

electron density decreases from the emitter to the probe by up to two orders of magnitude. Therefore, the applicability of eq. (3) to such an inhomogeneous plasma has to be verified. For this purpose, the effective dielectric constant

$$\varepsilon_{\text{eff}} = d / \left(\int_0^{d-s} (1/\varepsilon_p) dx + \int_{d-s}^d dx \right)$$

with d = distance between emitter and probe, s = thickness of the sheath in front of the probe and $\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, has been calculated for a system consisting of a plasma column with length $p = d - s$ and electron density decreasing with the distance from emitter as $1/(1+x^2)$ (cf. Fig. 1 B).

From this, the resonance frequency ω_{res} has been derived, i. e. the frequency at which the dielectric constant ε_{eff} has a maximum. The result of the numerical computation is plotted in Fig. 6. As in the case of a homogeneous plasma, the resonance frequency is shown always to be smaller than the plasma frequency, due to the electron density at the sheath boundary in front of the probe. The dependence of the resonance fre-

quency on the relative sheath thickness s/d is also similar to that for a homogeneous plasma, except that at small d the value of the resonance frequency exceeds by up to 70% that of the resonance frequency for a plasma with spatially constant electron density.

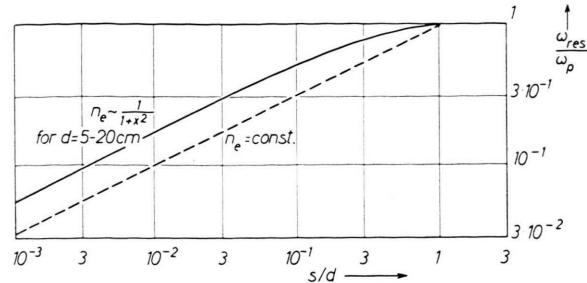


Fig. 6. Dependence of resonance frequency ω_{res} on the sheath thickness s/d for a homogeneous plasma (dashed curve) and for an inhomogeneous plasma with a density dependence proportional to $1/(1+x^2)$ (full curve).

Magnetfeldmessungen mit Hilfe des Zeeman-Effektes*

Von KLAUS HÜBNER **

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
(Z. Naturforschg. 19 a, 1111–1120 [1964]; eingegangen am 23. Mai 1964)

A method for the measurement of time-variable magnetic fields from the ZEEMAN effect of time-variable line emission is described. This method is independent of the special line profile and of time variations in intensity, line profile and line shift. The sensitivity of the method and the accuracy of the measurement are discussed. Test measurements were made in a nitrogen discharge with an external homogeneous magnetic field having 130 kc/sec frequency. — The measurement of inhomogeneous fields from spatial inhomogeneous line emission gives a mean value of the field which depends on the spatial distribution of the line emission. Nevertheless, measurements made on a little fast Θ -pinch with a N II line, which was emitted from the hot plasma, were reproducible.

1. Zusammenstellung bisher angewandter Verfahren

Die magnetische Beeinflussung der Spektrallinien gestattet es, Magnetfelder auf optischem Wege zu messen. Wegen des Aufwandes wird von dieser Möglichkeit nur dann Gebrauch gemacht, wenn direkte Methoden versagen.

In der Astrophysik wurde ein Verfahren entwickelt, die zeitlich nahezu konstanten Sonnenmagnetfelder aus dem ZEEMAN-Effekt der Absorptionslinien zu bestimmen. Die Linienbreiten betra-

gen dort das 10^2 - bis 10^3 -fache der Aufspaltungen. Um die Komponenten trotzdem trennen zu können, wird nach HALE¹ der longitudinale normale ZEEMAN-Effekt benutzt, bei dem statt einer Linie zwei erscheinen, die entgegengesetzt zirkular polarisiert sind und um den Betrag

$$\Delta\lambda = 4,66 \cdot 10^{-13} \lambda_0^2 B \quad (\Delta\lambda, \lambda_0 \text{ in } \text{\AA}, B \text{ in Gau\ss}) \quad (1)$$

nach größeren und kleineren Wellenlängen verschoben sind. λ_0 ist die Wellenlänge der feldfreien Linienmitte, B ist das Magnetfeld. Durch eine $\lambda/4$ -Platte werden die entgegengesetzt zirkular polari-

* Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

** Diese Arbeit ist ein Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation gleichen Titels des Dipl.-Physikers K. HÜBNER.

¹ G. E. HALE, Astrophys. J. **38**, 27 [1913].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

sierten Komponenten senkrecht zueinander linear polarisiert und danach mit Analysatoren getrennt.

Auf diese Weise wurden zahlreiche photographische und visuelle Messungen des Sonnenmagnetfeldes durchgeführt. Um lichtelektrisch messen zu können, ließen THIESSEN² und KIEPENHEUER³ die $\lambda/4$ -Platte rotieren, so daß hinter dem Analysator in einem Spektralapparat die beiden ZEEMAN-Linien abwechselnd erschienen. Die Lichtintensität in einem Spalt, der einen Teil der Linienflanke bedeckt, ändert sich dabei mit der Rotationsfrequenz um kleine, dem Magnetfeld proportionale Beträge. Diese Änderungen wachsen mit der Flankensteilheit.

BABCOCK⁴ ersetzte die mechanisch rotierende $\lambda/4$ -Platte durch eine alternierende elektro-optische aus Ammoniumdihydrogenphosphat-Kristall und den einfachen Spalt durch einen Doppelspalt, der symmetrisch zur feldfreien Linienmitte lag. So konnte er aus der Intensitätsdifferenz der beiden Spalte die kleine, dem Magnetfeld proportionale Modulation allein, ohne den viel größeren konstanten Anteil erhalten.

JAHODA, RIBE und SAWYER⁵ haben kürzlich die Idee von HALE zur Magnetfeldmessung im Plasma am Θ -Pinch Scylla I verwendet. Im Plasma sind Lichtintensität und Magnetfelder zeitlich veränderlich, so daß eine Modulation zur photoelektrischen Messung nicht notwendig war. Der Doppelspalt nach BABCOCK konnte nicht verwendet werden, weil DOPPLER-Verschiebungen und Linienunsymmetrien die Messungen verfälschen würden. JAHODA und Mitarbeiter haben für jede ZEEMAN-Linie getrennt aber gleichzeitig die durch das Magnetfeld bedingten relativen Intensitätsänderungen in einem Spalt auf der Linienflanke gemessen. Aus dem Verhältnis dieser beiden Werte konnten sie für Zeitpunkte, in denen ihnen aus anderen Messungen die Flankensteilheit bekannt war, das Magnetfeld bestimmen. Um die Empfindlichkeit der beiden Meßkanäle nicht abgleichen zu müssen, führten sie nacheinander zwei Messungen aus, bei denen sie die Zuordnung der ZEEMAN-Linien und der Meßkanäle vertauschten, und rechneten dann mit dem Mittelwert dieser beiden Messungen. Sie konnten das Magnetfeld nicht über die Konstanten der Gl. (1) bestimmen, sondern mußten ihre Anlage eichen.

² G. THIESSEN, Z. Astrophys. **30**, 185 [1952].

³ K. O. KIEPENHEUER, Astrophys. J. **117**, 447 [1953].

⁴ H. W. BABCOCK, Astrophys. J. **118**, 387 [1953].

⁵ F. C. JAHODA, F. L. RIBE u. G. A. SAWYER, Phys. Rev. **131**, 24 [1963].

Der Verfasser hat zur Bestimmung von Magnetfeldern aus zeitlich veränderlicher Linienstrahlung ein Verfahren vorgeschlagen⁶, das ebenfalls auf die Idee von HALE zurückgeht. Dabei wird durch Messung der Intensitätsdifferenz der beiden ZEEMAN-Komponenten an einer Stelle der Linienflanke und durch gleichzeitige Messung der Flankensteilheit das Magnetfeld bestimmt.

Diese Methode, ihre Empfindlichkeit und ihre Genauigkeit werden in der vorliegenden Arbeit diskutiert. Ferner wird ihre Erprobung beschrieben.

Es ist anzunehmen, daß dieses Verfahren in verschiedensten Gebieten der Physik angewendet werden kann. Die Verwendungsmöglichkeiten an Θ -Pinchen werden im letzten Abschnitt dieser Arbeit behandelt.

2. Verfahren zur Magnetfeldmessung aus zeitlich veränderlicher Strahlung

(Räumlich homogene Felder und Lichtquellen)

Es wird ein Spektrum erzeugt, das in der oberen Hälfte nur eine der Komponenten des normalen longitudinalen ZEEMAN-Effektes enthält und in der unteren Hälfte nur die andere. Das magnetisch nicht beeinflußte zeitabhängige wahre Linienprofil soll durch die Funktion $2f(\lambda, t)$ beschrieben werden. Die beiden ZEEMAN-Komponenten sind um $+\Delta\lambda$ bzw. $-\Delta\lambda$ verschoben. Werden außerdem noch die Änderungen d einer etwaigen DOPPLER-Verschiebung berücksichtigt, so sind die beiden Profile durch $f(\lambda - d \pm \Delta\lambda, t)$ gegeben, wobei für jede ZEEMAN-Linie ein Vorzeichen von $\Delta\lambda$ gilt. $\Delta\lambda$ und d sind selbst Funktionen der Zeit.

Auf jeder ZEEMAN-Linie wird ein Spalt mit der Mitte bei $\lambda = \lambda_s$ angebracht (Abb. 1), und zwar der Spalt $i=1$ auf der nach kürzeren Wellenlängen verschobenen Linie $f(\lambda - d + \Delta\lambda, t)$ und der Spalt $i=2$ auf der nach längeren Wellenlängen verschobenen Linie $f(\lambda - d - \Delta\lambda, t)$. Das Profil der Spalte sei durch $S(\lambda - \lambda_s)$ gegeben und soll nicht notwendig ein Rechteckprofil sein. Die durch den Spalt i tretende Strahlungsleistung wird mit einer photoelektrischen Anordnung der Gesamtempfindlichkeit e_i in eine Spannung u_i umgewandelt.

⁶ K. HÜBNER, Comptes Rendus de la VI^e Conf. Int. sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris 1963, Vol. IV, 31.

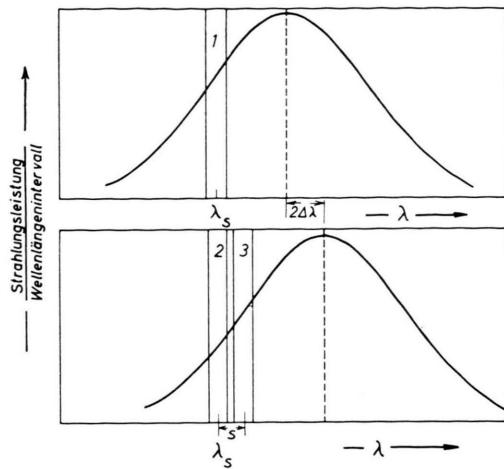


Abb. 1. Anordnung der Spektren und Spalte.

Das Spektrallinienprofil ist durch die Faltung des wahren Linienprofils mit der Apparatefunktion $A(\xi)$ gegeben. Der Austrittsspalt integriert in seinem Durchlaßbereich über dieses Spektrallinienprofil. Für die Signale $u_1(t)$ und $u_2(t)$ folgt also

$$\begin{aligned} u_1(t) &= e_1 T_1 \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda - \lambda_s) \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda - d + \Delta\lambda - \xi, t) A(\xi) d\xi d\lambda, \\ u_2(t) &= e_2 T_2 \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda - \lambda_s) \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda - d - \Delta\lambda - \xi, t) A(\xi) d\xi d\lambda, \end{aligned} \quad (2)$$

wobei T_i das Produkt aus Transmission und ausgenutztem Raumwinkel ist.

Die Empfindlichkeiten e_i und die Transmissionen hängen auch von der Wellenlänge ab, sie können aber über die Austrittsspaltbreite als konstant angesehen werden.

Werden zur Abkürzung lineare Funktionaloperatoren U_i eingeführt, die jedem Spektrallinienprofil $g(x, t)$ einen Wert $u_i(t)$ zuordnen, also

$$u_i(t) = U_i(g(x, t)),$$

so schreiben sich die Gln. (2)

$$\begin{aligned} u_1(t) &= U_1(f(\lambda - d + \Delta\lambda, t)), \\ u_2(t) &= U_2(f(\lambda - d - \Delta\lambda, t)). \end{aligned} \quad (3)$$

Das Apparateprofil $A(\xi)$ ist für beide Spektren gleich, und auch die Austrittsspalte sollen gleich sein, verschieden sind die photoelektrischen Emp-

findlichkeiten e_i und die Transmissionen T_i . Durch Abgleich wird dafür gesorgt, daß aber die Operatoren U_i für beide Kanäle gleich sind.

$$U_i(g(x, t)) = U(g(x, t)). \quad (4)$$

Das im folgenden behandelte Meßverfahren geht davon aus, daß die ZEEMAN-Verschiebungen klein gegenüber der Linienbreite sind, damit die Flanken der Spektrallinie für alle Magnetfeldänderungen die Spalte bedecken. Die Änderungen der DOPPLER-Verschiebung sollen ebenfalls klein gegenüber der Linienbreite sein. Diese Voraussetzungen sind in vielen Fällen erfüllt, für jedes spezielle Problem müssen Glieder abgebrochen werden:

Unter den beiden Bedingungen können die Linienprofile $f(\lambda - d \pm \Delta\lambda, t)$ im Bereich der Flanken in eine Reihe entwickelt und diese nach dem ersten Gliede abgebrochen werden.

$$f(\lambda - d \pm \Delta\lambda, t) = f(\lambda, t) - d f'(\lambda, t) \pm \Delta\lambda f''(\lambda, t). \quad (5)$$

Dann sind die Meßspannungen für die Spalte 1 und 2

$$u_1(t) = U(f(\lambda, t)) - d U(f'(\lambda, t)) + \Delta\lambda U(f''(\lambda, t)), \quad (6)$$

$$u_2(t) = U(f(\lambda, t)) - d U(f'(\lambda, t)) - \Delta\lambda U(f''(\lambda, t)). \quad (7)$$

Die Differenz $u_1 - u_2$ hängt nur noch über $\Delta\lambda$ vom Magnetfeld und von der Flankensteigung $f'(\lambda, t)$ ab:

$$u_1(t) - u_2(t) = u_{12}(t) = 2 \Delta\lambda(t) U(f''(\lambda, t)). \quad (8)$$

Um aus der Differenz $u_1 - u_2$ das Magnetfeld zu bestimmen, ist es notwendig, die Größe $U(f''(\lambda, t))$ gleichzeitig zu messen. Das geschieht mit Hilfe eines dritten Spaltes, der sich im Abstand s neben dem Spalt 2 auf der Linie $f(\lambda - d - \Delta\lambda, t)$ befindet (Abb. 1). Analog zum vorhergehenden ergibt sich für die zum Spalt 3 gehörende Meßspannung

$$\begin{aligned} u_3(t) &= e_3 T_3 \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda - \lambda_s - s) \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda - d - \Delta\lambda - \xi, t) A(\xi) d\xi d\lambda \\ &= e_3 T_3 \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda - \lambda_s) \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda - d - \Delta\lambda - \xi + s, t) A(\xi) d\xi d\lambda \\ &= U_3(f(\lambda - d - \Delta\lambda + s, t)) \\ &= U(f(\lambda, t)) - d U(f'(\lambda, t)), \\ &\quad - \Delta\lambda U(f''(\lambda, t)) + s U(f''(\lambda, t)), \end{aligned} \quad (9)$$

wobei vorausgesetzt ist, daß auch U_3 der Gl. (4) genügt und s klein gegenüber der Linienbreite ist.

Letzteres bedingt für die hier gewählte Anordnung, daß auch die Spaltbreiten klein gegenüber der Linienbreite sind.

Die Differenz der Spannungen u_3 und u_2 ergibt dann

$$u_3(t) - u_2(t) = u_{32}(t) = s U(f'(\lambda, t)). \quad (10)$$

Zusammen mit Gl. (8) und Gl. (1) folgt für das Magnetfeld

$$B(t) = 1,07 \cdot 10^{12} \frac{s}{\lambda_0^2} \frac{u_{12}(t)}{u_{32}(t)} \quad (s, \lambda_0 \text{ in } \text{\AA}, B \text{ in Gau\ss}). \quad (11)$$

Aus einer Messung der zeitabhängigen Größen u_{12} und u_{32} läßt sich nach Gl. (11) das Magnetfeld als zeitliche Funktion bestimmen.

Das beschriebene Verfahren hat folgende wesentliche Vorteile. Das Magnetfeld wird aus einem Intensitätsverhältnis bestimmt, eine absolute Messung ist nicht nötig. Die Magnetfeldmessung ist von zeitlichen Änderungen des Linienprofils und der Intensität unabhängig. Sie wird auch von DOPPLER-Verschiebungen, deren Änderungen in der Meßzeit klein gegenüber der Linienbreite sind, die aber in der Größenordnung der ZEEMAN-Aufspaltungen liegen können, nicht gestört. Überdies spielen Unsymmetrien im Linioprofil keine Rolle, weil alle drei Meßwerte an der gleichen Flanke gewonnen werden.

Ferner sei bemerkt, daß zur Ableitung der Gl. (11) nur vorausgesetzt wurde, daß die ZEEMAN-Aufspaltungen, die Änderungen der DOPPLER-Verschiebung und der Abstand der Spalte 2 und 3 klein gegenüber der Linienbreite sind und die Bedingung (4) für alle drei Meßkanäle erfüllt werden kann. Über das Linioprofil und das Spaltprofil wurden keine Annahmen gemacht.

3. Empfindlichkeit des Verfahrens

Die Empfindlichkeit der Anordnung wird durch das Rauschen der Photokathoden begrenzt. Zu den beiden Meßsignalen u_{12} und u_{32} gehören die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse⁷

$$\eta_{12} = u_{12}/\sqrt{2 e \Delta f (M_1 R_1 v_1 u_1 + M_2 R_2 v_2 u_2)}, \quad (12)$$

$$\eta_{32} = u_{32}/\sqrt{2 e \Delta f (M_2 R_2 v_2 u_2 + M_3 R_3 v_3 u_3)}. \quad (13)$$

Dabei ist e die Elementarladung und Δf die Band-

⁷ W. HARTMANN u. F. BERNHARD, Fotovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik, Akademie-Verlag, Berlin 1957.

breite der Elektronik. M ist die Stromverstärkung und R der Arbeitswiderstand des Photovervielfachers, v ist die nachfolgende Verstärkung. Wird als kleinstes nachweisbares Signal – im folgenden als Schwellwert bezeichnet – der halbe Effektivwert des Rauschens angesehen, so folgt für diese Schwellwerte

$$u_{12s} = \frac{1}{2} \sqrt{2 e \Delta f (M_1 R_1 v_1 u_1 + M_2 R_2 v_2 u_2)}, \quad (14)$$

$$u_{32s} = \frac{1}{2} \sqrt{2 e \Delta f (M_2 R_2 v_2 u_2 + M_3 R_3 v_3 u_3)}. \quad (15)$$

Durch Einsetzen von Gl. (14) in Gl. (11) ergibt sich für den Schwellwert des Magnetfeldes

$$B_s = 5,35 \cdot 10^{11} \frac{s}{\lambda_0^2} \frac{\sqrt{2 e \Delta f (M_1 R_1 v_1 u_1 + M_2 R_2 v_2 u_2)}}{u_{32s}}, \quad (16)$$

$(B_s \text{ in Gau\ss}, \lambda_0, s \text{ in } \text{\AA})$

sofern das Signal u_{32} über seinem Schwellwert liegt. Für den Schwellwert wird praktisch $u_2 = u_1$ und so kann nach Gl. (16) für eine gegebene Anlage das kleinste nachweisbare Magnetfeld bestimmt werden.

Nach Gl. (16) wird bei Verwendung von Linien größerer Wellenlänge ein kleinerer Schwellwert erreicht.

Der Schwellwert steigt proportional zu Δf . Die Bandbreite muß also auf den Wert eingeschränkt werden, der unbedingt für die richtige Wiedergabe der Zeitfunktion $B(t)$ nötig ist.

Um den Einfluß der Größen

$$s \sqrt{M_i R_i v_i u_i} = \sqrt{M_i R_i v_i} s \frac{\sqrt{U f(\lambda - d \pm \Delta \lambda, t)}}{U(f'(\lambda, t))} \quad (17)$$

zu verdeutlichen, soll in U das Spaltprofil $S(\lambda - \lambda_s)$ durch ein Rechteckprofil der Breite $2r$ angenähert und bei der Integration über den Austrittsspalt das Spektrallinienprofil durch seinen Wert in der Spaltmitte ersetzt werden. Das ist gerechtfertigt, weil für die hier gewählte Anordnung die Austrittsspalte klein gegenüber der Linienbreite sein müssen. Weiterhin soll auch das Apparateprofil $A(\xi)$ durch ein Rechteckprofil der Breite $2a$ des Eintrittsspaltes ersetzt werden. Aus Gl. (2) wird dann

$$u_i(t) = e_i T_i 2 r \int_{\lambda_s-a}^{\lambda_s+a} f(\lambda - d \pm \Delta \lambda, t) d\lambda. \quad (18)$$

Die Zeitabhängigkeit ist hier ohne Interesse. Da es sich um die Abschätzung des Schwellwertes handelt, kann $\Delta \lambda$ im folgenden vernachlässigt werden. Ferner soll d der Übersichtlichkeit halber unberücksichtigt bleiben. So ergibt sich für die Gl. (10)

$$u_{32} = s e_i T_i 2 r (f(\lambda_s + a) - f(\lambda_s - a)). \quad (19)$$

Wird noch berücksichtigt, daß für die Empfindlichkeit des photoelektrischen Teils

$$e_i = k_i M_i R_i v_i \quad (20)$$

gilt, wobei k_i die Kathodenempfindlichkeit ist, so folgt

$$\sqrt{M_i R_i v_i} \frac{s \sqrt{u_i}}{u_{32}} = \frac{1}{\sqrt{k_i T_i 2 r}} \sqrt{\int_{\lambda_s-a}^{\lambda_s+a} f(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_{\lambda_s-a}^{\lambda_s+a} f(\lambda) d\lambda}{f(\lambda_s+a) - f(\lambda_s-a)}. \quad (21)$$

Der Schwellwert des Magnetfeldes ist also umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Kathodenempfindlichkeit und zur Wurzel aus der Strahlungsleistung an der Photokathode. Über diese beiden Größen kann der Schwellwert durch den apparativen Aufwand erheblich beeinflußt werden, nämlich durch die Güte der Photokathoden und durch die Lichtstärke der optischen Anordnung. Andererseits setzt die oft nicht zu beeinflussende Strahlungsdichte der Lichtquelle dem erreichbaren Schwellwert eine Grenze.

Der Ausdruck

$$F = \sqrt{\int_{\lambda_s-a}^{\lambda_s+a} f(\lambda) d\lambda} / (f(\lambda_s+a) - f(\lambda_s-a)) \quad (22)$$

hängt von der Breite des Eintrittsspaltes ab. Es wurde schon von DEUBNER⁸ für die Konstruktion von Solarmagnetographen darauf hingewiesen, daß der Schwellwert sich verbessert, wenn der Eintrittsspalt wesentlich über das in der Spektroskopie übliche Maß geöffnet wird. Unter der Annahme, daß das wahre Linienprofil ein GAUSS-Profil ist, wurde F für λ_s gleich dem Halbwertspunkt berechnet (Abb. 2).

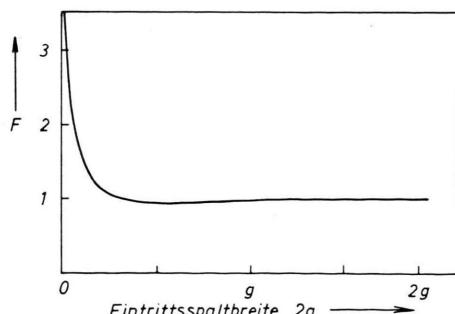


Abb. 2. $F = \sqrt{\int_{\lambda_s-a}^{\lambda_s+a} f(\lambda) d\lambda} / (f(\lambda_s+a) - f(\lambda_s-a))$ mit $f(\lambda)$ gleich einem GAUSS-Profil der Halbwertsbreite g und mit λ_s gleich dem Halbwertspunkt.

⁸ F.-L. DEUBNER, Z. Astrophys. 56, 1 [1962].

Diese Größe fällt mit steigender Eintrittsspaltbreite schnell ab, sie erreicht ein Minimum, wenn der Eintrittsspalt das 0,54-fache der wahren Halbwertsbreite beträgt, und steigt für noch größere Spaltbreiten nur schwach an. Die absolute Größe von F hängt von der Wahl des Punktes λ_s ab, für λ_s außerhalb der Halbwertsbreite der Spektrallinie wird sie kleiner, für λ_s innerhalb der Halbwertsbreite größer. Deshalb sollten im Sinne maximaler Empfindlichkeit die Spalte 1 und 2 außerhalb der Halbwertsbreite der Spektrallinie stehen.

F wurde ohne Berücksichtigung von Kontinuumsstrahlung berechnet; diese liefert in F nur einen Beitrag zum Zähler, erhöht also den Schwellwert des Magnetfeldes.

Der Eintrittsspalt kann so breit gewählt werden, daß er für alle Änderungen des wahren Linienprofils die Halbwertsbreite der Spektrallinie bestimmt, da dadurch der Schwellwert nur unwe sentlich beeinflußt wird. Dann bleibt die Lage der Austrittsspalte relativ zum Halbwertspunkt der Spektrallinie bei Änderungen der wahren Halbwertsbreite erhalten.

Nach Gl. (21) ist der Schwellwert des Magnetfeldes auch umgekehrt proportional zur Wurzel aus den Austrittsspaltbreiten. Andererseits muß der Abstand zwischen den Spalten 2 und 3 klein gegenüber der wahren Linienbreite sein. Zur Erzielung kleiner Schwellwerte ist es demnach besser, die Spalte 2 und 3 nicht wie in Abb. 1 nebeneinander, sondern übereinander mit einer Versetzung s , die klein gegenüber den Spaltbreiten ist, anzubringen.

4. Fehlerdiskussion

Das Magnetfeld wird nach Gl. (11) bestimmt. Das Quadrat des mittleren relativen Fehlers des Magnetfeldes ist demnach

$$\mu_B^2 = \mu_s^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{32}^2, \quad (23)$$

dabei ist μ_s der mittlere relative Fehler von s . s wird direkt gemessen, und der Fehler dieser Messung ist bekannt. μ_{12} und μ_{32} sind die mittleren relativen Fehler der Meßspannungen u_{12} und u_{32} , die aus Oszillogrammen entnommen werden. Diese Fehler setzen sich aus den Ablesefehlern μ'_{12} und μ'_{32} und den Justierfehlern μ''_{12} und μ''_{32} der Anlage zusammen. Die Ablesefehler sind sicher kleiner als die Schwellwerte der Signale.

$$\mu'_{12} < \frac{u_{12}s}{u_{12}} = \frac{1}{2 \eta_{12}}, \quad (24)$$

$$\mu'_{32} < \frac{u_{32}s}{u_{32}} = \frac{1}{2 \eta_{32}}, \quad (25)$$

u_{12} und u_{32} entstehen in der Meßanlage als $u_{12} = u_1 - u_2$ und $u_{32} = u_3 - u_2$. Daher gilt nach dem GAUSSSchen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\mu_{12}^2 = (u_1/u_{12})^2 \mu_1^2 + (u_2/u_{12})^2 \mu_2^2, \quad (26)$$

$$\mu_{32}^2 = (u_2/u_{32})^2 \mu_2^2 + (u_3/u_{32})^2 \mu_3^2, \quad (27)$$

wobei μ_i der Fehler des Signals u_i ist. Dieser ergibt sich einerseits dadurch, daß der Abgleich der drei Kanäle einen Fehler enthält. Andererseits sind die von den Spalten aufgenommenen Intensitäten fehlerbehaftet, da die Trennung der ZEEMAN-Komponenten in der Polarisationsoptik nicht ideal ist und das Austrittsspaltspaket nicht exakt parallel zur Spektrallinie liegt.

Die Eintrittsspaltbreite und die Gleichmäßigkeit der Ausleuchtung des Spektrums können als hinreichend ideal angesehen werden.

Der Fehler μ_i ist für alle drei Kanäle praktisch gleich und wird zur Abkürzung mit μ bezeichnet. Damit folgt

$$\mu_{12}^2 = \frac{1}{4\eta_{12}^2} + \frac{u_1^2 + u_2^2}{u_{12}^2} \mu^2, \quad (28)$$

$$\mu_{32}^2 = \frac{1}{4\eta_{32}^2} + \frac{u_2^2 + u_3^2}{u_{32}^2} \mu^2, \quad (29)$$

wobei für μ_{12} und μ_{32} die oberen Grenzen eingesetzt wurden. Für den relativen Fehler des Magnetfeldes ergibt sich nach Gl. (23) schließlich

$$\mu_B^2 = \mu_s^2 + \frac{1}{4\eta_{12}^2} + \frac{1}{4\eta_{32}^2} + \mu^2 \left(\frac{u_1^2 + u_2^2}{u_{12}^2} + \frac{u_2^2 + u_3^2}{u_{32}^2} \right). \quad (30)$$

Wird mit B^2 multipliziert, so folgt für den mittleren absoluten Fehler des Magnetfeldes m_B

$$m_B^2 = B_s^2 + \mu^2 B_0^2 + B^2 \left\{ \mu_s^2 + \frac{1}{4\eta_{32}^2} + \mu^2 \frac{u_2^2 + u_3^2}{u_{32}^2} \right\} \quad (31)$$

mit der Abkürzung

$$B_0 = 1,07 \cdot 10^{12} \frac{s}{\lambda_0} \frac{\sqrt{u_1^2 + u_2^2}}{u_{32}} \quad (32)$$

(B_0 in Gauß, s , λ_0 in Å).

Der Fehler der Messung setzt sich also aus einem von der Meßgröße unabhängigen Anteil $\sqrt{B_s^2 + \mu^2 B_0^2}$ und einem prozentualen Anteil zusammen.

Der Meßfehler hängt wesentlich von den Größen u_i/u_{32} ab. Diese werden klein, wenn der Abstand der Spalte 2 und 3 möglichst groß ist. Dadurch wird das Verfahren aber vom speziellen Linienprofil abhängig, und zwar muß, damit die Gleichungen des Abschnittes 3 richtig bleiben, die Spektrallinienflanke über die Breite der beiden Spalte zuzüglich der ZEEMAN-Verschiebungen als linear angenommen werden⁶. Das kann nur mit einem gewissen Fehler, der noch in der vorstehenden Rechnung zu berücksichtigen wäre, geschehen.

Andererseits verringert sich der Schwellwert und damit nach Gl. (31) auch der Meßfehler, wenn der Abstand der Spalte 2 und 3 klein wird. Von einer detaillierten Untersuchung dieser gegenläufigen Einflüsse des Spaltabstandes auf die Genauigkeit soll hier abgesehen werden.

5. Experimentelle Anordnung und Erprobung

Die experimentelle Anordnung (Abb. 3) besteht im wesentlichen aus vier Teilen, erstens aus einer Polarisationsoptik zur Trennung der beiden ZEEMAN-Linien, zweitens aus einem Spektralapparat, drittens aus den drei Spalten und viertens aus drei Photovervielfächern zur Umwandlung der optischen Signale in elektrische nebst zwei Differenzverstärkern.

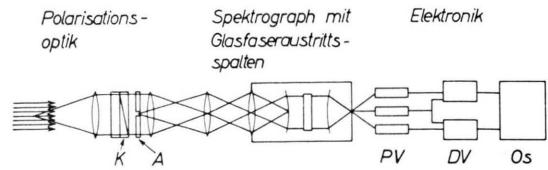


Abb. 3. Experimentelle Anordnung (schematisch). K=Kompensator nach SOLEIL, A=2 Analysatoren, PV=3 Photovervielfacher, DV=2 Differenzverstärker, Os=Oszilloskop.

Die Trennung des Lichtes nach dem Polarisationszustand muß vor der spektralen Zerlegung durchgeführt werden, damit die Polarisationsverhältnisse nicht durch optische Elemente verfälscht werden. Zur polarisationsoptischen Trennung tritt das parallel zu den Magnetenfeldlinien emittierte Licht in möglichst parallelem Strahlengang durch einen Kompensator nach SOLEIL. Dieser ist für die zu untersuchende Linie als $\lambda/4$ -Platte eingestellt. Die ursprünglich entgegengesetzt zirkular polarisierten ZEEMAN-Linien sind hinter der $\lambda/4$ -Platte senkrecht zueinander linear polarisiert. Ihre Schwingungsrichtungen liegen unter 45° zur optischen Achse des Kompensators. Hinter dem Kompensator befinden sich zwei polarisationsoptische Analysatoren, von denen jeder den halben Querschnitt des parallelen Strahlenbündels ausfüllt. Ihre Durchlaßrichtungen stehen senkrecht aufeinander und unter 45° zur optischen Achse des Kompensators. So tritt durch jeden Analytator nur das Licht einer ZEEMAN-Linie.

Der weitere Strahlengang ist so eingerichtet, daß in den Ebenen des Eintrittsspaltes und des Spektrums gleichmäßig ausgeleuchtete Bilder der beiden Analysatoren entstehen. Der Eintrittsspalt steht senkrecht zur Trennungslinie der beiden Analysatoren, und so entsteht ein Spektrum, das für die zu untersuchende Linie in der oberen Hälfte nur eine ZEEMAN-Komponente enthält und in der unteren Hälfte nur die andere. — Wesentlich ist, daß der Spektrograph den Eintrittsspalt stigmatisch abbildet, da sonst die Trennung der beiden ZEEMAN-Komponenten wieder verwischt werden würde. Ebenso wichtig ist die gleichmäßige Ausleuchtung, damit jeder Punkt des Spektrums von jedem Punkt der Lichtquelle Licht erhält.

Zur Erprobung des im vorstehenden diskutierten Meßverfahrens wurde eine lineare Stickstoffentladung durch eine Kapillare verwendet. Die Messungen sind an der N II-Linie bei 4447 Å gemacht worden. Die Kapillare befand sich auf der Achse einer einlagigen Spule, mit der ein Magnetfeld von 130 kHz erzeugt wurde. Das maximale Feld war kleiner als 15 kGauß,

was einem $\Delta\lambda$ von $0,14 \text{ \AA}$ entspricht; das kann noch als klein gegenüber der Linienbreite von 1 \AA angesehen werden.

Die Eintrittsspaltbreite war etwa gleich der wahren Linienbreite. — Da die Apparatur nur für Messungen im sichtbaren Bereich gedacht war, konnten für die drei Austrittsspalte Glasfasern verwendet werden. Ihr Durchmesser betrug 75μ . Der Abstand der Spalte 2 und 3 war $80 \mu \pm 5\%$, was $0,32 \text{ \AA}$ entsprach. Er war also nicht mehr klein gegenüber der Linienbreite. Die dadurch bedingte Fehlmessung des Beitrages der Flankensteigung blieb aber kleiner als 5%.

Die Kurven 3 und 4 in Abb. 4 zeigen die Meßsignale u_{12} und u_{32} . Ihr Quotient — Kurve 5 — ist das Magnetfeld. Zum Vergleich sind noch das Signal aus dem Spalt 2 und der Strom durch die Magnetfeldspule wiedergegeben.

Aus der Linienintensität zum Zeitpunkt des ersten Feldmaximums ergibt sich nach Gl. (16) ein Schwellwert von $B_s = 500 \text{ Gau\ss}$. Die Bandbreite war bei diesen Messungen auf 1 MHz eingeschränkt.

Der Fehler μ war für die aufgebauten Anlage hauptsächlich durch den Fehler im Abgleich der drei Kanäle bedingt, der nicht kleiner als die Stabilität der Elektronik sein kann, er wurde mit 3% angesetzt. Die Fehler der Optik dagegen waren kleiner als 1%. Der konstante Anteil des Fehlers der Magnetfeldmessung ergibt sich so zu 1 kGau\ss , der prozentuale Fehler zu 8%. Wird noch der durch den zu großen Abstand der Austritts-

spalte bedingte Fehler quadratisch addiert, so ergibt sich ein prozentualer Fehler von 10%. Auf alle Fälle liegt der prozentuale Anteil des Fehlers unter 15%. Damit folgt für das erste Feldmaximum $B = 12 \text{ kGau\ss} \pm 18\%$.

Für die Messung in Abb. 4 war der Kompensator auf einen Gangunterschied von $\lambda/4$ eingestellt. Um die ordnungsgemäße Funktion der gesamten Anlage zu kontrollieren und zu demonstrieren, wurden noch Aufnahmen mit den Gangunterschieden $\lambda/2$ und $3\lambda/4$ im Kompensator gemacht. Bei der Einstellung $\lambda/2$ fehlte das magnetfeldabhängige Signal (Abb. 5), da dann die beiden ZEEMAN-Komponenten nicht getrennt wurden. Für einen Gangunterschied von $3\lambda/4$ drehte sich die Polarität des Meßsignals um (Abb. 6), da dann die beiden ZEEMAN-Linien im Spektrum vertauscht waren. Auch die Messung in Abb. 6 ergab für das erste Feldmaximum $B = 12 \text{ kGau\ss} \pm 18\%$.

6. Verwendbarkeit des Verfahrens für Messungen an Θ -Pinchen

(Räumlich inhomogene Felder und Lichtquellen)

Das Problem der Magnetfeldmessungen in Θ -Pinchen gab zu der vorliegenden Arbeit den Anlaß. Messungen mit Sonden sind leicht durchzuführen, ihr Aussagewert wird aber wegen der möglichen Beeinflussung des Plasmas^{9–11} oft bezweifelt. Kürzlich

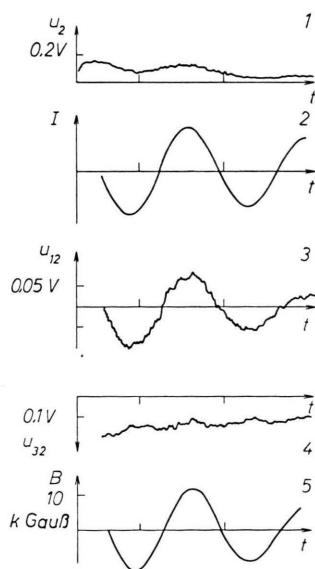


Abb. 4. Phasenunterschied im Kompensator $\lambda/4$.

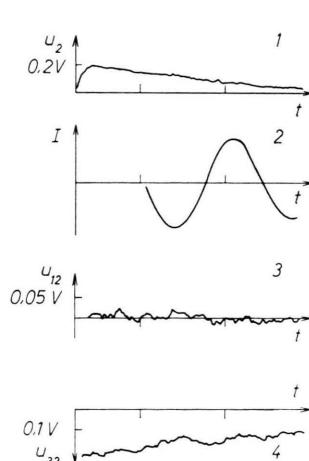


Abb. 4–6. Messungen zur Erprobung. Abstand der beiden Zeitmarken $6,25 \mu\text{sec}$. 1. Signal u_2 , 2. Strom in der Magnetfeldspule, 3. Signal u_{12} , 4. Signal u_{32} , 5. Magnetfeld.

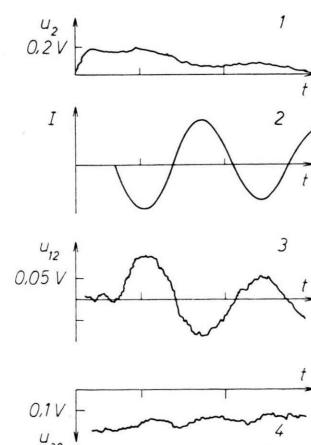


Abb. 6. Phasenunterschied im Kompensator $3\lambda/4$.

⁹ K. BOYER, W. C. ELMORE, E. M. LITTLE, W. E. QUINN u. J. L. TUCK, Phys. Rev. **119**, 831 [1960].

¹⁰ E. M. LITTLE, W. E. QUINN u. F. L. RIBE, Phys. Fluids **4**, 711 [1961].

¹¹ M. J. GROSS u. W. MILLAR, J. Nucl. Energy (Plasma Physics) **C 3**, 295 [1961].

haben JAHODA und SAWYER¹² einen Zusammenhang zwischen Sonden und Felddurchbruch am Scylla I festgestellt. Axiale Sonden scheinen zwar bis zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kontraktion gut verwendbar zu sein^{9, 10, 13, 14}, aber vorteilhafter wäre ein Verfahren, welches nicht die Gefahr einer Störung des Plasmas mit sich bringt.

Messungen nach dem in dieser Arbeit behandelten Verfahren sind auf Linienstrahlung angewiesen, die in Θ -Pinchen von Verunreinigungen herröhrt. Die zu erwartenden Linienbreiten liegen in der Größenordnung von einigen Å. Demgegenüber sind die ZEEMAN-Aufspaltungen von 0,45 Å einer Linie von 4500 Å in einem Feld von 50 kGauß und die DOPPLER-Verschiebungen von 0,15 Å bei einer gerichteten Geschwindigkeit der Ionen von 10^6 cm/sec noch klein. Teilchengeschwindigkeiten, die um eine Größenordnung höher sind, können die Verwendbarkeit des Verfahrens in Frage stellen. Auf alle Fälle erfordern die Magnetfeldmessungen eine vorhergehende zeitabhängige Bestimmung von Linienbreite und Linienlage.

Optische Beobachtungen parallel zu den Feldlinien lassen sich an Θ -Pinchen leicht durchführen, dabei ist auch eine radiale Auflösung prinzipiell möglich. Eine radiale Lokalisierung kann aber auch durch die Linienwahl erfolgen. Wird eine Linie, die nur im heißen Kern des Plasmas auftritt, verwendet, so liefert bei Beobachtung des ganzen Querschnitts nur das Magnetfeld im Plasma einen Beitrag zum Signal.

Optische Messungen integrieren in der Beobachtungsrichtung. So tragen bei Θ -Pinchen wegen der Feldinhomogenitäten an den Spulenenden, wegen der Ausbildung eines inneren Spiegels¹⁵, wegen der axialen Kompressionen¹⁶, wegen der Widerstandsinstabilitäten¹⁷ und wegen der Endverluste Gebiete unterschiedlicher Magnetfelder und unterschiedlicher Strahlungsdichte zu den Meßwerten bei. Daher müssen für diesen Fall die Rechnungen des Abschnittes 2 etwas modifiziert werden. Wird nur ein schmaler achsenparalleler Kanal, über dessen Querschnitt Strahlungsdichte und Magnetfeld konstant sind, betrachtet und z als achsenparallele Koordinate gewählt, so sind das Linienprofil $f(\lambda - d \pm \Delta\lambda, t)$ und

¹² F. C. JAHODA u. G. A. SAWYER, Phys. Fluids **6**, 1195 [1963].
¹³ E. FÜNFER, K. HAIN, H. HEROLD, P. IGENBERGS u. F. P. KÜPPER, Z. Naturforsch. **17 a**, 967 [1962].

¹⁴ J. A. REYNOLDS u. N. J. PHILLIPS, Proc. 5th Int. Conf. Ionisation Phenomena in Gases, München 1961, Vol. II, 2288.

die ZEEMAN-Verschiebung $\Delta\lambda(t)$ auch noch Funktionen von z . Jedem z entspricht ein Beitrag zu den Meßsignalen μ_{12} und μ_{32} ,

$$\mu_{12}(z, t) = 2 \Delta\lambda(z, t) U(f'(z, \lambda, t)), \quad (33)$$

$$\mu_{32}(z, t) = s U(f'(z, \lambda, t)), \quad (34)$$

und die Meßwerte sind dann gegeben durch

$$\mu_{12}(t) = 2 \int_0^l \Delta\lambda(z, t) U(f'(z, \lambda, t)) dz, \quad (35)$$

$$\mu_{32}(t) = s \int_0^l U(f'(z, \lambda, t)) dz, \quad (36)$$

wobei l die Länge des emittierenden Plasmas ist.

Das nach Gl. (11) berechnete Magnetfeld ist dann

$$\bar{B}(t) = \frac{\int_0^l B(z, t) U(f'(z, \lambda, t)) dz}{\int_0^l U(f'(z, \lambda, t)) dz}. \quad (37)$$

Dieser Mittelwert des Magnetfeldes hängt von der lokalen Strahlungsverteilung ab. Nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung lässt sich der Zähler umschreiben

$$\int_0^l B(z, t) U(f'(z, \lambda, t)) dz = B(\bar{z}, t) \int_0^l U(f'(z, \lambda, t)) dz, \quad (38)$$

wobei $B(z, t)$ ein Wert ist, der zwischen dem Minimum und dem Maximum von $B(z, t)$ in dem Intervall $0 \dots l$ liegt. $\bar{B}(t)$ entspricht also einem Wert, der von $B(z, t)$ mindestens einmal auf dem Integrationsweg angenommen wird.

Mehr lässt sich in einfacher Weise über $\bar{B}(t)$ nur sagen, wenn das Magnetfeld oder die Strahlungsdichte nicht von z abhängt. Ist das Magnetfeld keine Funktion von z , so wird

$$B(t) = \bar{B}(t), \quad (39)$$

also gleich dem Magnetfeld in dem betrachteten Kanal. Hängt die Strahlungsdichte nicht von z ab, so wird

$$\bar{B}(t) = \frac{1}{l} \int_0^l B(z, t) dz, \quad (40)$$

¹⁵ K. V. ROBERTS, J. Nucl. Energy (Plasma Physics) **C 1**, 243 [1960].

¹⁶ H. A. B. BODIN, T. S. GREEN, G. B. F. NIBLETT, N. J. PEACOCK, J. M. P. QUINN, J. A. REYNOLDS u. J. B. TAYLOR, Nuclear Fusion, Suppl. **2**, 511 [1962].

¹⁷ H. A. B. BODIN, Nuclear Fusion **3**, 215 [1963].

das ist der Mittelwert des Magnetfeldes in dem betrachteten Kanal.

Wegen der Beeinflussung der Mittelwertsbildung durch die Emissionsverteilung nach Gl. (37) erschien es fraglich, ob im Experiment reproduzierbare Meßwerte erhalten werden können.

Um das zu klären, wurden an einem kleinen Θ -Pinch Messungen an Entladungen in Wasserstoff mit 5% bis 10% Stickstoff durchgeführt. Dazu wurde die gleiche N II-Linie (4447 Å) verwendet, wie sie schon zur Erprobung benutzt wurde, um so eine Kontrolle für das richtige Funktionieren der Meßanlage zu haben.

Bei zeitabhängigen Linienprofilmessungen an dieser Linie konnten bisher nur qualitative Ergebnisse erhalten werden. Diese besagen, daß die Linienbreiten sich schnell ändern und mindestens 1 Å, meistens mehr als 2 Å betragen. Wesentliche Linienverschiebungen wurden nicht bemerkt. Die Magnetfeldmessungen sind unter der Annahme ausgewertet worden, daß die Linienbreiten in allen Phasen der Entladung hinreichend groß waren. Das müßte noch durch detaillierte Untersuchungen gesichert werden.

Das wichtigste Ergebnis der Magnetfeldmessungen war, daß die Meßwerte ihrem Verlauf nach reproduzierbar waren, und die Schwankungen der absoluten Werte innerhalb der nach Abschnitt 4 bestimmten Fehlgrenzen lagen.

Die Abb. 7 und 8 geben zwei Messungen wieder. Die Kurven stellen der Reihe nach dar das dI/dt der Θ -Pinch-Entladung, das Signal u_2 , die Differenzsignale u_{12} und u_{32} und das daraus berechnete Magnetfeld, sowie punktiert das äußere Feld im gleichen Maßstab. Abb. 7 zeigt eine Entladung ohne Vorionisierung mit parallelem Feldeinfang in der zweiten Halbwelle und antiparallelem Feldeinfang von 5 kGauß in der dritten Halbwelle. Abb. 8 zeigt eine Entladung mit Vorionisierung und parallelem Feldeinfang in der 1. Halbwelle und antiparallelem Feldeinfang in der 2. Halbwelle. Die Fehler der Magnetfeldwerte betragen in den Maxima etwa 10%.

Die erhaltenen Meßwerte $\bar{B}(t)$ sind plausibel. Da die Linie nur von der Plasmaschicht emittiert wurde, hängt das Signal nur mit dem Magnetfeld im Plasma zusammen; demnach kann einerseits der Meßwert nie auf die Größe des äußeren Feldes kommen und andererseits kann er vom eingefangenen Feld beeinflußt werden.

Besonders bemerkenswert ist der Verlauf des Meßsignals in der 3. Halbwelle in Abb. 7. Etwa zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression zeigt sich ein Magnetfeld $B = 3 \text{ kGauß} \pm 35\%$ antiparallel

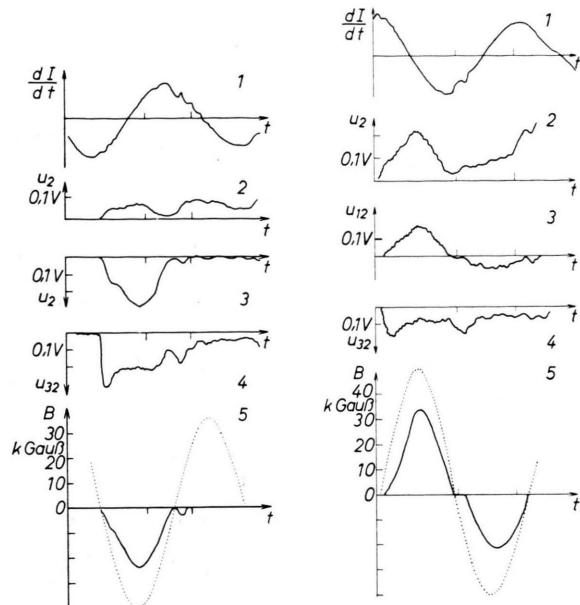


Abb. 7. Messung über den ganzen Querschnitt an einer Entladung ohne Vorionisierung.

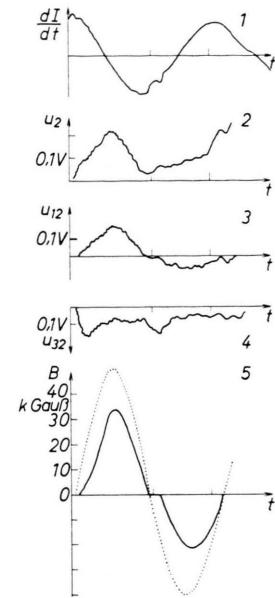


Abb. 8. Messung über den ganzen Querschnitt an einer Entladung mit Vorionisierung.

1. dI/dt der Θ -Pinch-Entladung, 2. Signal aus Spalt 2 (Bandbreite 1 MHz), 3. Meßsignal u_{12} (Bandbreite 1 MHz), 4. Meßsignal u_{32} (Bandbreite 1 MHz), 5. ausgezogene Kurve: Magnetfeld (aus Kurve 3 und 4 berechnet), punktierte Kurve: äußeres Magnetfeld. Abstand der beiden Zeitmarken 1,85 μsec .

zum äußeren Feld. Dieses verschwindet wieder und für die ganze übrige Zeit dieser Halbwelle ist kein Magnetfeldsignal mehr festzustellen, das den Schwellwert, der hier 1,7 kGauß beträgt, übersteigt. Das deutet auf die Ausbildung eines magnetfeldfreien Plasmas hin oder auf die Erhaltung des umgekehrten Flusses während der ganzen Halbwelle, zwar nicht notwendig auf der ganzen Spulenlänge, aber doch wenigstens in einigen Teilen. Jedenfalls scheinen diese Messungen einen Durchbruch des äußeren Feldes auszuschließen.

Wenn auch wegen des Zusammenhangs des Meßwertes mit der lokalen Strahlungsdichte nach Gl. (37) eine lokale Magnetfeldmessung mit dem hier behandelten Verfahren als kaum möglich erscheint, so ermutigen doch die gut reproduzierbaren Meßwerte, die bisher am Θ -Pinch mit dem Verfahren erreicht

wurden, dazu, in Kombination mit passenden anderen Messungen dieses Verfahren zur Untersuchung pauschaler Magnetfeldvorgänge im Θ -Pinch zu verwenden.

Meinen besonderen Dank möchte ich Herrn Prof. E. FÜNFER für die Übertragung der Aufgabe und für

seine Anteilnahme an den Arbeiten aussprechen. — Herrn Dr. C. ANDELFINGER danke ich für die Unterstützung der Arbeiten und Herrn Dr. E. GLOCK für zahlreiche Hinweise zu dem optischen Teil des Experiments. — Herr Dipl.-Ing. F. LINDBERGER besorgte dankenswerterweise den Entwurf der Photovervielfacher- und Verstärkerschaltungen.

Elektronenmikroskopische Sichtbarmadung von $\leq 10 \text{ \AA}$ großen Fremdstoffeinschlüssen in elektrolytisch abgeschiedenen Nickelschichten mittels Phasenkontrast durch Defokussieren

Von L. ALBERT

Laboratorium für Elektronenmikroskopie der Technischen Hochschule Karlsruhe

und

R. SCHNEIDER UND H. FISCHER

Lehrstuhl und Abteilung für Elektrochemie der Technischen Hochschule Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1120—1124 [1964]; eingegangen am 13. Mai 1964)

Defokussierte elektronenmikroskopische Aufnahmen von Nickelschichten, die in Gegenwart organischer Fremdstoffadsorbate elektrolytisch abgeschieden wurden, zeigen starke Punktkontraste. Verschiedene elektronenoptische Beobachtungen, ergänzende spektralphotometrische Messungen und lichtoptische Modellversuche lassen den Schluß zu, daß die Punkte durch Phasenkontrast sichtbar gemachte einzelne Moleküle oder einige wenige Moleküle enthaltende Fremdstoffeinschlüsse sind.

Bei der elektrolytischen Abscheidung von Metallen in Gegenwart adsorbierbarer nichtmetallischer Fremdstoffe können diese sich in verschiedener Form in den Niederschlag einlagern^{1—3}. Elektronenmikroskopisch fanden insbesondere STEINEMANN, HINTERMANN und JAVET^{4, 5} sowie WEIL und COOK⁶ Fremdstoffeinschlüsse in Kupfer- und Nickelschichten. Eigene Befunde werden in der vorliegenden Arbeit mitgeteilt (s. auch⁷).

Elektronenoptische Beobachtungen

Die Abb. 1a bis 1c * sind elektronenmikroskopische Durchstrahlungsaufnahmen von 40 bis 80 \AA dicken Nickelschichten, die unter Zusatz von o-Phenanthrolin zum Elektrolyten 300 \AA dick auf Kupfer abgeschie-

den und nach dem Ablösen^{8, 9} dünn geätzt wurden. Auf der unterfokussierten Aufnahme 1c ist eine große Anzahl heller Punkte und Punkttagglomerate zu erkennen, die auf dem überfokussierten Bild 1a dunkel erscheinen und sich deutlich von der bekannten allgemeinen Körnigkeit defokussierter Aufnahmen abheben. Die „richtig“ fokussierte Aufnahme 1b zeigt (mit Ausnahme einiger schwacher Andeutungen) die Punkte nicht.

Wir halten die Punkte auf den defokussierten Aufnahmen für die Stellen, an denen o-Phenanthrolinmoleküle bei der Elektrolyse in die Nickelschicht eingebaut worden sind. Diese Annahme wird durch die folgenden Befunde nahegelegt:

1. Die Anzahldichte der Punkte wächst (schwächer als linear) mit der dem Elektrolyten zugesetzten

* Abb. 1 bis 5 auf Tafel S. 1122 a, b.

¹ H. FISCHER, Elektrolytische Abscheidung und Elektrokristallisation von Metallen, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1954, S. 210 ff. und 519 ff.

² H. FISCHER, Electrochim. Acta **2**, 50 [1960] und in Korrosion **16** (Grundlagenforschung auf verschiedenen Gebieten der Korrosion und der Werkstoffe); Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstr. 1963, S. 133.

³ H. FISCHER, Chem.-Ing.-Techn. [1964], im Druck.

⁴ S. STEINEMANN u. H. E. HINTERMANN, Schweiz. Arch. Angew. Wiss. Tech. **26**, 202 [1960].

⁵ PH. JAVET u. H. E. HINTERMANN, Vortrag auf der Tagung der Gesellschaft Deutscher Chemiker, Fachgruppe Angewandte Elektrochemie, Frankfurt/Main, 17. Oktober 1963.

⁶ R. WEIL u. H. COOK, J. Electrochem. Soc. **109**, 295 [1962].

⁷ R. SCHNEIDER, H. FISCHER u. L. ALBERT, Naturwiss. **51** [1964], im Druck.

⁸ R. WEIL u. H. J. READ, J. Appl. Phys. **21**, 1068 [1950].

⁹ L. REIMER, Z. Metallk. **47**, 631 [1956]; **48**, 390 [1957].