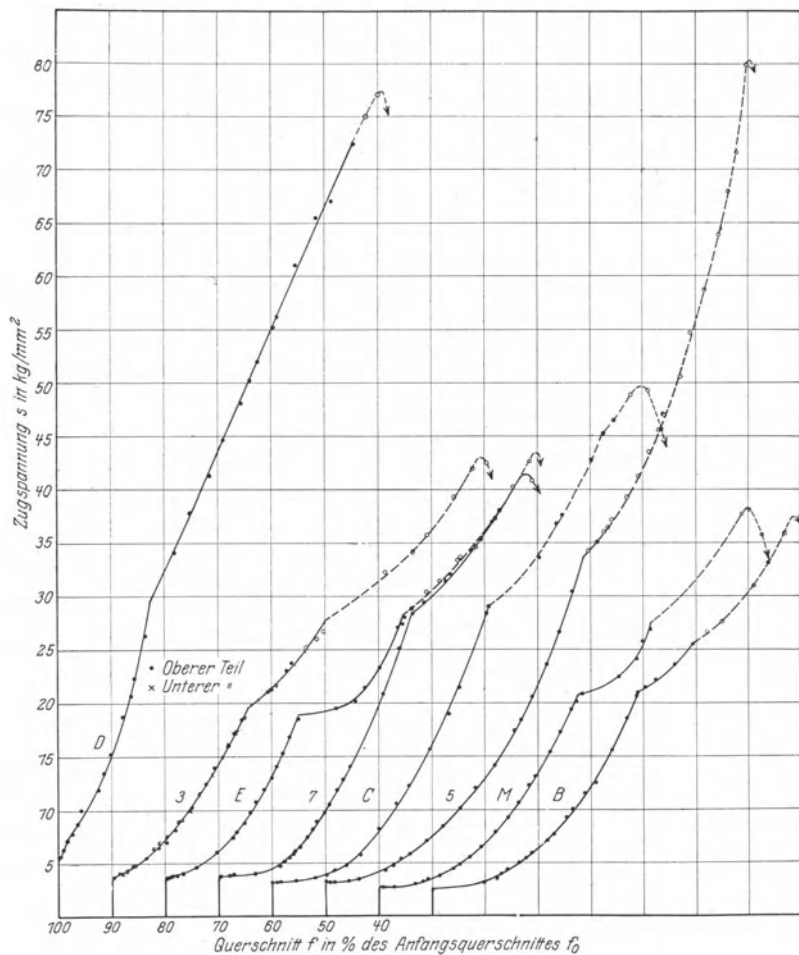


Abb. 18. Zugspannung-Querschnittskurven von Messingkristallen.

und $2,8 \text{ kg/mm}^2$ bei Kristall M). Nunmehr kann es entsprechend der Auffassung von Schmid¹ für Kristalle der

¹ E. Schmid: Proc. Int. Congr. Applied Mech. Delft S. 342—353. 1925; P. Rosbaud und E. Schmid: Z. Phys. Bd. 32, S. 197—225. 1924; M. Georgieff und E. Schmid: Ebenda Bd. 36, S. 759—774. 1926; vgl. auch R. Karnop und G. Sachs: Ebenda Bd. 49, S. 480—497. 1928.

verschiedensten Systeme, bei denen einfache Verhältnisse hinsichtlich Gleitebene und Gleitrichtung vorliegen, als sichergestellt gelten, daß die wirksame Schubspannung die für den Gleitbeginn maßgebende Spannungsgröße ist¹.

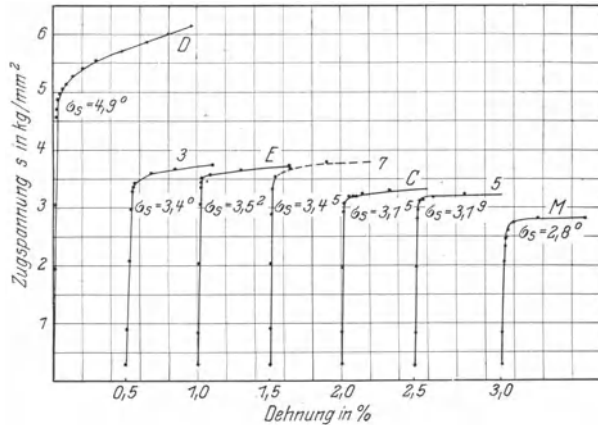


Abb. 19. Verformungskurven von Messingkristallen verschiedener Orientierung bei kleinen Dehnungen.

Als Verformungsgröße, welche die Verfestigung regelt, ist die kristallographische Abgleitung t eingeführt worden². Für einfache Gleitung gilt

$$t = \frac{\cos \varrho}{\cos \varphi} = \frac{\cos \varrho_0}{\cos \varphi_0} \quad (3)$$

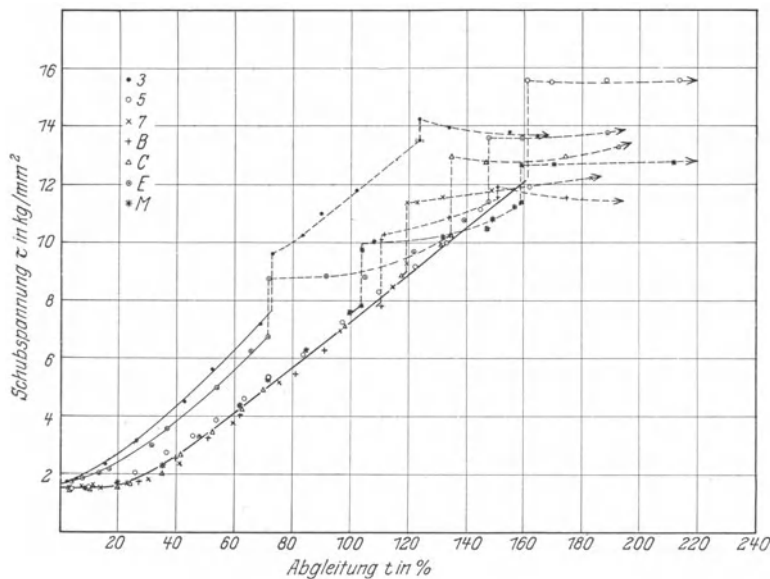


Abb. 20. Schubspannung-Abgleitungskurven von Messingkristallen. (Vom ersten Wechsel des Gleitmechanismus ab sind die Kurven gestrichelt.)

Da der Verformungsvorgang bei den Messingkristallen in mehreren Stadien abläuft, ist hier jedoch jedes einzelne Stadium als unabhängiger Versuch für sich zu behandeln. Man hat dann die Kurven für einen Kristall, die die Abhängigkeit der Schubspannung von der Abgleitung in jedem Stadium wiedergeben, zu der Gesamtkurve des Kristalls aneinanderzusetzen.

¹ Siehe Anm. I, S. 139.

² G. Sachs: Z. V. d. I. Bd. 71, S. 577—584. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 103—115. 1927; Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927; R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116—139. 1927; vgl. auch E. Schmid: Ebenda Bd. 40, S. 54—74. 1926.

Diese Schubspannung-Abgleitungskurven (Abb. 20) fallen nun bis zum Einsetzen der zweiten Gleitung praktisch vollkommen für alle Kristalle zusammen, bei denen keinerlei Störungen durch mehrfache Gleitungen beobachtet wurden. Dagegen verlaufen die Kurven für die hochsymmetrisch orientierten Kristalle bis zu 50% höher. Die Störungen zu Beginn der Versuche, die im stellenweisen Auftreten mehrerer Gleitsysteme (Abb. 13) in Erscheinung treten, haben also in den ersten Dehnungsstufen eine starke Verfestigung des danach wirksamen Gleitsystems zur Folge, die sich bei weiterem Gleiten erhält. Allerdings wird nach Auswirkung dieser zusätzlichen Verfestigung (bei etwa 10% Abgleitung) im weiteren Verlauf der Gleitung der Unterschied gegenüber den anderen Kurven verhältnismäßig wieder geringer.

Diese Beobachtungen stehen in Übereinstimmung mit den schon früher an Aluminium beobachteten¹ Verhältnissen.

Die Verfestigungskurve der Messingkristalle verläuft aber ganz anders als bei Aluminium. Nach sehr geringen Spannungsänderungen im Beginn steigt hier die Schubspannung fast geradlinig mit der Abgleitung an, während bei Aluminium die Verfestigung zu Beginn am stärksten ist und dann stetig abnimmt.

Wie schon mehrfach erwähnt, setzt die zweite Gleitung verspätet ein². Wie Abb. 21, in die auch zwei Versuche von Elam eingetragen sind, zeigt, hängt die Überschreitung der Symmetralen im wesentlichen ab von der Übergangsstelle auf den Symmetralen (Winkel zur Würfel-

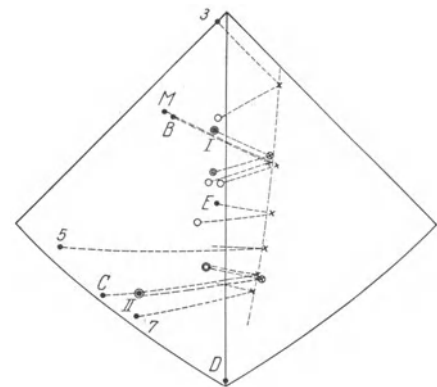


Abb. 21. Orientierungsänderungen verschiedener Kristalle von Messing bei Zugversuchen.

- Eigene Kristalle
- Kristalle von Elam } Ausgangslage.
- ⊗ 1. Wechsel } des Gleitmechanismus.
- ⊙ 2. Wechsel }

kante $[100] = \alpha^1$). Der Abgleitungsbetrag Δt dabei ist, wie Abb. 22 zeigt, bei Kristallstäben in weiterer Um-

¹ R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 41, S. 116 bis 139. 1927; Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. techn. Phys. Bd. 8, S. 586—594. 1927.

² Andeutungen eines zweiten Gleitflächensystems sind verschiedentlich schon bald nach Überschreitung der Symmetralen beobachtet worden. Die Folgen hiervon sind nicht näher untersucht, sondern als vernachlässigbar angesehen worden. Das Einsetzen der zweiten Gleitung ist also erst bei der plötzlichen Kraftänderung (Abb. 17), wobei gleichzeitig auch das zweite Gleitsystem deutlich hervortritt, angenommen worden. Diese Annahme führt, wie Abb. 21 zeigt, zu einer guten Übereinstimmung mit den Versuchen von Elam.

gebung der Würfellage annähernd konstant und nimmt dann nach der Oktaederlage zu erheblich ab. Dagegen ist in Abb. 21 keinerlei Einfluß der Größe des bis zur Symmetrale zurückgelegten Weges zu erkennen, der z. B. für Kristall 5 über 20°, für Kristall 3 und E nur 2° beträgt.

Bei Einsetzen der zweiten Gleitung ist also die Schubspannung auf diesem System wesentlich höher als auf dem zuerst wirksamen Gleitsystem. Daher äußert sich

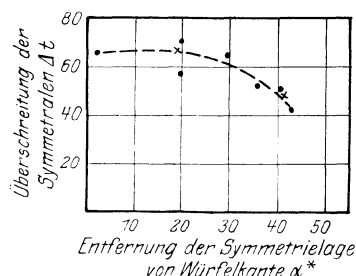


Abb. 22. Überschreitung der Symmetralen bei Einsetzen der zweiten Gleitung. (Δt in Prozenten, α^* in Winkelgrad.)

der Wechsel des Gleitmechanismus in den Schubspannungs-Abgleichungskurven (Abb. 20) in einer sprunghaften Erhöhung der wirksamen Schubspannung vom Wert τ_1 auf dem ersten System auf τ_2 auf dem zweiten. Nach Tabelle 3 und Abb. 23 ist dabei der verhältnismäßige Spannungsunterschied

$$\frac{\Delta \tau}{\tau_m} = 2 \cdot \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + \tau_1}$$

mit recht guter Annäherung konstant¹.

Durch Gleitung auf einer Gleitfläche werden also die diese Gleitfläche durchkreuzenden um 25% stärker verfestigt als die wirksame.

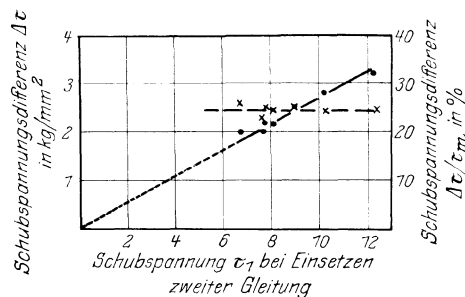


Abb. 23. Unterschied der Schubspannungen auf der zweiten und ersten Gleitfläche beim Einsetzen der zweiten Gleitung.

Die Verfestigung des zweiten Systems ist nach Abb. 20 im weiteren Verlauf der Gleitung nur noch gering. Die Kurven erheben sich dann nur noch wenig über den horizontalen Verlauf und schneiden zum Teil sogar trotz der sprunghaften Verfestigung beim Einsetzen der zweiten Gleitung die Kurven solcher Kristalle, die sehr weit auf einem System gleiten.

Das Wiedereinsetzen der ersten Gleitung geht ebenfalls unter einer gewissen Spannungserhöhung (Abb. 20) bzw. Überschreiten der Symmetrielage (Abb. 21) vor sich. Diese sind jedoch erheblich geringer als beim ersten Wechsel des Gleitsystems. Eine Verfestigung tritt

¹ Vielleicht könnte der Abb. 23 ein geringer Abfall mit zunehmender Schubspannung entnommen werden.

weiterhin kaum noch ein; die Kurven fallen nach der zweiten Überhöhung meistens etwas ab. Eine quantitative Erfassung dieser letzten Vorgänge ist bisher nicht möglich gewesen, da die Genauigkeit der berechneten Größen nach mehrfachem Wechsel des Gleitmechanismus wegen der Unsicherheit der Anfangsorientierung und der Umkehrpunkte nur noch gering ist. Bei einigen Kristallen fällt auch der zweite Wechsel des Gleitmechanismus schon in die Brucheinschnürung.

Bei den Messingkristallen werden also im Gegensatz zu Aluminium und auch Kupfer, Gold und Silber¹ die nicht in Wirksamkeit befindlichen Gleitflächen stärker verfestigt als die gerade wirksamen, ähnlich wie es an Zinn und Zink schon festgestellt ist². Dafür ist aber die Verfestigung nach Ablösung des einen Gleitsystems durch ein anderes teilweise so gering, daß die Verfestigungskurve weiterhin unter die bei einfacher Gleitung herabsinkt.

Tabelle 3. Festigkeitseigenschaften von Messingkristallen.

Kristall	Streckgrenze			Festig- keit σ_B	Höchstlast-	
	Zug- spannung s_s	τ/s	Schub- spannung τ_s		Quer- schnitts- ver- minderung q_h	Dehnung δ_h
	kg/mm ²		kg/mm ²	kg/mm ²	%	%
3	3,4 ⁰	0,42 ⁹	1,4 ⁶	15,8	40	67
5	3,1 ⁹	0,45 ²	1,4 ⁴	17,2	49	96
7	3,4 ⁵	0,41 ⁷	1,4 ⁴	18,1	53	111
B	—	—	—	12,9	50	100
C	3,1 ⁵	0,43 ⁸	1,3 ⁸	17,3	41 (60)	76 (153)
D	4,9 ⁰	0,28 ⁰	1,3 ⁷	32,9	~55	~122
E	3,5 ²	0,45 ⁰	1,5 ⁸	15,3	45	82
M	2,8 ⁰	0,49 ⁸	1,3 ⁹	13,0	51,5	106
			1,4 ± 0,0 ⁷			

Kristall	Schubspannungsänderung bei Einsetzen der zweiten Gleitung*				Überschreitung der Symmetrale	
	τ_1	τ_2	$\Delta \tau$	$\frac{\Delta \tau}{\tau_m}$	α^*	Δt
	kg/mm ²	kg/mm	kg/mm	%		
3	7,6	9,6	2,0	23	3,0 ⁰	63
5	12,2	15,6	3,4	24 ⁵	35,8	53
7	8,9	11,4	2,5	25	43,0	41
B	8,0	10,2	2,2	24 ⁵	19,8	65
C	10,2	13,0	2,8	24	40,3	46
D	—	—	—	—	—	—
E	6,7	8,7	2,0	26	29,3	63
M	7,8	10,0	2,2	25	19,7	58
				25 ± 1		

* Bedeutung der Bezeichnungen siehe Text.

Der Bruch.

Die Brucheinschnürung der Messingkristalle bildete sich hier spätestens mit dem zweiten Wechsel des Gleitmechanismus aus³. Da die Schubspannung hierbei abfiel, verringerte sich die Kraft erst recht, und damit war

¹ C. F. Elam: Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 112, S. 289—296. 1926.

² M. Polanyi: Z. Krist. Bd. 61, S. 49—57. 1925; E. Schmid: Z. Phys. Bd. 40, S. 54—74. 1926.

³ Aus den Angaben von Elam kann vielleicht entnommen werden, daß dort bei einigen Kristallen erst nach dem dritten Wechsel die endgültige Brucheinschnürung entsteht.

die Bedingung für die Ausbildung einer Einschnürung gegeben¹.

Auch nach dem ersten Wechsel tritt, wie Abb. 17 zeigt, verschiedentlich ein Stillstand in der Lastanzeige ein und es entsteht gleichzeitig eine Einschnürung. Die darauf einsetzende Verfestigung bewirkt aber bei der Mehrzahl der untersuchten Kristalle wieder einen Lastanstieg und damit eine Ausglättung der Einschnürung. Bei einigen Kristallen fällt aber schon, wie aus Abb. 17 ersichtlich ist, nach dem ersten Wechsel die Last allmählich ab und es bildet sich die Brucheinschnürung aus.

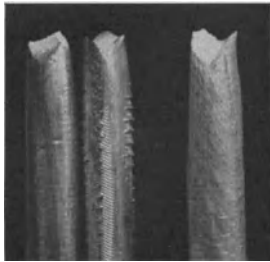


Abb. 24. Bruchflächen von Kristall D in Oktaederlage.

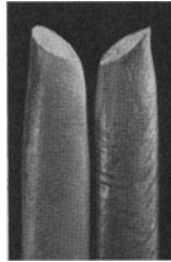


Abb. 25. Bruchfläche von Kristall 5.

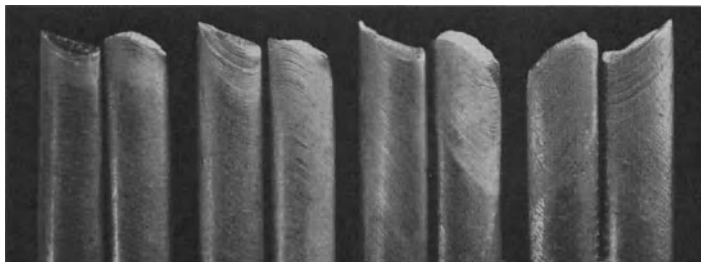


Abb. 26. Eigenartige Bruchflächen von Messingkristallen. (Nat. Größe.)

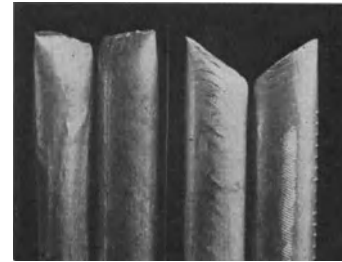


Abb. 27. Bruchflächen von Messingkristallen mit doppelter Schneide.

Diese Einschnürung, welche die Dehnung der Kristalle im wesentlichen abschließt, kann also je nach der Orientierung nach dem ersten oder dem zweiten Wechsel entstehen. Nur in Ausnahmefällen geht nach Abb. 17 die Last stetig durch ein Maximum, womit allgemein die Bedingung für die Ausbildung einer Einschnürung gegeben ist. Die wenigen untersuchten Kristalle gestatten noch nicht, die Orientierungsgebiete für die verschiedenen Fälle gegeneinander abzugrenzen und damit die Abhängigkeit der Dehnung (Tabelle 3) von der Orientierung (Dehnungskörper) vollständig festzulegen. Ein breiter Bereich, der sich im Lagendreieck (Abb. 21) von der Würfelkante 100 bis zur Würfeldiagonalen 111 erstreckt, umfaßt die Kristalle, die erst nach dem zweiten Wechsel des Gleitmechanismus reißen. Und da die Kristalle an der Grenze dieses Bereiches zum übrigen Teil des Lagerdreiecks jedesmal den größten Weg bis zum Wechsel zurückzulegen haben, reißen sie auch nach der größten Dehnung. Da aber allgemein die Laststeigerung nach dem ersten Wechsel gering ist, ist die Dehnung sehr empfindlich gegen Störungen. Die Werte von ϵ_{1am} für zwei Kristalle liegen z. B. wesentlich über den hier für ähnlich gelegene Kristalle festgestellten, was mit den hier festgestellten Baufehlern zusammenhängen

wird. Bei einigen Kristallen ist es auch schwierig, zu entscheiden, ob die Dehnung des größeren Stabteiles oder die wesentlich höhere des ziemlich ausgedehnten Einschnürungsbereiches als Dehnung des betreffenden Kristalles anzusprechen ist.

Eine Berechnung des Dehnungskörpers, wie sie bei Aluminium durchgeführt ist¹, wird durch diese Verwicklungen sehr erschwert. Grundsätzlich besteht aber diese Möglichkeit durchaus, wenn außer der Bedingung für das Einsetzen der zweiten Gleitung noch die weitere Verfestigung zuverlässig bekannt wäre.

Die Festigkeit (Tabelle 3) ist von dem Umstand, daß der Eintritt der Einschnürung entweder nach dem ersten oder dem zweiten Wechsel der Gleitung eintritt, weniger abhängig, da der Lastzuwachs in diesem Stadium gering ist. Eine rechnerische Erfassung scheidet jedoch vorläufig daran, daß der widerstandssteigernde Einfluß der störenden Gleitbewegungen bei hochsymmetrischen Orientierungen noch nicht im ganzen Umfang erfaßt ist. Dadurch biegt sich die Oberfläche eines Festigkeitskörpers in der Nähe solcher Lagen zu einem scharfen Grat auf. Der Festigkeitskörper dürfte im übrigen ganz

ähnlich wie bei Aluminium aussehen, wo diese Erscheinung ebenfalls, wenn auch in geringerem Maße, beobachtet worden ist.

Während es aber bei Aluminium im wesentlichen mechanische Überlegungen waren, die aus dem stetigen Verlauf der Verfestigungskurve Festigkeit und Dehnung zu berechnen gestatteten, werden bei Messing der Höchstwert der Last und der Beginn der Brucheinschnürung hauptsächlich durch einen Wechsel im kristallographischen Verhalten bestimmt.

Auch die Ausbildung des Bruches ist von der Orientierung gesetzmäßig abhängig. Abgesehen von dem eigenartigen, seiner dreizähligen Lage entsprechenden Bruch (Abb. 24) des Kristalles *D* in der Oktaederlage sowie auch dem des Kristalls *5* in der Nähe der Flächendiagonale (Abb. 25), treten nur zwei Bruchformen (Abb. 26 und 27) mit Übergängen auf. Am häufigsten ist die schon beschriebene² eigentümliche ungleichartige Ausbildung der beiden Stabhälften, die nach Abb. 26 von Fall zu Fall nur wenig verschieden ausfällt. Die andere Bruchform (Abb. 26) besteht beiderseitig aus einer eingekerbten Schneide, ähnlich wie bei Aluminium³. Der Kristall *E* bildete einmal die eine Bruchform, ein

¹ Vgl. G. Sachs: Ber. Werkstoffausschuß Ver. D. Eisenhüttenl. Nr. 58, 1925.

² Frhr. v. Göler und G. Sachs: A. a. O.

³ G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

³ R. Karnop und G. Sachs: A. a. O.

zweites Mal die andere; der Bruch des Kristalls *C* ließ einmal auch eine gewisse Ähnlichkeit mit dem des Kristalls *5* erkennen.

Eine wirkliche Klärung des Bruchvorganges ist bisher nicht gelungen. Es steht nur fest, daß er als Folge starker Gleitungen anzusprechen ist. In der Nähe des Bruches beginnen, wie Abb. 26 und 27 zeigen, die Gleitlinien meist aufzuklaffen und die Begrenzungen der Bruchstelle folgen teilweise solchen Anrissen. Bemerkenswert ist noch dabei, daß die Gleitebenen in der Nähe der Bruch-

stelle stark gebogen sind. Vom Anbruch bis zur endgültigen Trennung gehen dann noch unter starkem Lastabfall Verformungen vor sich, die die endgültige Gestalt des Bruches bestimmen und noch nicht erfaßt worden sind.

Für die Unterstützung der Untersuchung sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu besonderem Danke verpflichtet. Bei der Durchführung der Versuche hat Herr Böhme wertvolle Mitarbeit geleistet. Mancherlei Anregung verdanken wir der Aussprache mit Frhrn. v. Göler.

Leitfähigkeit und Kaltverformung.

Von **M. Masima** und **G. Sachs**¹.

Von den physikalischen Eigenschaften, die von dem mechanischen Zustande eines Stoffes stark abhängen, ist die elektrische Leitfähigkeit besonders eingehend untersucht worden². Durch Kaltverformung wird der elektrische Widerstand erhöht, der Temperaturkoeffizient herabgesetzt; durch Anlassen treten rückläufige Veränderungen ein.

Die allgemeine Anschauung geht dahin, einen engen Zusammenhang zwischen den Veränderungen des Gleitwiderstandes (Härte, Festigkeit) und des elektrischen Widerstandes vorauszusetzen. Die bisherigen Untersuchungen stellen jedoch keineswegs einen eindeutigen Zusammenhang zwischen beiden Größen sicher. Vielmehr lassen verschiedene Arbeiten erkennen, daß die Abhängigkeit der elektrischen und der mechanischen Eigenschaften von der mechanischen und thermischen Behandlung erheblich verschieden sein kann.

Zur Klärung dieser Frage wurden einige Versuche an einzelnen Kristallen von Messing durchgeführt. Bei Messingkristallen mit hohem Zinkgehalt lassen sich bei der Deformation eine Anzahl verschiedener Vorgänge ziemlich klar voneinander unterscheiden³. Infolgedessen konnten auch gewisse Zusammenhänge zwischen den mechanischen und den elektrischen Veränderungen eindeutig erkannt werden. Es ergab sich eine vollkommen verschiedenartige Abhängigkeit der Leitfähigkeit und des Gleitwiderstandes vom mechanischen Zustande. Das saubere Gleiten eines Kristalls, das mit erheblicher Verfestigung verbunden ist, hat nur geringe Veränderung der Leitfähigkeit zur Folge. Dagegen führen Verwickelungen und Störungen des Gleitvorganges zu erheblichen Erhöhungen des elektrischen Widerstandes. Beim Anlassen ändert sich die Leitfähigkeit bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als der Gleitwiderstand (Härte).

Für die Versuche dienten drei durch langsame Erstarrung hergestellte Messingkristalle mit rund 72 Gew.-% Kupfer. Das mechanische Verhalten dieser Legierung ist aus früheren Versuchen weitgehend bekannt. Ihre

Orientierung, angegeben durch die Winkel der Stabachsen gegen die Würfelkanten des Kristallgitters zeigt Tabelle 1. Der Widerstand der Kristalle wurde mit Hilfe

Tabelle 1.
Orientierung der untersuchten Messingkristalle.

Kristall	Winkel zwischen Stabachse und Würfelkanten		
	α_1	α_2	α_3
<i>L</i>	45°	46°	86°
<i>N</i>	13	77	88
<i>23</i>	25	71	71

einer Thomson-Brücke bestimmt und auf 22° C reduziert. Die Absolutwerte des Widerstandes für die drei Kristalle gehen um über 10% auseinander, vermutlich infolge ihres verschiedenen Reinheitsgrades. Die genaue Vorgeschichte der Kristalle war nicht bekannt; wahrscheinlich waren sie zum Teil aus technischem, zum Teil aus reinerem Material erschmolzen. Auch ergab sich bei einem Kristall an einem Ende eine um fast 2% geringere Leitfähigkeit als an dem anderen Ende (Abb. 2). Hierdurch wird die Genauigkeit der Messungen beeinträchtigt, da bei Aufrechterhaltung einer gleichen Meßlänge der gemessene Stabbereich mit zunehmender Dehnung sich verringert. Weiter ist die Genauigkeit durch die Unsicherheit der Querschnittsvermessung und durch den erheblichen Einfluß der Temperatur (vgl. Abb. 5) beeinträchtigt. Zur Bestimmung des Querschnitts wurden die kleinste und größte Abmessung des Stabes von Zentimeter zu Zentimeter gemessen und hieraus Mittelwerte gebildet. In gewissen Stadien der Versuche ist der Stab aber ziemlich ungleichmäßig. Die Genauigkeit der Messungen dürfte daher im ganzen nur etwa $\pm 0,1$ bis 0,2% betragen.

Leitfähigkeit und Dehnung.

Die Veränderung des spezifischen Widerstandes bei der Dehnung der Kristalle ist in Abb. 1 bis 3 wiedergegeben und der Last—Querschnittskurve gegenübergestellt.

Die Kurven zeigen, daß die Leitfähigkeit sich ganz ausgesprochen in mehreren Stadien ändert. Die ersten Dehnungen haben eine starke Widerstandserhöhung (bis 1%) zur Folge. Von etwa 5% Querschnittsverminderung ab bis zu 20% bleibt der Widerstand dann annähernd

¹ Original: Z. Phys. Bd. 51, S. 321—326. 1928.

² Vgl. G. Sachs: Mechanische Technologie der Metalle, Leipzig 1925, S. 177. A. Schulze: Elektrische und Wärmeleitfähigkeit, Bd. 2, Teil 2, 6 von Guertler: Metallographie, Berlin 1925, S. 142, 839, 902.

³ G. Sachs und H. Shoji: Z. Phys. Bd. 45, S. 776—796. 1927. M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 50, S. 161 bis 186. 1928.

konstant. Bei Kristall *L* (Abb. 3) tritt darauf bis 35% ein Abfall ein. Es folgt dann bei allen Kristallen eine in steigendem Maße zunehmende Widerstandserhöhung.

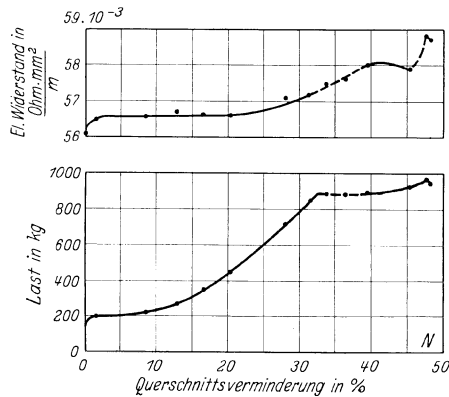


Abb. 1. Veränderung des elektrischen und des mechanischen Widerstandes eines Messingkristalls (N) beim Dehnen.

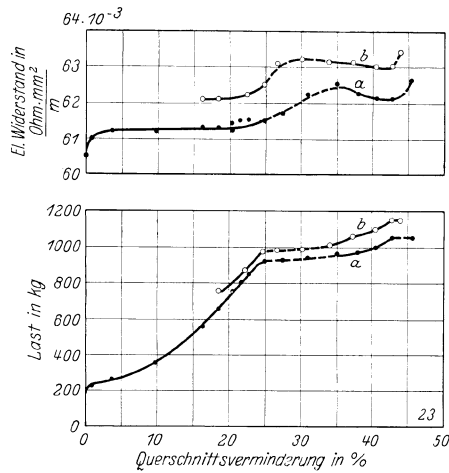


Abb. 2. Elektrischer und mechanischer Widerstand eines gedehnten Messingkristalls (23).

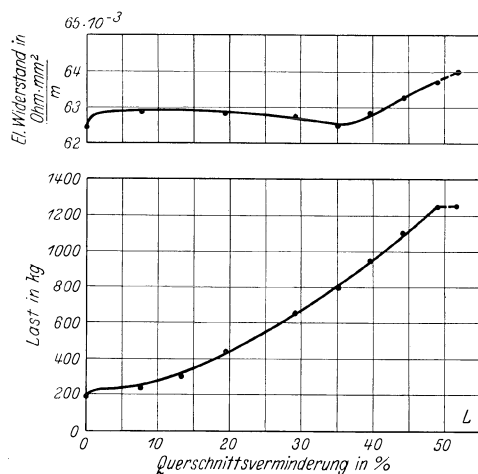


Abb. 3. Elektrischer und mechanischer Widerstand eines gedehnten Messingkristalls (L).

Diese hält bei Kristall *L* bis zum Ende des Versuchs, d. h. bis zur beginnenden Ausbildung der Brucheinschnürung an. Bei den beiden anderen Kristallen folgen dagegen wieder eine Widerstandsabnahme und eine erneute Zunahme bei Ausbildung der Brucheinschnürung.

Die Leitfähigkeitsänderungen stehen nun offenbar in einem engen Zusammenhange mit den Deformationserscheinungen. Was zunächst den Unterschied zwischen dem Kristall *L* und den beiden anderen anbetrifft, so beruht dieser, wie schon die Schaubilder in Abb. 1 bis 3 erkennen lassen, darauf, daß infolge der verschiedenen Orientierung (Tabelle 1) die Kraft- und Verformungsverhältnisse bei den letzteren Kristallen öfter wechseln. Die plötzlichen Änderungen des Kraftverlaufs in den Kurven entsprechen jedesmal einem Wechsel des Verformungsmechanismus, indem Gleiten auf einem Flächensystem plötzlich von Gleiten auf einem anderen System abgelöst wird, was sich mehrfach wiederholen kann. Die gestrichelten Kurventeile deuten dabei an, daß in diesen Bereichen die Gleitung sich nicht gleichmäßig über den ganzen Stab, sondern von einer Stelle ausgehend sich allmählich über den Stab erstreckt. (Die Querschnittsangaben bei den Schaubildern Abb. 1 bis 3 sind daher Mittelwerte.) Gerade in diesen Gebieten nimmt nun der elektrische Widerstand erheblich zu, während der Gleitwiderstand sich verhältnismäßig wenig ändert. Abb. 1 bis 3 zeigen ferner, daß der Widerstandsanstieg nicht mit dem Wechsel des Gleitmechanismus beginnt, sondern schon vorher allmählich einsetzt. Dies entspricht der Beobachtung, daß auch vor dem plötzlichen Wechsel des Kraftverlaufs vielfach schwache Gleitlinien, die dem neu einsetzenden Flächensystem zugehören, sichtbar werden¹. Im Gegensatz zu Aluminium- und Kupferkristallen verhalten sich nämlich die möglichen Gleitflächen bei der Deformation von Messingkristallen nicht gleichartig. Die zuerst in Wirksamkeit tretenden verfestigen sich schwächer als die nicht wirksamen. Dies äußert sich darin, daß die symmetrische Lage zweier Gleitflächen, die sich infolge der Dehnung stets früher oder später einstellt, bei hochzinkhaltigen Messingkristallen nicht dazu führt, daß sich das zweite Gleitsystem (entsprechend den kristallographischen Symmetrieverhältnissen) zur Hälfte an der weiteren Deformation beteiligt. Vielmehr beherrscht noch das erste System, wenn auch nicht vollständig, so doch noch eine Zeitlang überwiegend die Deformation. Dann setzt erst ziemlich plötzlich das zweite Gleitsystem ein und übernimmt nun den größeren Anteil an der Dehnung. Eine genauere Untersuchung dieser verwinkelten Vorgänge, die sich mit abnehmendem Zinkgehalt verwischen und dem für Aluminium und Kupfer charakteristischen Verhalten nähern, ist im Institut in Angriff genommen worden.

In den Gebieten dagegen, in denen die Gleitvorgänge besonders ungestört ablaufen, und welche nach den Schaubildern eine erhebliche Verfestigung zur Folge haben, sind die Widerstandsänderungen gering. Es tritt sogar dabei mehrfach einwandfrei eine Verringerung des Widerstandes ein.

Schließlich ist noch die Widerstandserhöhung zu Beginn der Dehnung zu erörtern, die scheinbar keine Erklärung durch das Kraftschaubild findet. Es ist aber bekannt, daß gerade die ersten Verformungen Inhomogenitäten (innere Spannungen) des Kristalls zur Folge haben, die sich in der Polarität des Gleit-

¹ M. Masima und G. Sachs: a. a. O.

widerstandes, dem sogenannten Bauschinger-Effekt, auswirken¹.

Es zeigt sich also, daß Gleitvorgänge nur dann eine Widerstandserhöhung zur Folge haben, wenn dadurch irgendwelche gröbere Störungen in der Homogenität des Kristallgitters nachweisbar entstehen. Läuft die Gleitung dagegen äußerlich glatt ab, so werden, nach dem Widerstandsabfall zu urteilen, diese Störungen sogar wieder verringert. Die Verfestigung des Kristallgitters hat keinerlei erkenntlichen Einfluß auf die elektrische Leitfähigkeit.

Leitfähigkeit und Anlassen.

Auch die Versuche über die Wirkung zunehmender Anlaßtemperatur ergeben nach Abb. 4 eine andere Wirkung auf den elektrischen als auf den mechanischen Widerstand². Die Leitfähigkeit nimmt schon bei niedrigen Anlaßtemperaturen stark ab, während die Kugeldruckhärte bis über 300° C wenig verändert wird. In der Gegend der Rekristallisationsgrenze (hier $\approx 460^\circ\text{C}$) und der Grenze vollständiger mechanischer Entfestigung

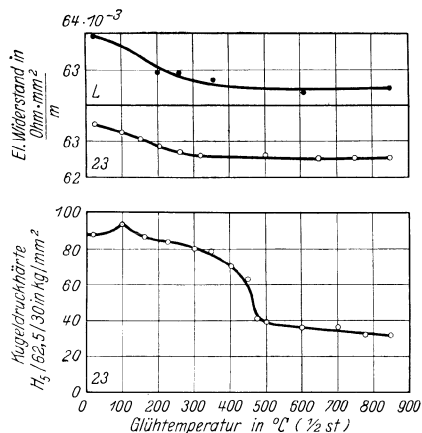


Abb. 4. Veränderung des elektrischen und des mechanischen Widerstandes gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

erreicht der Widerstand einen gleichbleibenden Wert, der teils höher liegt als der Wert des unverformten Kristalls, teils diesem etwa gleich ist. Mit der Rekristallisation ändert sich also die Leitfähigkeit nicht merklich; und auch die bei 850° schon eintretende Zinkverdampfung hat wenig Einfluß.

Die Änderung der Leitfähigkeit mit dem Anlassen ist danach ebenfalls erheblich anders als die des Gleitwiderstandes (Härte). Dagegen dürften die inneren Spannungen in ähnlicher Weise wie der elektrische Wider-

stand beim Anlassen abnehmen¹. Die Härte zeigt den von feinkristallinem Material her bekannten Verlauf.

Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit.

Nach den Untersuchungen an feinkristallinem Material ist der durch mechanische Beanspruchung hervorgerufene Zusatzwiderstand dadurch gekennzeichnet, daß er von der Temperatur unabhängig ist². Von Geiss und van Liempt³ ist dieses „erweiterte Gesetz von Matthiessen“ selbst bei den außerordentlich hohen Widerstandsänderungen (60%) von Wolframdraht infolge Ziehen und Anlassen bestätigt worden. Auch bei den Messingkristallen ist, wie Abb. 5 zeigt, die durch die Dehnung entstandene Widerstandserhöhung bei Temperaturen zwischen 20 und -185°C ⁴ mit hoher Annäherung gleichbleibend.

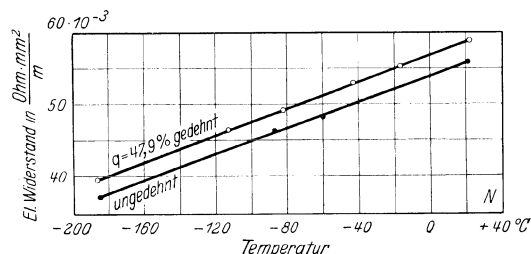


Abb. 5. Elektrischer Widerstand eines Messingkristalls (*N*) bei verschiedenen Temperaturen (unverformt und um $q = 47,9\%$ Querschnittsverminderung gedehnt).

Über die Natur des Zusatzwiderstandes besteht noch keine Klarheit. Nach der Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit wird die Bewegung der Elektronen durch Störungen des Gitters erschwert⁵. Nach der vorliegenden Untersuchung haben diese Störungen nichts unmittelbar mit den mechanischen Zustandsänderungen des Stoffes (Verfestigung und Entfestigung) zu tun. Eher könnten die Anwesenheit und Verteilung innerer Spannungen — und zwar sowohl in kleinsten als auch in größeren Bereichen — für die Leitfähigkeitsänderungen verantwortlich gemacht werden. Eine experimentelle Prüfung etwaiger Zusammenhänge steht jedoch bisher noch fast ganz aus. Geiss und van Liempt⁶ glauben zwar nach ihren in dieser Richtung hin unternommenen Versuchen die inneren Spannungen als unwesentlich und die Deformation der Elektronenhüllen als maßgebend ansehen zu können. Die physikalische Notwendigkeit einer solchen Unterscheidung erscheint jedoch noch nicht überzeugend klargelegt; weitere Versuche zu dieser Frage wären sehr erwünscht.

¹ G. Sachs und H. Shoji: a. a. O.

² Als mechanische Kenngröße ist die Kugeldruckhärte auf Querschnitten gemessen worden (Kugeldurchmesser = 5 mm, Belastung = 62,5 kg, Eindruckdauer = 30 Sek.). Die Proben wurden stufenweise steigender Temperatur je $\frac{1}{2}$ St. ausgesetzt. Für Vergleichsversuche erscheint es ausreichend, diese geringe Anlaßdauer von $\frac{1}{2}$ St. zu wählen. Ob die festgestellten Größen sich überhaupt bei sehr langer Anlaßdauer Endwerten nähern, ist bisher nicht sichergestellt. Die Wahl einer längeren Anlaßdauer würde daher auch keinen grundsätzlichen Unterschied bedeuten. Bei der Dehnung ändert sich die Härte, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde, ähnlich wie die Last.

¹ G. Sachs und H. Shoji: a. a. O.

² Vgl. E. Grüneisen: Metallische Leitfähigkeit, Handbuch der Physik XIII, 8, 47.

³ W. Geiss und J. A. M. van Liempt: Z. anorg. Chem. Bd. 133, S. 107—112. 1924; Bd. 143, S. 259—267. 1925; Z. Phys. Bd. 41, S. 867—871. 1927; Bd. 45, S. 631—634. 1927.

⁴ Die Messungen bei den Zwischentemperaturen wurden in einem Dewargefäß mit Pentan, das mit Hilfe von flüssiger Luft auf eine beliebige Temperatur gebracht worden war, durchgeführt. Kontaktschrauben und Zuführungsdraht waren, um Thermoströme zu vermeiden, ebenfalls aus Messing.

⁵ Vgl. E. Grüneisen: a. a. O. S. 47.

⁶ a. a. O.

Dichte und Kaltverformung.

Von M. Masima und G. Sachs¹.

Durch Versuche an einzelnen Kristallen von Messing wurde wahrscheinlich gemacht, daß die Veränderungen der elektrischen Leitfähigkeit² infolge von Kaltverformung und Anlassen mit der Anwesenheit und Beseitigung von Inhomogenitäten (inneren Spannungen)³ im Kristallgitter zusammenhängen. Dagegen ergab sich keinerlei Zusammenhang mit den mechanischen Eigenschaftsänderungen (Verfestigung und Entfestigung).

Die im folgenden mitgeteilten Versuche über die Dichteänderungen⁴ einiger Messingkristalle (Tabelle 1 und 2) führten insofern zu einem ähnlichen Ergebnis, als auch die Dichte ausschlaggebend von Nebenerscheinungen der Kristallgleitung abhängt, welche für den Verfestigungsvorgang von geringer Bedeutung sind. Nur

weitere Verformung zunächst so vor sich, daß das erste Gleitsystem mit etwa 85%, das zweite mit 15% daran beteiligt ist¹. Je höher der Zinkgehalt, desto länger hält dieser mit einer strengen kubischen Symmetrie unvereinbare Zustand an. Dann übernimmt das zweite Gleitsystem die weitere Verformung, was in den Lastkurven (Abb. 1) eine scharfe Richtungsänderung zur Folge hat. Die Dichteänderungen beschränken sich nun nach Abb. 1 hauptsächlich auf das Gebiet nach Überschreitung der Symmetralen bis zum vollständigen Einsetzen der zweiten Gleitung. Zu Beginn und im weiteren Verlauf der Dehnung gehen etwaige Veränderungen nicht über die Fehlergrenze der Versuche hinaus (im Mittel $\approx \pm 0,0002 = \pm 0,002\%$).

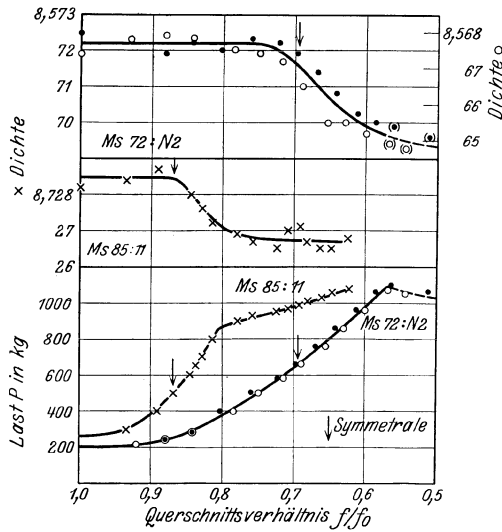


Abb. 1. Dichteänderung und Laständerung von Messingkristallen beim Dehnen.

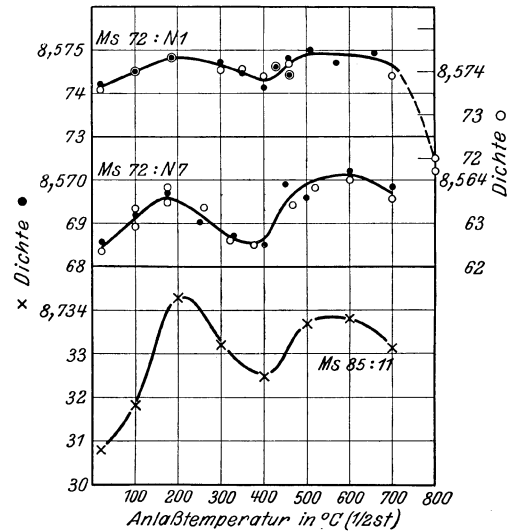


Abb. 2. Dichteänderung gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

ein sich beim Anlassen einschleibender Effekt (Dichterniedrigung) läßt auf einen Zusammenhang mit der Kristallerholung schließen.

Wie Abb. 1 und Tabelle 1 zeigen, treten nachweisbare Veränderungen der Dichte nur in einem durch besonders verwickelte Gleitvorgänge gekennzeichneten Dehnungsstadium auf. Wenn nämlich durch das einfache Gleiten auf einem Gleitsystem und die damit verbundenen Orientierungsänderungen ein zweites geometrisch gleichberechtigt wird oder — wie man sagt — die Symmetrale erreicht wird (angedeutet durch ↓ in Abb. 1), geht die

Der Gesamteffekt beträgt nach Abb. 1 etwa 0,03%. In Wirklichkeit ist er ungefähr doppelt so groß, da von den gedehnten Kristallstücken rund die Hälfte als Einspannung diente. Diese Teile wurden vor den Versuchen in einem Gesenk gestaucht und blieben daher weiterhin unverändert. Beim Versuch am Kristall mit 85% Cu (Ms 85 : 11) mußten die Köpfe im Verlauf des Versuches abgeschnitten werden, da die Probe für die Dichtemessungen zu groß wurde.

Durch Anlassen wird die Dichte entsprechend Abb. 2 und Tabelle 2 in höchst eigentümlicher Weise verändert. Betont sei zunächst, daß der allgemeine Verlauf dieser Dichteänderungen in einer Anzahl mehr oder weniger genauer Versuchsreihen übereinstimmend zu erkennen war. Die Größe der Effekte ist jedoch in starkem Maße davon abhängig, ob der Kristall nur bis zum ersten Wechsel des Gleitsystems, also bis zu den Knickstellen in den Lastkurven Abb. 3, oder in das Gebiet zweiter Gleitung hinein bzw. noch weiter gedehnt wird. Während nach einer solchen weitgetriebenen Verformung, wie

¹ Original: Z. Phys. Bd. 54, S. 666—673. 1929.

² M. Masima und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 51, S. 321 bis 327. 1928.

³ G. Sachs und H. Shoji: Ebenda Bd. 45, S. 776—796. 1927.

⁴ Über Dichteänderung einzelner Kristalle durch Verformung liegen bisher einige Versuche von H. O'Neill: J. Iron Steel. Inst. Bd. 109, S. 93—108. 1924, I und G. Sachs und H. Shoji: A. a. O., vor, die aber keine durchsichtigen Effekte ergaben. Weitere Literatur über Dichte und Verformung siehe H. O'Neill: J. Inst. Metals Bd. 39, S. 63 bis 66. 1928 und G. Sachs: Mech. Technologie der Metalle, S. 176—177. Leipzig 1925.

¹ Eine eingehende Untersuchung hierüber von Frhrn. v. Göler und G. Sachs befindet sich in Drucklegung.

Tabelle I. Dichteänderung von Messingkristallen beim Dehnen.

Bezeichnung der Probe	Last kg	Querschnitt* f mm ²	Querschnittsverhältnis f/f ₀	Temperatur ° C	Gewicht in Luft g	Gewicht in Wasser g	Dichte		Bemerkungen
							gemessen	bezogen auf 19° C	
Ms 72: N 2 a	0	75,0	1,000	20,5	37,0779	32,7536	8,5743	8,5725	Symmetrale bei f/f ₀ = 0,696
	240	65,7	0,880	20,5	78	532	737	719	
	280	63,3	842	20,8	74	532	744	722	
	400	60,3	803	20,8	73	531	742	720	
	500	57,0	760	19,1	69	518	724	723	
	580	54,2	723	18,9	68	515	721	722	
	660	52,2	697	18,2	68	509	709	719	
	760	50,1	669	18,7	67	508	709	714	
	860	48,3	643	20,0	66	513	720	708	
	960	46,1	613	20,2	66	511	716	702	
	1060	44,0	584	20,2	61	505	713	700	
	1100	42,4	563	19,1	52	490	699	(699)	
1060	38,3	510	18,4	26	462	689	(696)	2. Gleitsyst. u. Einschn. 3. Gleitsyst. u. Einschn.	
Ms 72: N 2 b	0	74,8	1,000	19,6	38,0769	33,6329	8,5681	8,5674	Symmetrale bei f/f ₀ = 0,696
	220	72,2	0,970	21,0	767	337	702	78	
	235	66,7	880	20,2	766	333	699	79	
	280	63,0	843	16,6	764	308	651	78	
	400	58,8	785	16,3	761	303	645	75	
	500	56,0	749	18,1	760	311	663	74	
	580	53,6	716	18,7	758	312	668	72	
	660	51,5	690	19,3	758	312	668	65	
	760	49,3	654	20,0	754	308	667	55	
	860	47,1	630	19,6	749	301	662	55	
	960	44,9	600	19,6	644	207	659	52	
	1075	42,4	567	19,6	630	193	656	(49)	
	1055	40,8	545	19,2	569	136	650	(48)	
Ms 85: II b	0	75,9	1,000	19,5	53,2808	47,1769	8,7289	8,7282	Symmetrale bei f/f ₀ = 0,870
	300	71,0	0,935	19,2	2808	1767	87	84	
	400	67,4	891	18,9	2794	1753	85	87	
	600	64,0	844	18,6	2762	1718	75	80	
	600	64,0	844	18,9	37,7254	33,4035	89	90	
	700	63,0	829	18,7	7254	4032	82	86	
	800	61,8	814	19,3	7251	4032	88	82	
	900	59,2	780	19,1	7242	4020	80	79	
	925	57,4	757	18,3	7226	4000	68	77	
	950	55,2	726	17,4	7177	3952	58	75	
	970	53,7	707	17,6	7124	3907	64	80	
	990	52,7	693	17,0	7090	3875	59	81	
	1010	51,9	682	19,0	7061	3858	77	77	
	1035	50,4	662	18,9	7010	3811	73	75	
	1060	49,0	647	17,9	6949	3752	63	75	
1075	47,4	624	16,8	6927	3728	54	78	2. Gleitsystem	

* Querschnitt als Mittelwert über ganze Versuchslänge genommen.

z. B. beim Kristall N 7 in Abb. 2, im Verlauf der Dichtekurve ausgesprochene Veränderungen wahrnehmbar sind, gehen diese nach einer Gleitung, die sich wie beim Kristall N 2 vorwiegend auf das erste Gleitsystem beschränkte, kaum über die Fehlergrenze der Versuche hinaus.

Übereinstimmend lassen aber die Kurven in Abb. 2 erkennen: 1. eine Dichteerhöhung bei Anlaßtemperaturen bis 200°, 2. eine Verringerung bis etwa 400° und 3. wieder einen ziemlich schroffen Anstieg oberhalb 400°. Bei weiterer Temperatursteigerung ändert sich die Dichte zunächst nicht merklich, von 700° ab verringert sie sich aber stark. Dies dürfte jedoch auf die Verdampfung von Zink zurückzuführen und damit für die vorliegende Untersuchung unwesentlich sein. Im ganzen tritt also danach durch Glühen, wie zu erwarten war, eine Dichteerhöhung ein. Im Höchsthalle betrug sie rund 0,04%. Die durch Dehnen bewirkte Dichteabnahme (≈0,06%) wird also durch das Glühen nur zum Teil beseitigt.

Bei niedrigen Anlaßtemperaturen — etwa bis 300° — verringert sich auch schnell der erhöhte elektrische Widerstand gedehnter Kristalle¹, sowie auch die eigen-

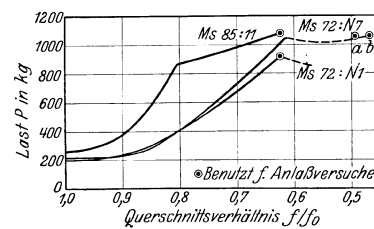


Abb. 3.

tümliche Polarität des Gleitwiderstandes². Die Verfestigung wird dagegen nicht merklich berührt. Zur Erklärung dieser Anlaßeffekte wurde die Beseitigung

¹ M. Masima und G. Sachs: A. a. O.

² G. Sachs und H. Shoji: A. a. O.

Tabelle 2. Dichteänderung gedehnter Messingkristalle beim Anlassen.

Bezeichnung der Probe	Glüh-temperatur (1/2 St.) ° C	Tem-peratur ° C	Gewicht in Luft g	Gewicht in Wasser g	Dichte		Bemerkungen	
					gemessen	bezogen auf 19° C		
Ms 85: 11	a 19	20,0	13,9670	12,5312	8,7376	8,7364 } 8,7308	Mittel aus 2 Proben, da sehr klein Gedehnt bis Querschnitts- verhältnis $f/f_0 = 0,624$ (3. Gleitsystem)	
	b 19	18,2	20,3509	18,1809	242			252
	a 100	20,2	13,9670	12,5316	392	378		8,7318
	b 100	17,7	20,3510	18,1810	242	257		
	a 200	19,2	13,9665	12,5312	400	398		8,7343
	b 200	19,6	20,3504	18,1818	294	287		
	a 300	17,5	13,9643	12,5285	358	376		8,7332
	b 300	18,7	20,3450	18,1768	284	288		
	a 400	19,6	13,9580	12,5233	379	372		8,7325
	b 400	19,6	20,3241	18,1583	284	277		
	a 500	18,4	13,9539	12,5197	383	390		8,7337
	b 500	20,0	20,3180	18,1532	295	283		
	a 600	16,8	13,9501	12,5160	366	391		8,7338
	b 600	17,3	20,3142	18,1490	264	284		
	a 700	15,8	13,9406	12,5073	347	382		8,7331
	b 700	16,2	20,3042	18,1397	247	279		
Ms 72: N 1 a	—	18,6	36,7169	32,5971	8,5737	8,5742	$f/f_0 = 0,651$ (1. System)	
	100	17,5	7169	32,5966	27	45		
	185	19,2	7087	32,5905	50	48		
	300	16,6	7071	32,5876	20	47		
	350	16,5	6959	32,5775	16	44		
	400	19,1	6934	32,5766	42	41		
	430	17,6	6856	32,5691	30	46		
	460	17,6	6750	32,5596	27	44		
	460	20,6	5415	32,4437	68	48		
	510	19,0	1795	32,1230	50	50		
570	18,7	0808	32,0355	43	47			
660	16,8	0278	31,9878	25	49	Messung wiederholt		
Ms 72: N 1 b	20	17,4	35,9791	31,9444	8,5718	8,5736	$f/f_0 = 0,651$	
	100	17,6	9791	9447	723	740		
	185	19,5	9676	9358	749	743		
	300	16,6	9662	9328	713	740		
	350	16,7	9554	9233	714	740		
	400	18,9	9535	9228	738	739		
	430	17,5	9470	9163	723	741		
	460	20,3	9344	9067	754	739		
	460	17,8	4435	4718	728	742		
	580	17,8	2796	3270	728	743		
700	19,9	1404	2051	750	739			
800	17,6	0747	1446	699	717			
800	18,1	0746	1450	709	720	Messung wiederholt		
Ms 72: N 7 a	—	21,0	29,5340	26,2509	8,5710	8,5686	$f/f_0 = 0,490$ (2. System)	
	100	20,0	5339	2506	704	692		
	175	19,4	5337	2503	702	697		
	250	20,2	4986	2194	704	690		
	330	20,0	4702	1941	699	687		
	400	19,6	4446	1712	692	685		
	450	19,6	4106	1418	707	699		
	500	19,2	3463	0846	698	696		
	600	19,0	2012	25,9566	702	702		
700	18,6	0945	8620	693	698			
Ms 72: N 7 b	—	19,2	25,4837	22,6709	8,5645	8,5643	$f/f_0 = 0,470$ Messung wiederholt	
	100	19,1	4837	6711	51	49		
	200	19,5	4826	6706	64	58		
	200	19,2	4826	6703	56	54		
	260	20,0	3487	5524	66	54		
	320	19,8	3148	5221	56	46		
	380	19,8	2864	4970	55	45		
	465	19,6	2135	4328	61	54		
	520	19,3	1528	3792	62	58		
	600	18,4	0897	3232	54	60		
700	18,6	0456	2841	50	55			

innerer Spannungen angenommen, die bei Messing nach Anlassen auf 300° größtenteils verschwinden¹. Da die Dichteeffekte durch plastisches Dehnen etwa 1 bis 2 Größenordnungen kleiner sind als die reversiblen Dichteänderungen durch elastische Beanspruchung, sind sie als Folge innerer Spannungen denkbar. Es muß aber betont werden, daß bisher eine wirklich befriedigende Vorstellung von der Natur dieser inneren Spannungen nicht erreicht ist.

Der Anstieg der Dichte oberhalb 400° fällt, wie durch Ätzung nachgewiesen wurde, mit dem Entstehen neuer Kristalle, das ist der Rekristallisation, zusammen. Der vorangehende Dichteabfall geht in einem Temperaturgebiet vor sich, das dadurch ausgezeichnet ist, daß dort schon Rückgang der Verfestigung eintritt.

Sichergestellt sind nun bisher im verformten Kristall Orientierungsunterschiede der einzelnen Kristallteile, welche z. B. die Verzerrung der Interferenzflecke in Laue-Aufnahmen (Asterismus) zur Folge haben, sowie innere Spannungen, welche z. B. die Verwischung des $K\alpha$ -Dublettes in Debye-Scherrer-Aufnahmen bewirken. In Berücksichtigung dieser Tatsachen wird allgemein angenommen, daß die Teile eines verformten Kristalls verkrümmt sind.

Anlassen auf niedrige Temperaturen beseitigt, wie erwähnt, einen erheblichen Teil der inneren Spannungen; die Orientierungsschwankungen werden aber nicht berührt², die Verfestigung zunächst ebenfalls nicht³. Die Dichte wird dabei erhöht. Eine vollständige Beseitigung der inneren Spannungen bei Erhaltung der Orientierungsschwankungen muß aber einen Zerfall der verkrümmten Kristallteile zur Folge haben, und ist geometrisch nicht vorstellbar ohne das Entstehen von Lücken im Kristall. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung nimmt nun

¹ G. Masing: Z. Metallkunde Bd. 16, S. 257—264, 301 bis 307. 1924.

² R. Karnop und G. Sachs: Z. Phys. Bd. 42, S. 283 bis 301. 1927.

³ Frhr. v. Göler und G. Sachs: Z. Metallkunde Bd. 19, S. 410—411. 1927.

tatsächlich die Dichte bei höheren Anlaßtemperaturen ab — hier zwischen 200 und 400°. Außerdem tritt dabei noch Entfestigung ein, und zwar ohne Rekristallisation (Erholung).

Bei noch höherem Anlassen erfolgt schließlich Rekristallisation. Es bilden sich neue Kristalle. Die Dichte steigt dementsprechend. Die Verfestigung ist zum größten Teil beseitigt.

Für das Verständnis der Verfestigungserscheinungen dürfte es wichtig sein, daß hier in der Dichteverminderung beim Anlassen erstmalig ein Effekt nachgewiesen ist, welcher der Erholung parallel läuft. Damit wäre die Erholung in Zusammenhang gebracht mit einem Zerfall der durch die Verformung verkrümmten Kristallteile. Umgekehrt muß man aus der Erhaltung der Verfestigung beim Anlassen auf niedrige Temperaturen und der dabei eintretenden Dichteerhöhung schließen, daß die Beseitigung der stärksten Verzerrungen in den Kristallteilen ohne merklichen Zerfall des Kristallgitters erfolgt, also etwa durch Verschiebungen der Kristallteile in den Gleitflächen.

Der Erfolg der Versuche war ausschlaggebend von der subjektiven Sorgfalt der Dichtebestimmungen abhängig. Diese wurden nach dem Auftriebsverfahren in Wasser durchgeführt, Tabelle 1 und 2 lassen den Gang der Auswertung erkennen. Die Orientierung der untersuchten Kristalle zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.
Orientierung der untersuchten Kristalle.

Bezeichnung	Winkel: Stabachse—Würfelkanten		
	α_1	α_2	α_3
Ms 72 : N 1	21,4	68,8	86,5
Ms 72 : N 2	37,2	55,2	78,8
Ms 72 : N 7	37,8	56,7	75,3
Ms 85 : 11	46,8	55,0	63,5

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind wir für die Unterstützung unserer Untersuchungen zu Dank verpflichtet.