

Zahl der erzeugten Sekundärelektronen mit steigender Primärstromdichte oberhalb ihres kritischen Wertes abnimmt oder nicht.

Zusammenfassung: Es wird darauf aufmerksam ge-

macht, daß an oxydierten Erdalkalilegierungsschichten bei festgehaltener Saugspannung der Sekundäremissionskoeffizient δ von der Primärstromdichte abhängig ist, wenn diese größer als $\sim 10^{-6} \text{ A/mm}^2$ wird.

Magnetische Eigenschaften von elektrolytisch niedergeschlagenen dünnen Nickelschichten

Von Ludwig Reimer

Physikalisches Institut der Universität Münster/Westf.
(Z. Naturforsch. **10a**, 1030—1031 [1955]; eingeg. am 26. Oktober 1955)

Nach einer Theorie von Néel¹ und Kittel² bilden sich unterhalb einer kritischen Schichtdicke, wenn diese in die Größenordnung der Dicke einer Blochsen Wand gelangt, keine Bloch-Wände mehr aus und die ganze Schicht besteht aus Eindomänenbereichen. Da eine Ummagnetisierung durch Wandverschiebungsprozesse dann nicht mehr möglich ist, können nur Drehprozesse ablaufen, die wesentlich höhere Koerzitivkräfte zur Folge haben. Je nachdem welche Anisotropiekräfte für die Einstellung der Magnetisierungsvektoren wirksam sind, kann man die Abschätzungsformeln für die Größe der Koerzitivkraft angeben:

$$H_c = 2K/J_s \text{ (Kristallanisotropie)}, \quad (1)$$

$$H_c = 3\lambda\sigma_i/J_s \text{ (Spannungsanisotropie)}, \quad (2)$$

$$H_c = (N_t - N_0)J_s \text{ (Gestalts- oder Formanisotropie)}. \quad (3)$$

Der letzte Fall tritt dann ein, wenn die Einzelteilchen eine längliche Gestalt haben und der Unterschied der Entmagnetisierungsfaktoren N_0 in der längsten Achse N_t transversal hierzu so groß wird, daß die magnetostatische Energie die Kristall- und Spannungsanisotropie überwiegt.

Die theoretisch zu erwartenden Änderungen der Koerzitivkraft mit abnehmender Schichtdicke sind daher besonders groß. Aber auch in anderen Kenngrößen der Magnetisierungskurve ist eine Änderung zu erwarten, sobald die Eindomänenstruktur unterhalb einer kritischen Schichtdicke einsetzt. In der Spannungstheorie des Ferromagnetismus bestehen interessante Zusammenhänge zwischen Koerzitivkraft und Anfangspermeabilität und anderen Größen. Auch diese Zusammenhänge ändern sich, so daß man in ihnen ein Kriterium besitzt, unterhalb welcher Schichtdicke die Eindomänenstruktur eingesetzt hat und oberhalb welcher man noch mit der klassischen Spannungstheorie rechnen kann. Zu diesem Zweck war eine genaue ballistische Messung der magnetischen Kenngrößen über einen möglichst großen Schichtdickenbereich erwünschenswert.

Die Schwierigkeiten liegen begreiflicherweise darin, daß die Schichten unterhalb einer gewissen Dicke keine ausreichende Induktionsspannung mehr ergeben. Elenbaas³ gelangte immerhin bis zu einer Schichtdicke von $0,1 \mu$, was auch als Empfindlichkeitsgrenze vom Verfasser erreicht wurde. Um an noch dünneren Schichten messen

zu können, wurde der ballistische Ausschlag dadurch verstärkt, daß mehrere Nickelschichten übereinander elektrolysiert wurden mit jeweils einer ebenfalls elektrolytisch niedergeschlagenen Kupferschicht als Zwischenschicht. Die Abscheidung der Nickelschichten erfolgte aus einem technischen Nickelbad mit 6 mA/cm^2 Stromdichte. Die Schichtdicke wurde bei den dicken Schichten stets durch Wägung und bei den dünnen Schichten mit Hilfe des Faradayschen Gesetzes ermittelt, nachdem Versuche ergaben, daß dieses bis zu den geringsten Schichtdicken gültig ist. In einem besonderen Versuch wurde festgestellt, daß die Dicke der Kupferschicht etwa 10-mal so dick wie die einzelnen Nickelschichten sein muß, damit diese sich nicht gegenseitig beeinflussen.

Die Meßergebnisse der Koerzitivkraft (Abb. 1) ergeben bei dicken Schichten oberhalb 1μ einen fast konstanten Wert von 70 Oe , den man mit Hilfe der Spannungstheorie des Ferromagnetismus erklären kann, da die Schichten stets unter großen Zugspannungen stehen (Röntgenographische Messungen der Linierverschiebung der Debye-Scherrer-Linien und magnetische Messungen der reversiblen Magnetisierungsarbeit ergaben übereinstimmend Zugspannungen von 24 kg/mm^2). Dies bestätigt auch eine Temperung bei der relativ geringen Temperatur von 200°C (Abb. 1). Demgegenüber ändert selbst eine Temperung bei 400°C die hohen Koerzitivkräfte der Schichten unterhalb 1μ kaum. Hier wird die Erhöhung der Koerzitivkraft durch das Auftreten der Eindomänenstruktur hervorgerufen. Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Koerzitivkraft (Messungen bei -190°C) ergab Proportionalität mit der Sättigungsmagnetisierung J_s . D. h. aber, daß hier nach (3) Gestaltsanisotropie für die Größe der Koerzitivkraft bestimmend ist.

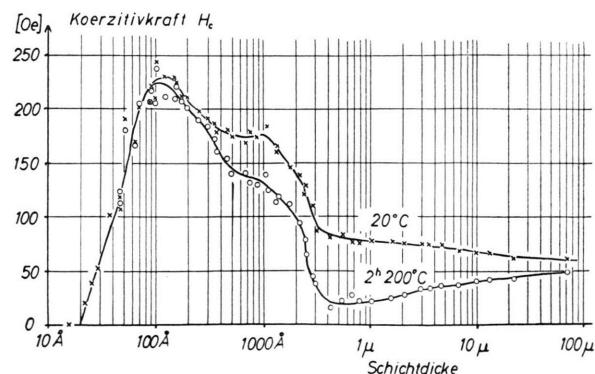


Abb. 1. Koerzitivkraft elektrolytisch abgeschiedener Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke nach Herstellung (20°C) und nach 2-stdg. Temperung bei 200°C .

¹ L. Néel, C. R. Acad. Sci., Paris, **224**, 1488 [1947].
² C. Kittel, Phys. Rev. **70**, 96 [1946].

³ W. Elenbaas u. W. F. von Peype, Z. Phys. **76**, 829 [1932].



Ferner wurden den ballistischen Messungen noch Werte der Remanenz, der Permeabilität im Remanenzpunkt, der reversiblen Magnetisierungsarbeit und der Sättigungsmagnetisierung entnommen, über die später berichtet werden soll.

Elektronenmikroskopische Untersuchungen der Nickelschichten ergaben, daß das Nickel orientiert auf dem Kupfer aufwächst. Die Kristallite besitzen eine mittlere Ausdehnung von $0,5 \mu$ innerhalb der Schichtebene. Das Dimensionsverhältnis der Kristallite innerhalb der Schichtebene beträgt im Mittel 1 : 3. Vermutlich bilden diese lamellenförmigen Kristallite auch die Grenzen der Eindomänenbereiche, womit man erklären kann, daß in diesen Schichten Gestaltanisotropie vorliegt. Die Größe der Koerzitivkraft läßt sich dagegen nach (1) mit Hilfe der Kristallenergie berechnen, wenn die Kristallite in allen Richtungen etwa die gleiche Ausdehnung besitzen.

Experimentell wurde dies mit elektrolytischen Nickelschichten auf einer auf Glas aufgedampften Kupferschicht erreicht. Die mittlere Kristallitgröße betrug bei diesen Schichten 300 Å. Es ergibt sich ein ganz anderer Verlauf der Koerzitivkraft in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Koerzitivkraft fällt unterhalb 1μ auf etwa 40 Oe ab. Die Temperaturabhängigkeit der Koerzitivkraft ergibt in diesem Falle keine Proportionalität mit J_s , sondern sie ergibt, daß in diesem Falle die Kristallenergie wirksam ist, da diese bei -190° um einen Faktor 5 größer ist als bei Zimmertemperatur.

Zwischen diesen beiden Extremfällen kann man je nach der Kristallitgröße alle möglichen Übergänge finden⁴. Über diese Untersuchungen wird zu einem späteren Zeitpunkt ausführlich berichtet werden.

⁴ L. Reimer, Vortrag auf der Physikertagung in Wiesbaden (1955).

Erzeugung zeitlich aufgelöster Spektren von Hochfrequenz-Funkenentladungen kleiner Energie

Von Á. Bardócz u. F. Varsányi

Ungarische Akademie der Wissenschaften, Zentralforschungs-Institut für Physik, Spektroskopische Abteilung, Budapest, Ungarn

(Z. Naturforschg. **10a**, 1031—1032 [1955]; eingegangen am 23. Mai 1955)

Die Aufgabe, zeitlich aufgelöste Spektren von Hochfrequenz-Funkenentladungen relativ kleiner Energie aufzunehmen, ist dadurch erschwert, daß die Lichtausbeute einer einzigen solchen Funkenentladung zur Schwärzung der photographischen Platte nicht genügt. Es muß vielmehr der Lichteffekt von mehreren Hundert oder Tausend Funkenentladungen verwendet werden, um eine brauchbare Aufnahme des Spektrums zu erhalten. Da zur Untersuchung von zeitlich aufgelösten Spektren eine Auflösung in der Größenordnung von Mikrosekunden oder noch darunter nötig ist, müssen die mehrere Hundert oder Tausend zeitlich aufgelösten Spektren genau aufeinander photographiert werden. Unsere Arbeit gibt die Beschreibung einer Vorrichtung, welche zur Herstellung solcher zeitlich aufgelösten Spektren geeignet ist.

Bekanntlich können zeitlich aufgelöste Spektren mit Drehspiegeln hergestellt werden. Das Bild der Lichtquelle wird parallel^{1, 2} oder senkrecht³ über den Spalt des Spektrographen hinweg geführt.

Da im ersteren Fall das zeitliche Auflösungsvermögen diejenige Zeit ist, in der sich das Bild der Lichtquelle um seine eigene Länge weiter bewegt, ist das Auflösungsvermögen um so größer, je kleiner das Bild der Lichtquelle in der Längsrichtung der Spalte, je größer die Laufgeschwindigkeit des Bildes längs des Spaltes

und je kleiner die zeitliche Streuung des Eintretens der Funkenentladung ist. Während nun das Bild der Lichtquelle prinzipiell nach Belieben verkleinert und die Laufgeschwindigkeit des Bildes beliebig gesteigert werden kann, ist die zeitliche Streuung des Eintretens der Funkenentladung von den Eigenschaften des Funkenzeugers abhängig. Bei den bisher verwendeten spektroskopischen Funkenzeugern war die zeitliche Streuung so groß⁴, daß die zeitliche Auflösung von Funkenentladungen mit Megahertz-Frequenzen nicht in Betracht kam. Das von Bardócz eingeführte Funkenzeuger-System^{5, 6, 7} ermöglicht eine bessere zeitliche Auflösung als eine Mikrosekunde. Bei diesem Funkenzeugersystem wird die Funkenentladung durch ein auf das Gitter einer Thyatronröhre gegebenes Zeichen ausgelöst. Die Funkenentladung setzt im Verhältnis zu diesem Zeichen mit einer Zeitstreuung von einigen Zehntel Mikrosekunden ein. Dadurch wird die Genauigkeit des Einsatzes der gebräuchlichen Funkenzeuger um etwa zwei Größenordnungen verbessert.

Die zur Herstellung von zeitlich aufgelösten Spektren benützte Apparatur ist aus der Abb. 1 ersichtlich. Die Abbildung zeigt unten das Schaltschema des elektronisch gesteuerten Präzisions-Funkenzeugers. Der Kondensator C wird über die Schaltelemente RI-T-V1 aufgeladen, wo T ein Hochspannungs-Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis 220/15 000 und V1 eine Gleichrichterdiode ist. Der Kondensator wird über die Funkenstrecken A und S entladen und liefert hiermit die Anregungsenergie. Die Thyatronröhre V2, deren Gitter von der Photozelle I über den Verstärker K gesteuert wird, leitet die Entladungen ein. Die Wirkungsweise des Funkenzeugers ist in den Arbeiten^{5, 6, 7} beschrieben.

Abb. 1 zeigt oben die Anordnung des optischen Systems. Das von der Funkenstrecke A kommende Licht fällt durch den Spalt B auf den konkaven Drehspiegel L,

¹ G. Gordon u. W. M. Cadby, J. Opt. Soc. Amer. **40**, 852 [1950].

² L. Blitzer u. W. M. Cadby, J. Opt. Soc. Amer. **41**, 440 [1951].

³ F. Tsui, Brit. J. Appl. Phys. **3**, 139 [1952].

⁴ H. Kaiser, Z. techn. Phys. **19**, 399 [1938].

⁵ Á. Bardócz, Nature, Lond. **171**, 1156 [1953].

⁶ Á. Bardócz, Spectrochim. Acta (im Erscheinen).

⁷ Á. Bardócz, Acta Phys. Hungarica **4**, 91 [1954].