

spricht. $\Delta V_2 + V_2$ als zusätzlicher Parameter ergibt hier die Aufspaltung in ein Bündel von Charakteristiken:

$$\Delta I \simeq \left\{ \text{const} \left[1 - \text{const} |V_a|^{1/2} \exp(-\alpha |V_a|) \right] + \text{const} \left[-1 + \text{const} \exp(\alpha |V_a|) \right] \right\} (V_2 + \Delta V_2). \quad (40)$$

Es hat den Anschein, daß Elektronen in KG-Niveaus in einem semistabilen Zustand verharren können, wie oben beschrieben³¹. Umladungsprozesse, an denen diese Ladungsträger teilnehmen, können erheblich kürzere Zeitkonstanten aufweisen als normale Trägerinjektion und -Befreiung. Während einerseits der schädliche Einfluß der Fallen im KG-Feld auf Beweglichkeit und Lebensdauer der Träger bekannt ist, ist anderseits ein gutes Frequenzverhalten bei Umladungsprozessen zu erwarten, in denen Träger in semistabilen Zuständen beteiligt sind.

Untersuchungen über den Einfluß der KG-Zonen auf Beweglichkeit, Lebensdauer, Rekombination usf. haben die Orientierung der KG-Zone und den Ladungstransport relativ zur KG-Ebene im Kristall zu berücksichtigen.

Die genauere Theorie der KG-Modulation, sei es durch einfache Polarisation der Mittelschicht (Ohmsche Kontakte), sei es durch zusätzliche Ladungsträgerinjektion, ist noch im Sinne einer Kennliniendarstellung auszuarbeiten, die derjenigen für den N-P-N-Transistor entspricht. Es sollte daraus die Anzahl der notwendigen Akzeptorterme (KG-Niveaus) und damit die Orientierung (Θ_1 ; Θ_2 ; Θ_3) gefolgt werden können.

Für freundliche Hilfe bei der Durchführung der ersten Arbeiten auf diesem verzweigten Gebiet habe ich den Kollegen der Signal Corps Laboratorien, Fort Monmouth, zu danken. Dr. P. H. Eck und Dr. H. Kededy (Chemical Physics Branch) stellten Geräte und Hilfskräfte für die Herstellung von Si-Bikristallen, für elektrische Messungen mit Mikromanipulatoren und Röntgenapparate für die Laue-Aufnahmen zur Orientierungsmessung zur Verfügung. Mr. H. Owens unterstützte meine Arbeiten durch Aufbau einer Germanium-Bikristall-Ziehapparatur in der Solid State Branch. R. Siedensticker danke ich für ausgezeichnete Mitarbeit bei der Herstellung der Bikristalle und A. McDonald für Mitarbeit bei mühsamen Mikrosondenmessungen. Ihnen allen sowie Dr. W. Kaiser und Dr. G. Wolff danke ich für Diskussionen. Prof. H. Y. Fan danke ich für briefliche Auskunft betreffend seine Arbeit⁷.

³¹ W. Shockley u. W. T. Read, Phys. Rev. **87**, No. 5, [1952].

NOTIZEN

Die Newtonsche Abbildungsgleichung des magnetischen Sektorfeldes bei Berücksichtigung des Streufeldes

Von Lothar A. König*

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. **10a**, 652—654 [1955]; eingegangen am 12. Juli 1955)

Die Abbildungseigenschaften magnetischer Sektorfelder bei Vernachlässigung des Streufeldes sind seit langem bekannt. Nachdem Classen¹ und Stephens² die Fokussierungseigenschaften für einfache Spezialfälle berechnet hatten, wurde von Herzog³ die allgemeine geometrisch-optische Darstellung angegeben, die sich als besonders fruchtbar erwies. Es zeigte sich jedoch, daß in vielen Fällen die Vernachlässigung des Streufeldes eine zu einschneidende Ver-

einfachung darstellte, weshalb die Berücksichtigung desselben notwendig wurde. Dies ist bei Beschränkung auf Bahnen in der Symmetrieebene zwischen den Polschuhen auf zwei verschiedenen Wegen möglich. Erstens kann man Korrekturen an den bekannten Gleichungen anbringen, wodurch man aber automatisch die Kleinheit des Streufeldeinflusses voraussetzt. Dieser Weg wurde von Herzog⁴, Coggeshall⁵, Ploch und Walcher⁶ und Reutewärd⁷ beschritten. Zweitens kann man aber auch für das gesamte abbildende Feld unter Einschluß des Streufeldes neue Abbildungsgleichungen aufstellen. Diesen Weg ging Siday⁸, der, an Arbeiten von Coggeshall⁹ anknüpfend, für das radial-symmetrische Feld die Abbildungsgleichung ableitete.

Man kann nun zeigen, daß stets für die Abbildung durch magnetische Sektorfelder eine formal der Newtonschen Abbildungsgleichung entsprechende Beziehung gilt, auch wenn

* D 77 (Teilergebnis).

¹ J. Classen, Phys. Z. **9**, 762 [1908].

² W. E. Stephens, Phys. Rev. **45**, 513 [1934].

³ R. Herzog, Z. Phys. **89**, 447 [1934].

⁴ R. Herzog, Z. Phys. **97**, 596 [1935].

⁵ N. D. Coggeshall, J. Appl. Physics **18**, 855 [1947].

⁶ W. Ploch u. W. Walcher, P. Phys. **127**, 274 [1950].

⁷ C. Reutewärd, Ark. Fys. **3**, 53 [1951]; **4**, 159 [1951].

⁸ R. E. Siday, Proc. Phys. Soc., Lond. **59**, 905 [1947].

⁹ N. D. Coggeshall u. M. Muskat, Phys. Rev. **66**, 187 [1944]; N. D. Coggeshall, Phys. Rev. **70**, 270 [1946].



Gegenstand und Bild im Streufeld liegen¹⁰. Hierzu wird das Gesamtfeld in gegenstandseitiges Streufeld, homogenes Sektorfeld und bildseitiges Streufeld zerlegt (Abb. 1 u. 2). Wird dann für jeden Feldteil die exakte Bahn berechnet, so bleibt die Zuordnung des Bildes zum Gegenstand von der Grenzziehung zwischen Streufeld und homogenem Feld unabhängig. Man erhält als Ergebnis

$$(l_1^* - g_{20}) (l_2^* - g_{20}) = f_0^2 \quad (1)$$

$$\text{mit } l_i^* = \cos \varepsilon_{i0} \left. \frac{\partial y_{iB}}{\partial \varepsilon_{i0}} \right|_{z_i=0},$$

$$f_0 = r_m \cos \varepsilon_{10} \cos \varepsilon_{20} / \sin \Omega,$$

$$g_{10} = r_m \cos \varepsilon_{10} \cos (\varphi_0 - \varepsilon_{20}) / \sin \Omega,$$

$$g_{20} = r_m \cos \varepsilon_{20} \cos (\varphi_0 - \varepsilon_{10}) / \sin \Omega,$$

$$\Omega = \varphi_0 - \varepsilon_{10} - \varepsilon_{20}.$$

Die Bezeichnungen werden in Abb. 1 erklärt. r_m ist der Bahnradius im homogenen Feldteil. ε_{10} und ε_{20} sind Ein- und Austrittswinkel des Mittelstrahles zwischen Streufeld und homogenem Sektorfeld. φ_0 ist der Anteil der Gesamttablelung φ , der auf den homogenen Teil des Feldes entfällt. Über seine Größe wurde keine einschränkende Voraussetzung gemacht. Im allgemeinen ist keinesfalls $\varphi - \varphi_0 \ll \varphi$. l_1^* hängt von der Lage des Gegenstandes, von der Strahlrichtung im Gegenstandspunkt und vom Streufeldverlauf ab. l_2^* ist die entsprechende Größe für die Bildseite. Für zwei oft benutzte Anordnungen werden l_1^* und l_2^* weiter unten angegeben. Die in den Definitionsgleichungen (1) vorkommenden Ausdrücke $y_i = y_{iB}(z_i)$ stellen die Ordinaten der Bahn im Streufeld als Funktion von z_i und der obengenannten Parameter dar.

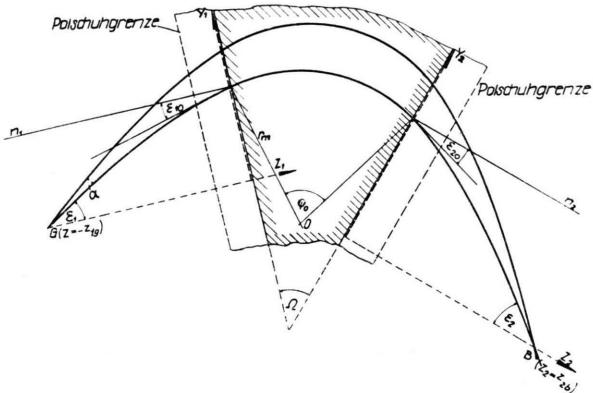


Abb. 1.

Der Ausdruck

$$(l_2^* - g_{20}) / f_0$$

hat auch bei Berücksichtigung des Streufeldes eine anschauliche Bedeutung. Er ist der Lateralvergrößerung V proportional:

$$V = A (l_2^* - g_{20}) / f_0. \quad (2)$$

Der Faktor A wird für zwei Spezialfälle weiter unten angegeben.

¹⁰ Bei elektronenoptischen Abbildungen ist dies keineswegs selbstverständlich. Vgl. z. B. W. G l a s e r „Grundlagen der Elektronenoptik“, Wien 1952, S. 230.

Die Gln. (1) und (2) gelten formal für beliebige Streufelder. Praktische Bedeutung erlangen sie jedoch erst, wenn es gelingt, die noch offen gelassenen Ausdrücke für die Bahngleichungen $y_i = y_{iB}(z_i)$ zu bestimmen. Dies gelingt z. B. dann, wenn das Feld nur von einer Koordinate abhängt, was sich erfahrungsgemäß bei manchen oft benutzten Anordnungen experimentell gut verwirklichen lässt. Die Rechnung wurde für die beiden wichtigsten Spezialfälle durchgeführt, für die C o g g e s h a l l⁷ bereits die Bahngleichungen angegeben hatte:

1. Für gerade, weit ausgedehnte Polschuhbegrenzung, bei denen B_x nur von der kartesischen Koordinate z_1 bzw. z_2 senkrecht zur Polschuhbegrenzung abhängt (Abb. 1),
2. für gekrümmte Polschuhbegrenzung, bei denen die Feldstärke nur von den Abständen r_1 und r_2 von den gegenstandseitigen bzw. bildseitigen Krümmungsmittelpunkten der Polschuhbegrenzung, die dem Ein- bzw. dem Austrittspunkt des Mittelstrahles zugeordnet sind, abhängt (Abb. 2).

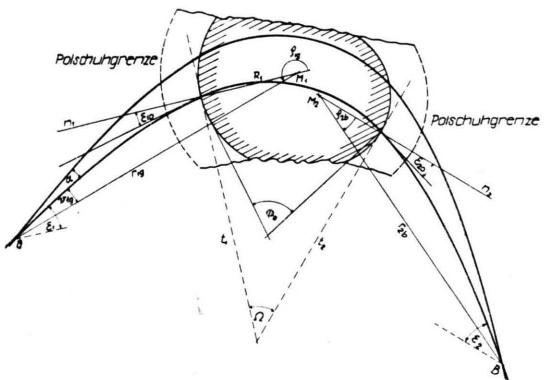


Abb. 2.

Hierbei wurde der Feldverlauf offen gelassen, d. h. es wurde die zur Symmetrieebene senkrechte Komponente der Kraftflußdichte B_x

$$B_x = B_0 h(r) \quad (3)$$

angesetzt, worin B_0 der Wert der Kraftflußdichte im homogenen Teil des Feldes und $h(r)$ eine Funktion des Ortsvektors r ($0 \leq h(r) \leq 1$) sein soll. $h(r)$ ist nur, solange Sättigungserscheinungen vernachlässigt werden können, von B_0 unabhängig.

Man erhält im Fall 1

$$l_1^* = \cos^2 \varepsilon_{10} \int_{-z_{1g}}^0 \frac{d\zeta}{(1 - f_1^2(\zeta))^{3/2}},$$

$$l_2^* = \cos^2 \varepsilon_{20} \int_0^{z_{2b}} \frac{d\zeta}{(1 - f_2^2(\zeta))^{3/2}}, \quad (4)$$

$$A = - \frac{\cos \varepsilon_{10}}{\cos \varepsilon_1} \frac{\cos \varepsilon_2}{\cos \varepsilon_{20}},$$

wobei $f_1(\zeta) = - \frac{1}{r_m} \int_0^\zeta h_1(\zeta') d\zeta' + \sin \varepsilon_{10}$

und
$$f_2(\zeta) = -\frac{1}{r_m} \int_0^{\zeta} h_2(\zeta') d\zeta' - \sin \varepsilon_{20}$$

ist, und im Fall 2

$$l_1^* = R_1 \cos \varepsilon_{10} \frac{\int_{r_1}^{r_{1g}} \frac{r dr}{(r^2 - f_1^2(r))^{3/2}}}{R_1} ,$$

$$l_2^* = R_2 \cos \varepsilon_{20} \frac{\int_{r_2}^{r_{2b}} \frac{r dr}{(r^2 - f_2^2(r))^{3/2}}}{R_2} ,$$

$$\frac{1}{R_1 \cos \varepsilon_{10}} - \int_{R_1}^{r_{1g}} \frac{r dr}{(r^2 - f_1^2(r))^{3/2}}$$

$$\frac{1}{R_2 \cos \varepsilon_{20}} - \int_{R_2}^{r_{2b}} \frac{r dr}{(r^2 - f_2^2(r))^{3/2}}$$

$$A = \frac{l_1^* + R_1 \cos \varepsilon_{10}}{r_{1g} \cos \nu_{1g}} \frac{r_{2b} \cos \nu_{2b}}{l_2^* + R_2 \cos \varepsilon_{20}} ,$$

wobei $f_1(r) = \frac{1}{r_m} \int_{R_1}^r h_1(\varrho) \varrho d\varrho + R_1 \sin \varepsilon_{10}$

und $f_2(r) = \frac{1}{r_m} \int_{R_2}^r h_2(\varrho) \varrho d\varrho + R_2 \sin \varepsilon_{20}$

ist.

Führt man in den Gln. (1), (2) bzw. (4), (5) den Grenzübergang $h(r) \rightarrow 0$ durch, so erhält man die bekannten Beziehungen, die sich bei Vernachlässigung des Streufeldes ergeben.

(5)

Diese Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Dr. H. Hinterberger durchgeführt, dem ich hierfür und für seine Förderung zu großem Dank verpflichtet bin.

Ein neues schweres Eisenisotop (Fe-61)

Von E. Ricci, J. Pahissa Campá und N. Nussis
Laboratorios de Radioquímica de la Comisión Nacional de la Energía Atómica, Buenos Aires

(Z. Naturforsch. **10a**, 654 [1955]; eingegangen am 15. Juli 1955)

Bei der Bestrahlung von Nickel mit schnellen Neutronen (bis über 20 MeV) und Deuteronen von 28—30 MeV sowie bei der Bestrahlung von Kupfer mit schnellen Neutronen konnte ein neues Eisen-Isotop mit einer Halbwertszeit von 5,5 Min. festgestellt werden. Seine Massenzahl ist durch die Tatsache festgelegt, daß es durch Negatronenzerfall in das bekannte¹ Co-61 von 99 Min. Halbwertszeit übergeht. Folgende Kernreaktionen führen demnach zu seiner Bildung: Cu-65(n, p), Ni-64(n,) und Ni-64(d, p). Die anderen aktiven Eisen-Isotope, die gebildet werden, sind so langlebig, daß bei kurzzeitigen Bestrahlungen praktisch keine Aktivität erhalten wurde.

Fe-61 sendet Negatronen aus und auch Gammastrahlen, deren Energie höher ist als die des Co-61, wodurch die Bestimmung seiner Halbwertszeit mit Hilfe eines mit einem einfachen Diskriminatoren versehenen Natriumjodid-Kristallzählers ohne Kurvenanalyse möglich ist.

Der Beweis, daß Co-61 eine Tochtersubstanz des gebildeten Eisenisotops ist, wurde durch chemische Kobaltabtrennungen in bekannten Zeitabständen aus einer das neue Eisenisotop enthaltenden Lösung geführt. Die jeweils auf die Trennzeit

extrapolierten Kobalt-Aktivitäten ergaben eine Halbwertszeit für seine Muttersubstanz von 5—6 Min., so daß der genetische Zusammenhang eindeutig ist; auch entspricht das Aktivitätsverhältnis den Halbwertszeiten von Mutter- (5,5 Min.) und Tochter-Substanz (99 Min.).

Die chemische Abtrennung des Eisens aus dem bestrahlten „target“ wurde in Gegenwart von Cu-, Co-, Fe- und Mn-Trägern in 6-n. Salzsäure durch Extraktion des Eisens mit an Salzsäure gesättigtem Äther vorgenommen². Die ätherische Lösung wurde nochmals mit Salzsäure gewaschen und das Eisen schließlich mit Wasser extrahiert und mit Ammoniak gefällt bzw. in salzsaurer Lösung gemessen.

Bei der Deuteronenbestrahlung wurde die beschriebene Trennung wiederholt, da in diesem Falle eine bessere Trennung von den anderen gleichfalls gebildeten stark aktiven Nukliden erforderlich ist.

Parmy, Moyer und Lilly³ bestrahlten Ni-64 mit schnellen Neutronen und schrieben eine gefundene 4—5 Min.-Aktivität dem Co-64 zu; vermutlich dürfte aber diese von ihnen beschriebene Aktivität auch dem Fe-61 zuzuschreiben sein, da Co-64 wohl kurzelebig sein dürfte.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. Seelmann-Eggebert für seine Ratschläge bei der Durchführung dieser Arbeit und Herrn Ing. E. Galloini und seinen Mitarbeitern für die Bestrahlungen mit dem Synchrozyklotron.

Die vollständige Arbeit erscheint in den „Publicaciones de la Comisión Nacional de la Energía Atómica de la República Argentina, Serie Química“.

¹ L. A. Smith, R. N. H. Haslam u. J. G. V. Taylor, Phys. Rev. **84**, 842 [1951].

² F. J. Welch, „Organic Analytical Reagents“ Vol. I, 360.

³ Th. J. Parmy, B. J. Moyer u. R. C. Lilly, Phys. Rev. **75**, 619 [1949].