

elektroden wurde ein solcher mit Tantalelektroden durchgeführt. Er lieferte das gleiche Ergebnis.

Es ist bekannt, daß senkrecht zu dem elektrischen und zu dem magnetischen Feld in flüssigen Metallen ein Druckgradient auftritt. Für den Massentransport zeigt die Analyse, daß das Gold entgegen der Richtung des Druckanstieges wandert. Da der Versuch in der Zeit beendet wurde, in der der Gleichgewichtszustand durch Rückdiffusion noch nicht eingetreten war, läßt sich aus den Meßwerten bei 600 A/cm^2 und 5500 Gauß eine Wanderungsgeschwindigkeit von $2,2 \cdot 10^{-2} \text{ cm/h}$ entnehmen. Eine eventuell auftretende Vermischung durch Konvektion ist bei $25 \mu \text{ Plattenabstand}$ gering. Die Wanderungsgeschwindigkeit wäre bei 20000 Gauß und

1 V/cm etwa so groß, wie die anfangs erwähnte im elektrischen Feld bei 1 V/cm .

In einer ausführlichen Veröffentlichung sollen demnächst die Experimente näher beschrieben und die Ergebnisse gedeutet werden.

Herrn Prof. A. KLEMM danke ich für die Bereitstellung von Hilfsmitteln und für seine kritischen Diskussionsbemerkungen, Herrn Prof. J. MATTACH für die Erlaubnis, einen Magneten der massenspektrometrischen Abteilung des Institutes zu benutzen, und dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für finanzielle Unterstützung.

Ein Beitrag der Versetzungen zur Anfangssuszeptibilität in weichmagnetischem Material

Von GEORG RIEDER

Institut für Technische Mechanik der TH Braunschweig
(Z. Naturforsch. 15 a, 746—748 [1960]; eingegangen am 24. Juni 1960)

Die Mechanismen, welche die Ummagnetisierungsvorgänge in schwachen Feldern und magnetisch weichem Material bestimmen, sind in ihren Einzelheiten noch keineswegs ausreichend geklärt. Einen sehr wesentlichen Beitrag bildet die Wandwölbungstheorie von KERSTEN¹. Der nach dieser Theorie berechnete Temperaturverlauf der Anfangssuszeptibilität gibt in vielen Fällen die Meßergebnisse überraschend gut wieder¹; allerdings ist nach DIETZE² die Gültigkeit der KERSTENSchen Überlegungen von einer sehr scharfen Bündelung der linienförmigen Hindernisse in der Richtung leichter Wandwölbung abhängig; immerhin lassen die neueren Ergebnisse der Theorie der Kristallplastizität in Verbindung mit Einzelheiten des gemessenen Temperaturverlaufs der Koerzitivkraft in Nickel-Einkristallen in manchen Fällen eine gewisse Bevorzugung solcher Richtungen vermuten³.

Die Einzelheiten der Wechselwirkung zwischen der BLOCHSchen Wand und den Hindernissen gehen in die Wandwölbungstheorie nicht ein; die Wanddicke wird vernachlässigt und bis zum Abreißen unveränderliches Festhalten an den Haftlinien angenommen. In Wahrheit wird sich die Wand entsprechend ihrer endlichen Dicke auch an der Haftstelle selbst etwas über dem Hindernis, z. B. einer Versetzung, verschieben. Der Beitrag dieses Effektes zur Anfangssuszeptibilität soll nun an einem besonders einfachen Beispiel überschlägig berechnet und mit dem Beitrag der Wandwölbung verglichen werden.

Wie aus Tab. (5.2) a. a. O.⁴ durch Anwendung der

Formel von PEACH und KOEHLER zu entnehmen ist⁵, befindet sich eine Schraubenversetzung geeigneten Vorzeichens in [110]-Richtung in der Mitte einer (180° , [112])-Wand in Nickel im stabilen Gleichgewicht. Vernachlässigt man die durch das Spannungsfeld der Versetzung bedingten Störungen in der Struktur der BLOCHSchen Wände, so kann man — bis auf den bei LILLE⁶ nicht völlig korrekt eingesetzten Beitrag der Magnetostriktion⁴ — mit Hilfe der von LILLE⁶ angegebenen Formeln den Verlauf der Kraft zwischen Versetzung und BLOCHscher Wand als Funktion des Abstandes z von der Wandmitte angeben.

Sind nun b der BURGERS-Vektor (vgl. z. B. KRÖNER⁷), c_{66}^{***} eine reduzierte Elastizitätskonstante⁴, λ_{100} und λ_{111} die Magnetostriktionskonstanten und Φ' der Azimutwinkel des Magnetisierungsvektors, so ist die Kraft je Längeneinheit der Versetzungslinie^{4, 5}

$$p = \frac{b}{2} c_{66}^{***} (2 \lambda_{100} + \lambda_{111}) \sin 2 \Phi'. \quad (1)$$

Vernachlässigt man den Beitrag der Magnetostriktion, so ist nach LILLE⁶

$$\frac{dz}{d\Phi'} = \frac{2 \sqrt{3} \delta_0}{\sin^2 \Phi' \sqrt{1 + 8 \cot^2 \Phi'}}, \quad (2)$$

wobei die reduzierte Einheit der Wandweite

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{1}{2} C / K} \quad (3)$$

nach LILLE⁶ aus der Austauschsteifigkeit C ⁸ und der Kristallenergiekonstanten K zu berechnen ist. Ist dann J_s die Sättigungsmagnetisierung, L die Dicke der WEISSschen Bezirke und s der Abstand der Versetzungslinien in der BLOCHschen Wand, so ist die reversible Suszeptibilität unter der — im gewählten Beispiel gut zutreffenden

¹ M. KERSTEN, Z. angew. Phys. **8**, 313, 382, 496 [1956].

² H.-D. DIETZE, Techn. Mitt. Krupp **15**, 169 [1957]; vgl. auch ibid. **15**, 23 [1957] u. Z. Phys. **149**, 276 [1957].

³ G. RIEDER, Berichte der Arbeitsgemeinschaft Ferromagnetismus 1959 (Tagung Berlin), Stuttgart, Dr. Riederer-Verlag, im Druck.

⁴ G. RIEDER, Abh. d. Braunschw. Wiss. Ges. **11**, 20 [1959]; vgl. auch Z. Naturforsch. **14 a**, 96 [1959].

⁵ G. RIEDER, Vortrag bei der Jahrestagung der GAMM in Freiberg 1960; erscheint in der Z. angew. Math. Mech.

⁶ B. A. LILLE, Phil. Mag. (7) **41**, 792 [1950].

⁷ E. KRÖNER, Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen, Springer-Verlag, Berlin 1958.

⁸ W. F. BROWN JR., J. Appl. Phys. **30**, 62 S [1959].



den — Annahme einer starren Bewegung

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dH} &= \pm \frac{s J_s^2}{L} \frac{dz}{d\Phi'} \frac{d\Phi'}{dp} \quad (4) \\ &= \pm \frac{s J_s^2}{L} \frac{2 \sqrt{3} \delta_0}{\sin^2 \Phi' \sqrt{1+8 \cot^2 \Phi'}} \\ &\quad \cdot \frac{1}{b c_{66}^{***} (2 \lambda_{100} + \lambda_{111}) \cos 2 \Phi'}, \end{aligned}$$

und insbesondere die Anfangssuszeptibilität für $\Phi' = 90^\circ$

$$\chi_a^{(V)} = \left| 2\sqrt{3} \frac{s J_s^2 \delta_0}{L b c_{66}^{***} (2 \lambda_{100} + \lambda_{111})} \right|. \quad (5)$$

Wir vergleichen diese Formel mit dem Ergebnis von KERSTEN¹; verzichtet man auf eine explizite Berechnung der Wandenergie γ , so ergibt sich bei leichter Abänderung der Bezeichnung die Anfangssuszeptibilität infolge Wölbung

$$\chi_a^{(W)} = \frac{1}{12} \frac{J_s^2 s^2}{L \gamma}. \quad (6)$$

Freilich ist die KERSTENSche Bedingung der streufeldfreien Wölbung in dem gewählten Beispiel keineswegs erfüllt; für die folgende Abschätzung mag dies zunächst außer Betracht bleiben. Setzt man noch mit LILLEY⁶

$$\gamma = \gamma' \gamma_0, \quad \gamma_0 = \sqrt{\frac{1}{2} C |K|}, \quad (7)$$

wo γ' ein vom Typ der BLOCHSchen Wand abhängiger Zahlenfaktor der Größenordnung Eins ist, so erhält man für das Verhältnis beider Beiträge zur Anfangssuszeptibilität

$$\frac{\chi_a^{(V)}}{\chi_a^{(W)}} = \frac{24 \sqrt{3} \gamma'}{b c_{66}^{***}} \left| \frac{\gamma_0 \delta_0}{2 \lambda_{100} + \lambda_{111}} \right| \frac{1}{s}, \quad (8)$$

wobei der zweite Faktor die normalerweise am stärksten temperaturabhängigen Größen enthält.

Setzt man die von LILLEY verwendeten Zahlenwerte für Nickel bei Raumtemperatur ein, so folgt⁴

$$1/c_{66}^{***} = 1,76 \cdot 10^{-12} \quad (\text{CGS}) \quad (9)$$

und mit $b = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$

$$\frac{\chi_a^{(V)}}{\chi_a^{(W)}} = 1,85 \cdot 10^{-5} \cdot 1/s \quad [\text{cm}]. \quad (10)$$

D. h. also: für $s = 10^{-4} \text{ cm}$ und erst recht für $s = 10^{-3} \text{ cm}$ ist bei unbehinderter Wandwölbung der Beitrag der Verschiebung über den Haftstellen zur Anfangssuszeptibilität relativ gering. Berechnet man jedoch den Korrekturfaktor ν_s nach DIETZE² für den Fall, daß, wie im vorliegenden Beispiel, die Versetzungsrichtung auf der Richtung leichter Wandwölbung senkrecht steht, so erhält man

$$\begin{aligned} \nu_s &= 0,11 & \text{für } s = 10^{-4} \text{ cm}, \\ \nu_s &= 0,0185 & \text{für } s = 10^{-3} \text{ cm}. \end{aligned} \quad (11)$$

Der Haftstellenbeitrag würde also erst merklich, wenn der größere Teil der Versetzungen in einer Richtung stark erschwerter Wölbung in der Wand verläuft. Zur Diskussion des Temperaturganges nehmen wir mit anderen Autoren¹ Proportionalität der Austauschsteifigkeit C mit dem Quadrat der Sättigungsmagnetisierung an. Dann gilt für den zweiten Faktor in (8) wegen (3) und (7)

$$\left| \frac{\gamma_0 \delta_0}{2 \lambda_{100} + \lambda_{111}} \right| \text{ proportional} \left| \frac{J_s^2}{2 \lambda_{100} + \lambda_{111}} \right|. \quad (12)$$

Setzt man darin die Werte von CORNER und Mitarb.⁹ ein, so ergibt sich praktisch Konstanz bei tiefen Temperaturen bis 100°C ; von da an steigt (12) bis etwa auf den 1,5-fachen Wert bei 300°C . Bis 100°C entspricht also die Temperaturvariation des Haftstellenbeitrags etwa der des Wölbungsbeitrags; bei höheren Temperaturen liegen die Abweichungen in derselben Richtung wie bei der Streufeldkorrektur², sind allerdings weit geringer. Es sei hier noch angemerkt, daß der zu (12) entsprechende Faktor des magnetischen Streufeldbeitrags nadelförmiger Fremdkörper¹⁰ sogar über den ganzen Temperaturbereich konstant wäre, da die Streufeldenergie ebenfalls dem Quadrat der Sättigungsmagnetisierung proportional ist. Dieser Mechanismus dürfte bei Nickel jedoch kaum eine Rolle spielen, eher schon bei Eisen infolge seiner höheren Sättigungsmagnetisierung und Kristallenergie. So wäre es durchaus denkbar, daß dort die Versetzungen mehr über die Karbid-Ausscheidungen¹¹, COTTRELL-Wolken und den SNOEK-Effekt in ihrem Spannungsfeld¹² auf die BLOCHSchen Wände einwirken als unmittelbar durch die elastischen Spannungen, und die mangelnde Übereinstimmung des aus den Werten von TAKAKI³ zu berechnenden Temperaturverlaufs von (12) mit den Messungen fände so eine zwanglose Erklärung. Eine genauere quantitative Diskussion hätte außerdem den Beitrag der Magnetostriktion zu Wanddicke und Wandenergie sowie die Temperaturvariation der elastischen Konstanten¹⁴ zu berücksichtigen. Doch ist eine solche Genauigkeit wohl kaum sinnvoll, wenn man nicht gleichzeitig eine größere Anzahl möglicher Konfigurationen von Hindernis und BLOCHscher Wand und insbesondere auch verschiedene Hindernistypen diskutiert. „Weiche“ Hindernistypen geben dann einen relativ größeren Haftstellenbeitrag als „harte“, zu denen nach (10) auch die Schraubenversetzung im untersuchten Beispiel zu rechnen ist. Eine „weiche“ Haftlinie könnte z. B. je nach ihrem gegenseitigen Abstand ein Paar von Stufenversetzungslinien verschiedenster Vorzeichens in [111]-Richtung darstellen, falls solche in größerer Anzahl vorkommen würden. Eine allgemeinere Rechnung hätte außerdem schräg durchstoßende und gekrümmte Versetzungen in Betracht

⁹ W. D. CORNER u. F. HUTCHINSON, Proc. Phys. Soc., Lond. **72**, 1049 [1958], sowie W. D. CORNER u. G. H. HUNT, ibid. **68**, 138 [1955].

¹⁰ E. SCHWABE, Ann. Phys. VI **11**, 99 [1952].

¹¹ B. ŠESTÁK, Czech. J. Phys. B **10**, 91 [1960] und die dort zi-

tierenden Autoren; ferner O. WERNER u. J. HUNGER, Arch. Eisenhüttenwes. **27**, 645 [1956].

¹² G. SCHOECK u. A. SEEGER, Acta Met. **7**, 469 [1959].

¹³ H. TAKAKI, Z. Phys. **105**, 92 [1937].

¹⁴ G. A. ALERS, J. R. NEIGHBOURS u. H. SATO, J. Appl. Phys. **30**, 231 S [1959].

zu ziehen. Für die damit notwendigerweise verbundenen umfangreichen Zahlenrechnungen wird z. Zt. am Rechenzentrum der Technischen Hochschule Braunschweig ein Rechenprogramm entwickelt, welches beim augenblicklichen Stand die mit einer exakten Berücksichtigung der

Magnetostriktion in der Energiefunktion verbundenen Rechnungen⁴ bereits voll auf dem elektronischen Ziffernrechner Z 22 automatisiert. Über den weiteren Ausbau dieses Programms und die erzielten Ergebnisse soll zu gegebener Zeit an anderer Stelle berichtet werden.

Bestätigung des abnormal hohen Gehaltes an Xe¹²⁹ in Richardton *

Von PETER SIGNER

School of Physics

Institute of Technology, University of Minnesota, Minn./USA
(Z. Naturforsch. 15 a, 748—749 [1960]; eingegangen am 31. Mai 1960)

Im Chondriten Richardton fand REYNOLDS¹ einen Überschuß an Xe¹²⁹ von etwa 50%. Die weittragenden Konsequenzen dieser Feststellung scheinen uns in Anbetracht der Schwierigkeit des Experimentes einen kurzen Bericht über die Bestätigung dieses Befundes durch eigene Experimente zu rechtfertigen. Es soll dabei besonders auf experimentelle Einzelheiten hingewiesen werden.

Bei der Untersuchung der leichten Edelgase (He, Ne, Ar) in Steinmeteoren wurden in fünf unabhängigen Messungen am Chondriten Richardton (der als Testprobe verwendet wurde) auch das Xe gemessen. Die Extraktion und Reinigung der Gase erfolgte in einer fett- und Hg-freien Ganzmetall-Apparatur, die durch Öffnen eines Hahns mit dem statisch betriebenen Spektrometer verbunden werden kann. Die Extraktionsapparatur und das Massenspektrometer wurden vor jeder Messung mehr als 8 Stunden auf 250—300 °C ausgeheizt. Der Ionen-nachweis im Massenspektrometer erfolgte durch direkte Messung des Ionenstroms, das heißt, ohne Verwendung eines Sekundärelektronenvervielfachers.

Bei den hier besprochenen Messungen wurden 0,8 bis 1,5 g ungewaschenes meteoritisches Material verwendet, das in Form eines oder mehrerer Stücke mindestens acht Stunden im Vakuum aufbewahrt wurde, um die Oberfläche zu entgasen. Die Extraktion der Edelgase erfolgte in einem Mo-Tiegel, der durch Strahlungsheizung 20 Minuten auf 1800—1900 °C gehalten wurde. Während dieser Zeit und den folgenden 10 Minuten erfolgte die Reinigung des Gemisches von den unedlen Komponenten durch Ti-Schwamm, der auf 600—700 °C erhitzt war. Dieser Ti-Schwamm, wie auch ein zweiter Ti-Getter anderer Art, blieben während der ganzen massenspektrometrischen Untersuchung zur dauernden Reinigung des Gasgemisches mit demselben in Verbindung.

Das Ar, Kr und Xe wurden vor dem Verbinden der Extraktionsapparatur mit dem Massenspektrometer durch Adsorption an mit flüssigem Stickstoff gekühlter Tierkohle aus dem Gemisch entfernt und zurückgehalten.

* This research was supported by the joint program of the U.S. Atomic Energy Commission and Office of Naval Research.

¹ J. H. REYNOLDS, Phys. Rev. (Lett.) 4, 8 [1960].

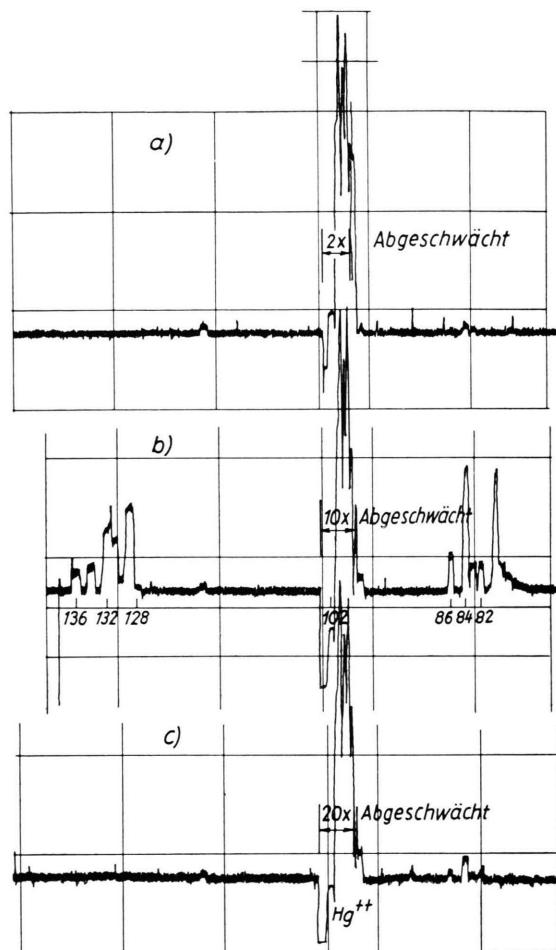


Abb. 1. Massenbereich zwischen den Massen 78 und 140 in drei verschiedenen Phasen der Gesamtmeßung: a) „Blank-Run“, b) „Sample-Run“, c) Zweiter Extraktionsprozeß. Die scharfen Spitzen zwischen benachbarten Massen (z. B. 131 und 132) sind durch ungenügendes Auflösungsvermögen zu erklären. Die versetzte Nulllinie bei hoher Empfindlichkeit (10^{-13} Amp/Skt) ist dadurch zu erklären, daß der Nullpunkt des Schreibers nicht mit dem Nullpunkt des Elektrometer-Verstärkers übereinstimmt.

ten. Die Messung des Ne und He erforderte 30—50 Minuten. Anschließend an deren Messung wurde die gesamte Apparatur ausgepumpt und dann erneut von den Pumpen isoliert. Durch Aufwärmen der Tierkohle auf die Temperatur einer Mischung von CO₂ fest und Alkohol wird das Ar freigesetzt, aber das Kr und beson-