

# Einfluß magnetischer Streufelder auf die Lage und Güte der Bilder bei Massenspektrographen und Spektrometern

Von RICHARD F. K. HERZOG

Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command

(Z. Naturforschg. **10a**, 887–893 [1955]; eingegangen am 28. Juni 1955)

*J. Mattauch zum 60. Geburtstag gewidmet*

Die Wirkung magnetischer Streufelder wird durch zwei Zahlen beschrieben, von denen die eine die scharfe Begrenzung eines gleich stark ablenkenden Ersatzfeldes festlegt, während die andere ein Maß für die durch das Streufeld bewirkte Bildverschiebung ist. Dies entsteht durch eine transversale Verschiebung der optischen Achsen sowie durch eine longitudinale Verschiebung der Objekt- und Bildpunkte, welche vor und nach Anwendung der elementaren Abbildungstheorie zu berücksichtigen ist. Die Größe dieser Korrektur kann durch sorgfältige Abschirmung erheblich verringert, jedoch nie ganz beseitigt werden. Die Bildkonstruktion unter Berücksichtigung der Streufelder wird für den allgemeinen Fall mit schrägem Einfall und Austritt beschrieben. Beim *Mattauch-Herzog*schen Massenspektrographen bewirkt das Streufeld eine Verschiebung in der Lage der Bilder, die dadurch vermieden werden kann, daß die Energieintervall-Blende an einer bestimmten Stelle im Streufeld angebracht wird.

Um die elektronenoptischen Eigenschaften magnetischer Ablenkfelder in einfacher Weise darstellen zu können, ist es notwendig, eine scharfe Begrenzung des homogenen Feldes anzunehmen. Die so erhaltenen Formeln haben sich in der Praxis sehr gut bewährt und beim Entwurf zahlreicher Apparate unschätzbar Dienste geleistet. Die gesteigerten Anforderungen ließen jedoch eine genauere Berechnung wünschenswert erscheinen und veranlaßten eine Erweiterung der Rechnungen auf Glieder zweiter und dritter Ordnung. Bei der Anwendung dieser so berechneten Bildfehler ist große Vorsicht am Platze, da die Rechnungen eine scharfe Begrenzung des Feldes zur Voraussetzung haben, was praktisch nicht streng erfüllt werden kann. Das unvermeidliche Streufeld muß schon bei Anwendung der elementaren Abbildungstheorie erster Ordnung berücksichtigt werden und kann zu recht erheblichen Abweichungen in der Lage der Bilder führen, worauf schon *Dempster*<sup>1</sup> hingewiesen hat.

Charakteristisch für das im folgenden entwickelte Verfahren zur Berücksichtigung der Streufelder ist die Verwendung eines Ersatzfeldes, dessen Begrenzung so gewählt wird, daß es den Strahl gleich stark ablenkt wie das wirkliche Feld. Es bleiben daher der Ablenkinkel  $\Phi$  sowie der Einfallswinkel  $\varepsilon'$  und der Austrittswinkel  $\varepsilon''$  unverändert. In dieser Hinsicht

ist das hier angegebene Verfahren jenem von *Coggshall*<sup>2</sup> ähnlich. Wie jedoch bereits *Bainbridge*<sup>3</sup> bemerkt hat, entspricht Coggshalls hypothetische Annahme über die Lage der Bilder nicht den Tatsachen. Das hier behandelte Verfahren ist von dieser Annahme frei und stellt überdies eine wesentliche Erweiterung auf unsymmetrische Fälle und auf schrägen Ein- und Austritt dar.

Ein anderes Verfahren wurde von *Ploch* und *Walcher*<sup>4</sup> vorgeschlagen, die das Ersatzfeld so wählten, daß dessen Begrenzung mit jener der Polschuhe übereinstimmt. In diesem Falle ist der Ablenkinkel im wirklichen Feld größer als im Ersatzfeld, was zu erheblichen Korrekturen führt, falls das Bild weit vom Feld entfernt ist. Damit der Strahl das Ersatzfeld an der Polschuhkante senkrecht betritt, und die einfachen Formeln für senkrechten Einfall anwendbar sind, wurde eine Strahlrichtung angenommen, die im feldfreien Gebiet gegen die Polschuhnormale etwas geneigt ist.

Dagegen hat *Bainbridge*<sup>3</sup> angenommen, daß der Strahl im feldfreien Gebiet normal zur Polschuhkante ist, was den üblichen praktischen Verhältnissen besser entspricht. Da die Strahlen schon im Streufeld etwas abgelenkt werden, betreten sie das Ersatzfeld (dessen Begrenzung auch hier mit jener des Polschuhs übereinstimmt) nicht mehr genau

<sup>1</sup> A. J. Dempster, Phys. Rev. **11**, 316 [1918].  
<sup>2</sup> N. D. Coggshall, J. Appl. Phys. **18**, 855 [1947].

<sup>3</sup> K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **75**, 216 [1949]; vgl. auch E. Segré, Experimental Nuclear Physics, 1953,

Bd. I, S. 587. (Druckfehlerberichtigung: Die erste Gleichung dort soll heißen:  $-\varepsilon' = -\varepsilon'' = -\varepsilon$ .)

<sup>4</sup> W. Ploch u. W. Walcher, Z. Phys. **127**, 274 [1950].



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.

senkrecht zur Begrenzung. Es sind daher die allgemeinen Formeln für schrägen Einfall anzuwenden, was von Bainbridge besonders betont wurde.

Da bei dem nachstehend entwickelten Verfahren keine Änderungen der Ablenk-, Einfalls- und Ausstrittswinkel nötig sind, sind die Berechnungen einfacher und die Korrekturen kleiner. Ferner ist das Verfahren auch auf allgemeine Fälle anwendbar.

Die oben erwähnten Methoden erfordern die experimentelle Ausmessung der Streufelder sowie die graphische Ermittlung der Bahnintegrale.

Dieses mühsame Verfahren ist überflüssig, wenn das Streufeld so abgeschirmt wird, daß eine Berechnung auf Grund der geometrischen Abmessungen möglich ist<sup>5</sup>. Hierdurch werden überdies die Abweichungen, die durch das Streufeld entstehen, erheblich verringert, was die Voraussetzung für die Anwendbarkeit der elementaren Theorie ist. Es soll im folgenden untersucht werden, welche Fehler durch Nichtbeachtung der Streufelder entstehen und wie die Streufelder bei Anwendung der elementaren Theorie mitberücksichtigt werden können.

### Bahnberechnung

Ein Teilchen der Ladung  $e$ , Masse  $m$  und Geschwindigkeit  $v$  beschreibt im homogenen Magnetfeld  $B_0$  eine Kreisbahn mit dem Radius  $a = m v / e B_0$ . Am Rande des Feldes nimmt die Feldstärke ab und der Krümmungsradius der Bahn zu, bis schließlich im feldfreien Außenraum die Bahn eine Gerade wird (siehe Abb. 1). Die richtige Zuordnung der Ausstrittsgeraden zur Kreisbahn ist für die Abbildung wesentlich und soll nachstehend berechnet werden. Wir bezeichnen mit  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  die Koordinaten eines Bahnpunktes und mit  $\varepsilon$  die Strahlrichtung im Streufeld; die Werte  $\xi_2$ ,  $\eta_2$ ,  $\zeta_2$ ,  $\varepsilon_2$  beziehen sich auf einen Punkt im homogenen Teil des Feldes, jedoch nahe dem Rande, und die Werte  $\xi''$ ,  $\eta''$ ,  $\zeta''$ ,  $\varepsilon''$  auf einen Punkt im feldfreien Außenraum. Zur Abkürzung setzen wir

$$I(\eta'', \eta) = \frac{1}{K} \int_{\eta}^{\eta''} \frac{B_z}{B_0} d\eta, \quad (1)$$

worin  $K$  den Abstand der Polschuhe bedeutet. Für die in Abb. 1 angedeutete Blendenanordnung  $B = d = K$  wurde in Abb. 2 der Feldverlauf  $B_z$  sowie

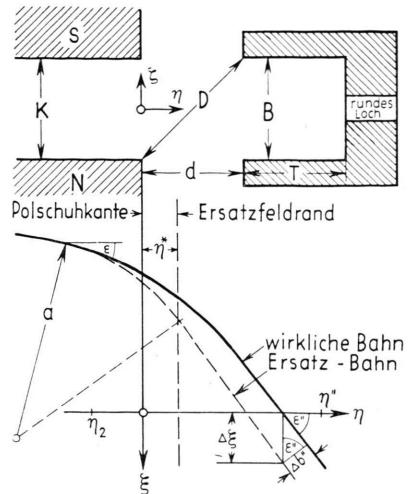


Abb. 1. Feld und Blendenanordnung in Auf- und Grundriß.

obiges Integral gezeichnet. Aus  $m \ddot{\xi} = e v \cos \varepsilon \cdot B_z$  folgt

$$\sin \varepsilon = \sin \varepsilon'' - (K/a) \cdot I(\eta'', \eta). \quad (2)$$

Das letzte Glied stellt die Ablenkung im Streufeld dar und ist in allen Fällen, wo die elementare Theorie anwendbar ist, so klein gegen 1, daß die Quadrate vernachlässigt werden können. Dann ist

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \operatorname{tg} \varepsilon'' - \frac{1}{\cos^3 \varepsilon''} \frac{K}{a} I(\eta'', \eta), \quad (2a)$$

$$\xi'' - \xi = \operatorname{tg} \varepsilon'' \cdot (\eta'' - \eta) - \frac{1}{\cos^3 \varepsilon''} \frac{K}{a} \int_{\eta}^{\eta''} I(\eta'', \eta) d\eta. \quad (3)$$

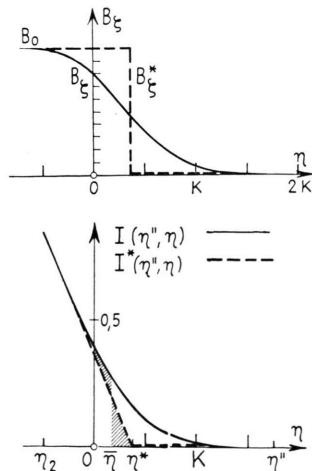


Abb. 2. Feldstärke und deren Integral für die in Abb. 1 gezeichnete Blende.

<sup>5</sup> R. Herzog, Arch. Elektrotechn. 29, 790 [1935].

Das letzte Glied in obiger Gleichung ist der Abstand des tatsächlichen Strahls von der verlängerten Ausstrittsgeraden.

Wir vergleichen nun die Wirkung des tatsächlichen Feldes mit jener eines idealen Ersatzfeldes mit der Feldstärke  $B_0$ , das an der Stelle  $\eta^*$  scharf begrenzt ist. Alle Größen, die sich auf dieses Ersatzfeld beziehen, wurden durch einen Stern \* gekennzeichnet; die zugehörigen Kurven in Abb. 1 und 2 wurden gestrichelt. Analog dem eben Abgeleiteten gilt nun für das Ersatzfeld

$$I^*(\eta'', \eta) = \frac{1}{K} \int_{\eta}^{\eta''} \frac{B_z^*}{B_0} d\eta = \begin{cases} 0 & \text{für } \eta \geq \eta^*, \\ \frac{1}{K} (\eta^* - \eta) & \text{für } \eta < \eta^*. \end{cases} \quad (1^*)$$

$$\sin \varepsilon^* = \sin \varepsilon^{*''} - (K/a) \cdot I^*(\eta'', \eta). \quad (2^*)$$

Das Ersatzfeld soll nun so an das wirkliche Feld angepaßt werden, daß die Bahnen erstens im homogenen Teil des Feldes identisch sind ( $\varepsilon_2 = \varepsilon_2^*$ ;  $\xi_2 = \xi_2^*$ ) und zweitens im feldfreien Außenraum die gleiche Richtung haben ( $\varepsilon'' = \varepsilon^{*''}$ ). Hierdurch wird die Grenze des Ersatzfeldes  $\eta^*$  festgelegt. Aus den Gln. (2) und (2\*) folgt dann  $I(\eta'', \eta_2) = I^*(\eta'', \eta_2)$ . Dies bedeutet, daß sich die Kurve  $I$  in Abb. 2 asymptotisch der Geraden  $I^*$  nähert und diese im Punkte  $\eta_2$  praktisch erreicht. Der Abszissenabschnitt von  $I^*$  ist das gesuchte  $\eta^*$ ; dieses ist von der speziellen Wahl von  $\eta_4$  und  $\eta''$  unabhängig, vorausgesetzt, daß diese Punkte vom Streufeld genügend weit entfernt gewählt werden. Die Größe

$$\eta^* = \eta_2 + K \cdot I(\eta'', \eta_2) \quad (4)$$

gibt an, um wieviel der Polschuh von einem idealen Ersatzfeld überragt wird, das den Strahl gleich stark ablenkt. Auf die Zweckmäßigkeit, das Ersatzfeld derart anzunehmen, wurde seinerzeit hingewiesen<sup>6</sup> und auch bei praktischen Anwendungen wurde darauf Rücksicht genommen<sup>7</sup>.

Jedoch auch dann, wenn der Rand des Ersatzfeldes derart bestimmt wird, ist dessen Wirkung nicht ganz gleich jener des wirklichen Feldes. Um dies einzusehen, vergleichen wir nun die Bahnen selbst. Analog zu Gl. (3) gilt nun

$$\xi^{*''} - \xi^* = \operatorname{tg} \varepsilon'' \cdot (\eta'' - \eta) - \frac{1}{\cos^3 \varepsilon''} \frac{K}{a} \int_{\eta}^{\eta''} I^*(\eta'', \eta) d\eta. \quad (3^*)$$

Da die Kreisbahnen im wirklichen Feld und im Er-

satzfeld identisch sind, so sind die austretenden Bahnen um

$$\Delta \xi = \xi^{*''} - \xi'' = \frac{1}{\cos^3 \varepsilon''} \frac{K^2}{a} S'' \quad (5'')$$

gegeneinander parallel verschoben, wobei

$$S'' = \frac{1}{K} \int_{\eta_2}^{\eta''} \{ I(\eta'', \eta) - I^*(\eta'', \eta) \} d\eta \quad (6'')$$

bedeutet. Diese Größe  $S''$  ist eine dimensionslose Zahl, die die Wirkung des Streufeldes als Ganzes beschreibt und die insbesondere von der Richtung des Strahls unabhängig ist. Die Streufeldkonstante  $S''$  ist proportional der Fläche, die von den Kurven  $I$  und  $I^*$  eingeschlossen wird (siehe Abb. 2). Bezeichnet man mit  $\Delta b''$  die transversale Parallelverschiebung des Strahls, normal zur Strahlrichtung gemessen, so ist  $\Delta b'' = \Delta \xi \cos \varepsilon''$  oder

$$\Delta b'' = \frac{1}{\cos^2 \varepsilon''} \frac{K^2}{a} S''. \quad (7'')$$

Ganz analog sind die Verhältnisse, wenn der Strahl von außen kommend das Feld betritt:

$$\Delta b' = \frac{1}{\cos^2 \varepsilon'} \frac{K^2}{a} S'. \quad (7')$$

Die Richtung dieser Parallelverschiebungen der Achsen ist immer so, daß die Ersatzbahn innerhalb der wirklichen Bahn liegt.

### Praktische Berechnung der charakteristischen Streufeld-Konstanten $\eta^*$ und $S$

Wenn das Streufeld nicht abgeschirmt ist, dann reicht es weit über den Rand der Polschuhe hinaus und hängt von der Form des Magneten und von allen in der Nähe befindlichen Eisenteilen ab; eine strenge Berechnung ist dann unmöglich. Praktische Messungen an verschiedenen Magneten für Nier-sche Massenspektrometer sowie für Spektrographen<sup>8</sup> führten zu folgender empirischer Näherungsformel:

$$S = 0,18 \eta_{\max}/K \quad (\text{Genauigkeit etwa } 10\%). \quad (8)$$

Hierin bedeutet  $\eta_{\max}$  die maximale Entfernung des Strahls vom Polschuhrand, in der Regel also die Entfernung der Hauptschlitzte. Für das von der General Electric hergestellte Massenspektrometer vom Nier-schen Typus ist zum Beispiel  $\eta_{\max} =$

<sup>6</sup> R. Herzog, Z. Phys. **97**, 596 [1935].

<sup>7</sup> A. O. Nier, Rev. Sci. Instrum. **11**, 212 [1940].

<sup>8</sup> R. Herzog, Z. Naturforschg. **8a**, 191 [1953].

30 cm,  $K = 1,5$  cm und  $S = 3,6$ . Diese großen Werte von  $S$  entstehen dadurch, daß das Streufeld entlang der ganzen Bahn wirksam ist und auch in großer Entfernung vom Feld noch eine Ablenkung des Strahls hervorruft, die zwar an sich klein ist, die jedoch wegen der großen Strahlänge eine recht erhebliche Verlagerung des Strahls bewirkt.

Wesentlich kleinere  $S$ -Werte erhält man, wenn man das Streufeld durch eine Weicheisen-Blende abschirmt. Die Form dieser Blende muß so sein, daß die Feldstärke von der  $\xi$ -Koordinate unabhängig bleibt. Ein hufeisenförmiger Eisenschluß, wie er in Abb. 1 angedeutet ist, hat sich praktisch gut bewährt. Das kleine Loch zum Strahlaustritt ist vom Feld weit genug entfernt, so daß dort das Streufeld bereits vernachlässigt werden darf. Auch eine röhrenförmige Blende mit rechteckigem Loch ist verwendbar, wenn das Rechteck lang gegenüber dem Strahl durchmesser ist. Macht man jedoch das Hufeisen bzw. das Rechteck zu lang, so wird die Abschirmung unvollkommen; es ist daher nötig, den richtigen Kompromiß zu treffen. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die Tiefe des Hufeisens ( $T$  in Abb. 1) zwischen  $B$  und  $2B$  zu wählen.

Verwendet man eine derartige Abschirmung, so läßt sich das analoge elektrische Streufeld berechnen<sup>5</sup>, und dieses Resultat kann mit sehr guter Näherung auch für den magnetischen Fall verwendet werden. Daher können auch die früheren<sup>9</sup> Berechnungen von  $\eta^*$  ohne weiteres übernommen werden, wobei nur auf die geänderte Bezeichnung geachtet werden muß. Für jede Blendenform kann  $\eta^*$  aus Abb. 3 direkt abgelesen werden, wobei die Bedeutung der verschiedenen Abmessungen aus Abb. 1 zu entnehmen ist.

Führt man die Integration der Gl. (6'') mit dem seinerzeit berechneten Feldverlauf für verschiedene

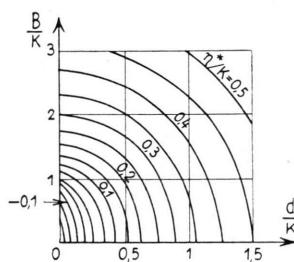


Abb. 3. Ein Ersatzfeld, das den Strahl um den gleichen Winkel wie das wirkliche Feld ablenkt, überragt den Polschuh um die Strecke  $\eta^*$ .

<sup>9</sup> R. Herzog, Phys. Z. 41, 18 [1940].

Blendenabmessungen durch, so erhält man die in Tab. 1 aufgeführten Werte.

$B/K$	$d/K$	$D/K$	$S$ aus Gl. (6'')	$S$ aus Gl. (9)
1	0,5	1,12	0,04	0,05
1	1	1,14	0,08	0,08
1	2	2,24	0,23	0,20
1,5	1	1,60	0,10	0,10
1,5	1,5	1,95	0,12	0,15

Tab. 1.

Da es unmöglich ist,  $S$  in geschlossener Form exakt darzustellen, ist die einfache empirische Näherungsformel

$$S = 0,04(D/K)^2 = 0,04(d/K)^2 + 0,01(1 + B/K)^2 \quad (9)$$

besonders wertvoll, die eine gute Näherung darstellt, wie durch Vergleich der beiden letzten Kolonnen in Tab. 1 zu sehen ist. Hierin bedeutet  $D$  den Abstand einer Polschuhkante von der schräg gegenüber liegenden Blendenkante (Abb. 1). In der Praxis ist  $D \approx K$  und daher  $S \approx 0,04$ , also etwa  $1/100$  jenes Wertes, den wir früher für den Spezialfall ohne Blende gefunden haben. Führt man daher die Abschirmung durch, so wird die ganze Streufeldkorrektur recht klein, so daß die Genauigkeit obiger Näherungsformel völlig ausreichend ist.

### Bildkonstruktion unter Berücksichtigung des Streufeldes

In Abb. 4 sei gegeben: Der Objektschlitz  $A'$ , die Kontur der Polschuhe ( $MO', MO''$ ), die mittlere Richtung des eintretenden Strahlenbündels ( $A'O'$ ), der Bahnradius  $a$  im homogenen Teil des Feldes und die spezielle Form der Abschirmung. Zunächst bestimmt man  $\eta^*$  aus Abb. 3 und  $S$  aus Gl. (9) und zwar sowohl für die Eintrittsseite ( $\eta^{*\prime}, S'$ ) als auch für die Austrittsseite ( $\eta^{*\prime\prime}, S''$ ) und zeichnet den Rand des äquivalenten Ersatzfeldes ( $O^{*\prime}M^*, O^{*\prime\prime}M^*$ ). Nun verschieben wir den Achsenstrahl  $A'O'$  parallel um den Betrag  $\Delta b'$  [Gl. (7')] in Richtung der Ablenkung im Magnetfeld und erhalten die Achse  $A^{*\prime}O^{*\prime}$  für das Ersatzfeld. Wir können jetzt die Kreisbahn  $O^{*\prime}O^{*\prime\prime}$  sowie die Achse  $O^{*\prime\prime}A^{*\prime\prime}$  zeichnen, die nun um  $\Delta b''$  parallel nach außen verschoben werden muß, um den tatsächlich austretenden Achsenstrahl  $O''A''$  zu erhalten. Die wirkliche Bahn berührt asymptotisch die Kreisbahn sowie die beiden Achsenstrahlen ( $A'O'$  und  $O''A''$ ).

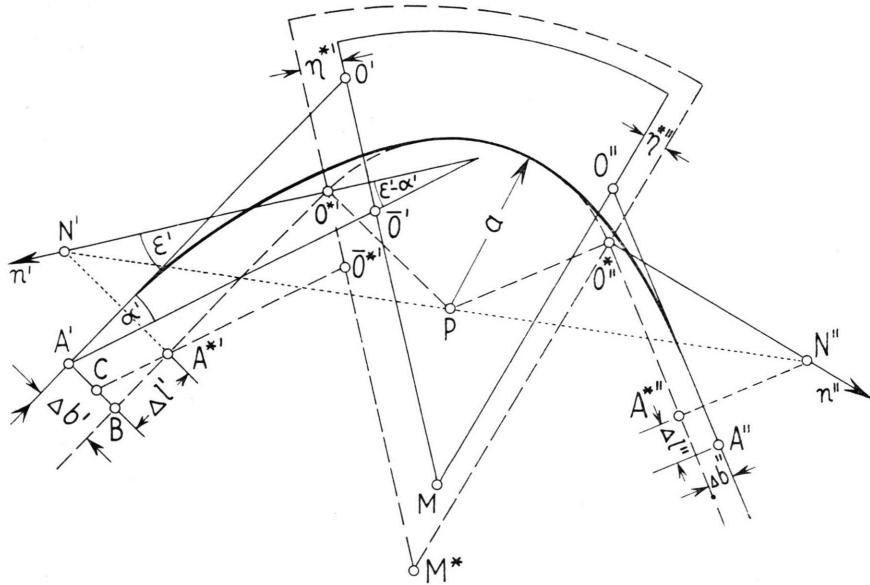


Abb. 4. Allgemeine Bildkonstruktion bei Berücksichtigung der Streufelder.

Um nun die Lage des Bildpunktes  $A''$  auf der Achse zu finden, müssen wir durch  $A'$  irgend einen anderen Strahl, zum Beispiel  $A' \bar{O}'$ , zeichnen und wieder durch die oben beschriebene Konstruktion den entsprechenden Strahl im Bildraum suchen; wo dieser die Achse schneidet, liegt der Bildpunkt  $A''$ . Hierbei muß man beachten, daß für diesen Strahl die Parallelverschiebung  $\Delta b'$  verschieden ist, da er einen anderen Einfallsinkel  $\varepsilon' - \alpha'$  hat. Wendet man Gl. (7') auf diesen Strahl an, so findet man

$$A' C = \Delta b' = K^2 S / a \cos^2 (\varepsilon' - \alpha').$$

Ferner ist für kleine  $\alpha'$

$$\begin{aligned} BC = A'B - A'C &= \frac{K^2 S}{a} \left[ \frac{1}{\cos^2 \varepsilon'} - \frac{1}{\cos^2 (\varepsilon' - \alpha')} \right] \\ &= \frac{K^2 S}{a} \frac{1}{\cos^2 \varepsilon'} 2 \alpha' \operatorname{tg} \varepsilon'. \end{aligned}$$

Der Objektpunkt  $A^{*''}$  für das Ersatzfeld ist daher um die Strecke

$$\Delta l' = 2 \Delta b' \operatorname{tg} \varepsilon' \quad (10')$$

longitudinal zur Strahlrichtung verschoben. Für positive  $\varepsilon'$  ist diese Verschiebung zum Feld gerichtet. Die weitere Konstruktion könnte nun prinzipiell in der oben beschriebenen Weise erfolgen, doch ist dies wegen der schleifenden Schnitte nicht genau genug. Besser ist es nun für das Ersatzfeld die Cartansche Konstruktion<sup>10</sup> anzuwenden: Eine Normale zur Achse durch  $A^{*''}$  schneidet die Feldnormale  $n'$  in  $N'$ ; die Gerade  $N'P$  schneidet  $n''$  in  $N''$  und die senkrechte Projektion von  $N''$  auf die Achse gibt

$A^{*''}$ . Auch hier müssen wir wieder eine Bildverschiebung um

$$\Delta l'' = 2 \Delta b'' \operatorname{tg} \varepsilon'' \quad (10'')$$

vornehmen, die jedoch nun nach außen gerichtet ist. Es sei erwähnt, daß für senkrechten Einfall ( $\varepsilon' = 0$ ) nur die longitudinale Verschiebung  $\Delta l'$  verschwindet, während die transversale Verschiebung  $\Delta b'$  bloß ein Minimum hat.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, sei festgestellt, daß die von Ploch und Walcher<sup>4</sup> berechnete Verschiebung des Brennpunktes wesentlich anderer Natur ist als die hier behandelte Verschiebung. Bei Ploch und Walcher entsteht die transversale Verschiebung durch die zusätzliche Ablenkung im Streufeld, die hier durch die andere Begrenzung des Ersatzfeldes berücksichtigt wird. Die longitudinale Verschiebung bei Ploch und Walcher entsteht durch die Krümmung der Flächen gleicher Feldstärke und verschwindet, wenn das Streufeld richtig abgeschirmt wird. Dagegen entstehen die hier abgeleiteten Bildverschiebungen durch den stetigen Übergang der Krümmung von der Kreisbahn zur Geraden. Ihre Berechnung erfordert die zweite Integration der Bewegungsgleichungen, worauf Ploch und Walcher nicht näher eingegangen sind.

### Strahlen außerhalb der Symmetrieebene

In der Nähe der Symmetrieebene läßt sich das Feld durch die Reihe

$$B_z = \left( B_z \right)_{\zeta=0} + \frac{\zeta^2}{2} \left( \frac{\partial^2 B_z}{\partial \zeta^2} \right)_{\zeta=0} = \left( B_z \right)_{\zeta=0} - \frac{\zeta^2}{2} \left( \frac{\partial^2 B_z}{\partial \eta^2} \right)_{\zeta=0} \quad (11)$$

<sup>10</sup> L. Cartan, J. Phys. Rad. 8, 453 [1937].

darstellen. Das letzte Glied bedeutet, daß der Feldabfall in der Nähe der Polschuhkanten steiler ist. Setzt man dies in Gl. (4) ein, so liefert dieses Glied keinen Beitrag, da  $\partial B_z / \partial \eta$  an beiden Grenzen  $\eta'$  und  $\eta_2$  verschwindet. Es ist also  $\eta^*$  von  $\zeta$  unabhängig. Andererseits findet man durch Einsetzen in die Gln. (1) und (6), daß

$$S = (S)_{\zeta=0} - \zeta^2 / 2 K^2 \quad (12)$$

wird. Hieraus sieht man, daß die Parallelverschiebung kleiner wird, wenn der Strahl im Abstand  $\zeta$  parallel zur Symmetrieebene verläuft. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß das Feld in der Nähe der Polschuhkanten dem scharf begrenzten Ersatzfeld ähnlicher ist. Dieser vom Streufeld hervorgerufene Bildfehler

$$\delta b = \frac{-1}{2 \cos^2 \varepsilon} \frac{\zeta^2}{\alpha}$$

ist von der Art der Abschirmung unabhängig und verursacht eine Krümmung und Verbreiterung der Spektrallinien.

Ein anderer Bildfehler, der auch proportional  $\zeta^2$  ist, entsteht, wenn die Flächen gleicher Feldstärke gekrümmt sind, worauf schon Ploch und Walcher hingewiesen haben. Es ist daher eine gegenseitige Kompensation beider Bildfehler durch Krümmung der Polschuhbegrenzung möglich. Der hier abgeleitete Bildfehler wurde auf andere Weise auch von Berry<sup>11</sup> mit übereinstimmendem Ergebnis berechnet.

### Anwendung auf den Mattauch-Herzogschen Massenspektrographen<sup>12</sup>

Bei Ableitung der Theorie dieses Instrumentes wurde die Parallelverschiebung des Strahls vernachlässigt. Dies ist nur dann berechtigt, wenn das Streufeld sorgfältig abgeschirmt wird, worauf schon bei der ersten Ausführung dieses Instrumentes geachtet wurde. Ohne diese Abschirmung treten ganz erhebliche Abweichungen auf, die die guten Eigenschaften dieses Instrumentes (ebene Photoplatte, einfache Massenskala und sehr großer Massenbereich) zerstören können. Dies wird an Hand von Abb. 5 gezeigt, die maßstäblich für  $S=4$  gezeichnet wurde und etwa einer Anordnung entspricht, bei der die Abschirmung ganz weggelassen wird. Man sieht, daß durch die transversale Verlagerung des Eintrittsstrahls eine starke Verschiebung der Bilder ein-

tritt, die um so störender wird, je kleiner  $a$  wird. Die Bilder auf der ebenen photographischen Platte werden unschärfer, und die Massenskala wird verändert. Die Bahnen mit ganz kleinem Radius erreichen schließlich die Platte überhaupt nicht mehr, wodurch der Massenbereich begrenzt wird, der auf einer Aufnahme erfaßt werden kann.

Bei sorgfältiger Abschirmung kann man diese Effekte auf etwa  $1/100$  herabdrücken und damit genügend klein machen, daß sie in der Regel nicht mehr stören. Nur bei Instrumenten, mit denen höchste Auflösung erreicht werden soll, wird die Beachtung des abgeschirmten Streufeldes noch nötig sein. Man kann jedoch diese Störungen ganz beseitigen, indem man die Energieintervall-Blende an einer bestimmten Stelle im Streufeld anbringt. Über die Lage die-

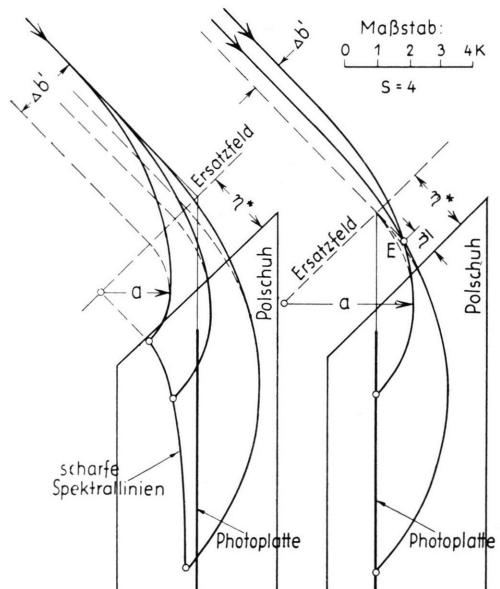


Abb. 5.

Abb. 6.

Abb. 5. Magnetfeld des Mattauch-Herzogschen Massenspektrographen. Wenn sich die Energieintervallblende außerhalb des Streufeldes befindet, fallen die Bilder nicht auf die Photoplatte.

Abb. 6. Magnetfeld des Mattauch-Herzogschen Massenspektrographen. Wenn sich die Energieintervallblende im Streufeld an der Stelle E befindet, fallen die Bilder genau auf die Photoplatte.

ser Blende gibt die elementare Theorie keine Auskunft. Wir verlangen nun, daß die von verschiedenen Massen erzeugten Bilder des Hauptpaltes exakt auf der ebenen Photoplatte liegen sollen (siehe

<sup>11</sup> C. E. Berry, private Mitteilung, J. Appl. Phys., im Druck.

<sup>12</sup> J. Mattauch u. R. Herzog, Z. Phys. **89**, 786 [1934].

Abb. 6), und berechnen die zugehörigen wahren Bahnen. Diese schneiden sich in einem Punkte E, dessen Abszisse  $\eta$  durch folgende graphische Integration gefunden werden kann: Aus Gl. (3) folgt, daß im Punkt E der wahre Strahl den Abstand

$$\frac{1}{\cos^3 \varepsilon''} \frac{K}{a} \int_{\eta}^{\eta''} I d\eta$$

von der verlängerten Bahngeraden hat. (Diese und die folgenden Gln. beziehen sich zwar eigentlich auf die Austrittseite, sie können jedoch auch für die Eintrittseite verwendet werden.) Dieser Abstand muß für den Punkt E gleich sein der Parallelverschiebung, die durch Gl. (5'') gegeben ist. Hieraus folgt

$$\int_{\eta}^{\eta''} I d\eta = \int_{\eta_2}^{\eta''} (I - I^*) d\eta \quad \text{oder} \quad \int_{\eta_2}^{\eta} (I - I^*) d\eta = \int_{\eta}^{\eta^*} I^* d\eta.$$

Dies bedeutet, daß in Abb. 2 die beiden schraffierten Flächen einander gleich sein sollen. Diese Berechnung wurde für einige Fälle durchgeführt, wobei das Streufeld durch verschiedene Arten von Blenden begrenzt angenommen wurde. In allen Fällen ergab sich, daß der Punkt E praktisch in der Mitte liegt zwischen der Polschuhkante und dem Ersatzfeldrand:

$$\eta = \frac{1}{2} \eta^*. \quad (13)$$

Diese Näherungsformel legt mit genügender Genauigkeit die Stelle fest, wo sich die Energieintervallblende befinden muß, damit gleichzeitig alle Spektrallinien scharf werden. Durch diese Blende soll der Massenbereich nicht begrenzt werden, weshalb das Strahlenbündel zwischen den Feldern ge-

nügend weit sein muß. Diese Voraussetzung ist in der Regel ohnehin erfüllt, da die meisten Ionenquellen, die bei Massenspektrographen verwendet werden, eine breite Energieverteilung haben. Aber auch bei monoenergetischen Quellen kann dies leicht erreicht werden, indem man der Gleichspannung, die zur Beschleunigung der Ionen verwendet wird, eine kleine Wechselspannung überlagert. Die Verlegung der Energieintervallblende in das Streufeld hat zur Folge, daß die mittlere Energie der durchgelassenen Teilchen etwas von der Masse abhängt. Da das Instrument jedoch Geschwindigkeitsfokussierung besitzt, hat dies keinen Einfluß auf die Massenskala. Es sei noch erwähnt, daß die Verlängerung der Photoplatte nicht durch die Mitte der Energieintervallblende geht, sondern durch den Schnittpunkt des Ersatzfeldrandes mit dem *einen* Ersatzstrahl, der durch transversale Verlagerung aller wirklichen Eintrittstrahlen gefunden wird. Die Unabhängigkeit der Lage dieses Ersatzstrahls vom Bahnradius  $a$  ist die wesentliche Voraussetzung dafür, daß alle Bilder auf einer Geraden liegen.

### Niersches Massenspektrometer

Abb. 7 zeigt maßstabrichtig den Einfluß der ungeschirmten Streufelder auf die Lage der Bilder bei diesem Instrument. Man sieht, daß sich die Achsenverschiebung ähnlich auswirkt wie ein etwas kleines Ersatzfeld. Da durch Heben oder Senken des Magneten experimentell erreicht werden kann, daß die Bildkurve durch den Austrittsspalt geht, ist hier eine Abschirmung nicht nötig.

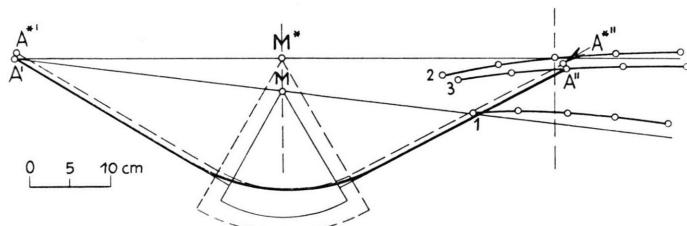


Abb. 7. Niersches Massenspektrometer.

1. Bildkurve unter der Annahme einer scharfen Feldbegrenzung am Polschuhrand;
2. Bildkurve unter der Annahme einer scharfen Feldbegrenzung am Ersatzfeldrand;
3. Bildkurve unter Berücksichtigung des stetig abfallenden Streufeldes.