Statisches Weitwinkelmassenspektrometer mit Richtungsdoppelfokussierung

Wide-angle Mass Spectrometer with Double Direction Focusing

E.W. Blauth, R. Weissmann

IPP 2/74 Juni 1969

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Statisches Weitwinkelmassenspektrometer mit Richtungsdoppelfokussierung

Wide-angle Mass Spectrometer with Double Direction Focusing

E.W. Blauth, R. Weissmann

IPP 2/74 Juni 1969

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.

IPP 2/74
(in German)

Juni 1969

Statisches Weitwinkelmassenspektrometer mit Richtungsdoppelfokussierung

(Wide-angle Mass Spectrometer with Double Direction Focusing)

E.W. Blauth, R. Weissmann

Abstract

This paper describes a static wide-angle spectrometer that focuses a horizontal angle of divergence of 60° and covers a solid angle of 0.1 sterad. The resolution can be increased from A=40 to A=255 by limiting the angle of divergence. The spectrometer was fitted with an electron impact ion source with a spread of 60°. The emission yield efficiency of the source is 0.50 of the ions produced. A transmission coefficient of 0.25 is achieved with this combined electron impact and separating system.

Zusammenfassung

Es wurde ein statisches Weitwinkelspektrometer gebaut, das einen horizontalen Öffnungswinkel von 60° fokussiert und einen Raumwinkel von 0.1 sterad erfaßt. Das Auflösungsvermögen von A=40 kann durch Einschränkung des Öffnungswinkels auf 255 gesteigert werden. Dem Spektrometer wurde eine Elektronenstoßquelle mit 60° Öffnungswinkel angepaßt. Die Emissionsausbeute der Quelle beträgt 0.50 der erzeugten Ionen. Mit dieser Kombination Elektronenstoßquelle-Trennsystem wird ein Transmissionsgrad von 0.25 erreicht.

Inhalt

1. Einleitung

1.1 Intensitätsfrage

1.2 Fokussierende Eigenschaften des Streufeldes

1.3 Problemstellung

2. Theorie

2.1 Berechnung der Polschuhform

2.2 Optimalisierungsverfahren

3. Experimentelle Durchführung

3.1 Streufeldmessung

3.2 Experimentelle Bestimmung des Fokussierungspunktes

3.3 Auflösungsvermögen und Intensität

3.4 Elektronenstoßquelle

3.5 Massenspektren

3.6 Zusammenfassende Diskussion

4. Anhang

4.1 Theoretische Herleitung der Eintrittsrandkurve

4.2 Apparativer Aufbau

4.3 Thermische Ionenquelle

4.4 Aufbau der Elektronenstoßquelle

1. Einleitung

1.1 Intensitätsfrage

In der Massenspektrometrie hat bisher das Intensitätsproblem nur bei der Isotopentrennung eine wichtige praktische Rolle gespielt [1], [12]. Bei anderen Massenspektrometern hat man sich darauf beschränkt, entweder Ionenquellen zu bauen, die hohe Ionenströme liefern [16], [17], oder versucht die Nachweisempfindlichkeit für die aufgefangenen Ionen zu verbessern [18], [19]. Im Gegensatz zur ß-Spektrometern ist in der Massenspektrometrie dem Transmissionsproblem in wenigen Fällen Beachtung geschenkt worden, z. B. [23]. Unter Transmissionsproblem verstehen wir, daß möglichst viele der in der Ionenquelle erzeugten Ionen in den Auffänger gelangen. Ein Maß dafür ist der Transmissionsgrad η

$$\eta = \frac{\text{erzeugte Ionen}}{\text{nachgewiesene Ionen}} \qquad o \leq \eta \leq 1$$

Es ist natürlich wünschenswert, vor allem bei der Partialdruckmessung [14], η möglichst groß zu machen.

Das Transmissionsproblem besteht aus zwei Teilproblemen [14]:

a) Problem der Ionenquelle bezüglich optimalem Wirkungsgrad η_Q

b) Transmissionsproblem (Stromwirkungsgrad η_T) des Trennsystems und damit zusammenhängend die Suche nach der besten Kombination Ionenquelle-Trennsystem.

Entscheidenden Einfluß auf die Ionenausbeute hat das geforderte Auflösungsvermögen. So müssen oft störende Randstrahlen, die das Auflösungsvermögen verschlechtern, vor Eintritt in das Ablenksystem ausgeblendet werden. Dabei geht ein großer Prozentsatz der Ionen verloren. Das ist z. B. bei magnetischen Sektorfeldern mit gerader Polschuhbegrenzung der Fall. Diese Sektorfelder können nur einen Öffnungswinkel der Ionenquelle von $<5^o$ erfassen. Wenn ein größerer Winkelbereich fokussiert werden soll, muß man zu gekrümmten Feldgrenzen übergehen. Es ist aber noch nicht gesagt, daß dabei der Raumwinkel (und damit der Transmissionsgrad η_T) merklich vergrößert wird. Um das zu erreichen ist eine dreidimensionale Ionenoptik erforderlich. Bei magnetischen Sektorfeldern führen diese Überlegungen zum Prinzip der Richtungsdoppelfokussierung. Darunter wird die Fokussierung der Teilchen sowohl in horizontaler wie auch vertikaler Richtung verstanden.

1.2 Fokussierungseigenschaften des Streufeldes

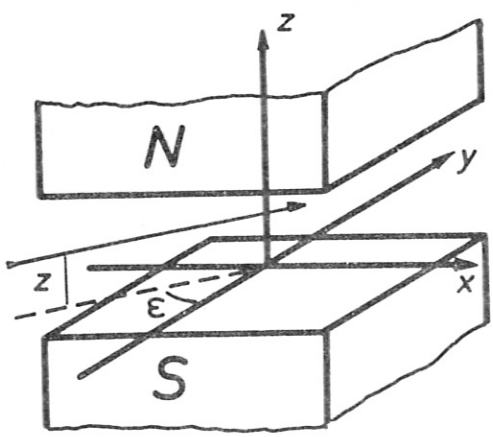

Fig. 1 Festlegung des Koordinatensystems

Auf die Möglichkeit der Fokussierung von Teilchen in vertikaler Richtung durch das Streufeld wurde erstmals von Cotte [2] hingewiesen. Ein geladenes Teilchen, das außerhalb der Symmetrieebene (x,y) Fig. 1 unter einem Winkel ϵ zur Normalen der Polschuhberandung in das Streufeld eintritt, erfährt eine Beschleunigung in die vertikale z-Richtung.

$$m \ddot{z} = e \cdot y \, B_y \cdot \tan\epsilon \qquad (1)$$

B_y ist die y-Komponente der Feldstärke $\vec{B}$. Das entscheidende Ergebnis dieser Ablenkung ist, daß das Streufeld der Polschuhe auf das Teilchen wie eine Zylinderlinse wirkt, die sich am Ort der effektiven Streufeldgrenze befindet [Fig. 2a].

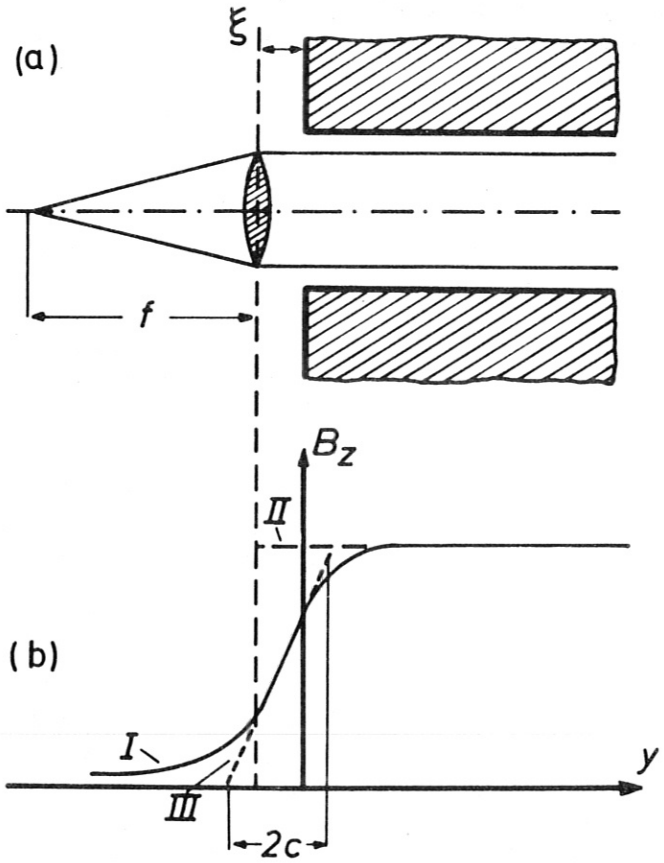

Fig. 2

Linsenwirkung des Streufeldes und Streufeldverlauf am Polschuhrand
Kurve I wirklicher Streufeldverlauf
II nach Cotte
III nach Afana'sev

Die Brennweite der Linse ist

$$f = R \cdot \mathrm{ctg}\epsilon \qquad (2)$$

R ist der Radius der Ionenbahn im homogenen Teil des Magnetfeldes.

Die Bedingungen für die gleichzeitige Fokussierung sowohl in horizontaler wie in vertikaler Richtung sind ausführlich von Camac [3] und Cross [4] diskutiert worden. Jedoch behandeln alle genannten Autoren die vertikale Fokussierung ohne auf die Form und Ausdehnung des Streufeldes einzugehen. Die vertikale Bewegung des Teilchens im Streufeld eines realen Magneten wurde von Afana'sev [5] sowie Tarantin und Dem'yanov [6] untersucht. Für das Streufeld wird ein linearer Abfall der Breite 2c angenommen (Fig. 2b). Die Annahme stimmt gut mit der Wirklichkeit überein, wenn das Streufeld durch Eisenblenden abgeschirmt wird. Als Brennweite ergibt sich aus der Fokussierung 1. Ordnung des Streufeldes

$$f = \frac{R}{\tan\epsilon - \frac{c}{R}\,\frac{1+\sin^2\epsilon}{3\cos^3\epsilon}} \qquad (3)$$

Für c=o geht Gleichung (3) in (2) über. Tarantin und Dem'yanov geben noch Bedingungen für die Richtungsdoppelfokussierung an, Voraussetzung ist ein Öffnungswinkel $<20^{\circ}$. Für größere Öffnungswinkel läßt sich eine vollständige Richtungsdoppelfokussierung nicht mehr erreichen.

1.3 Problemstellung

Vorgegeben ist eine punktförmige Ionenquelle mit einem horizontalen Öffnungswinkel von 60°. Ausgehend von Formel (3) soll ein statisches Magnetfeldspektrometer gebaut werden, das den 60° Winkel erfaßt und optimale vertikale Fokussierung besitzt. Verlangt wird ein Auflösungsvermögen A>30. Vorgegeben sind noch der Polschuhabstand 1 cm und der Ionenablenkradius 5 cm. Das Massenspektrometer soll hinsichtlich der Ionenintensität und des Auflösungsvermögens in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel α getestet werden. Anschließend soll noch eine 60° Elektronenstoßquelle gebaut und ihr Wirkungsgrad gemessen werden.

2. Theorie

2.1 Berechnung der Polschuhform

a) Eintrittsrandkurve

Es ist sicher günstig die Berechnung der Eintrittsrandkurve anfangs von der Berechnung der Austrittsrandkurve zu trennen und für die Eintrittsrandkurve optimale Eigenschaften zu fordern. Diese ergeben sich, wenn die Ionen so abgelenkt werden, daß sie sich parallel zu der Symmetrieebene der Polschuhe bewegen. Durch die Austrittsrandkurve mit ihrem Streufeld soll dann die restliche horizontale und vertikale Fokussierung bewirkt werden. Für die letztere ist das bei dem verlangten Öffnungswinkel $\alpha=60^{\circ}$ nicht mehr vollständig erfüllbar. An diesem Punkt muß dann die Optimalisierungsrechnung einsetzen.

Die Forderung der optimalen Eigenschaften für die Randkurve bedeutet, daß die Punktquelle im Brennpunkt der Zylinderlinse des Streufeldes liegt. Ausgehend von der Formel (3) erhält man für die Eintrittsrandkurve F_1 eine Archimedische Spirale (s. Anhang).

$$F_1: \ell_1(\varphi) = \ell_0 + \varphi \cdot A \qquad 0 \leq \varphi \leq 60^{\circ} \tag{4}$$

Die Parameter der Kurve ℓ_0 und A können während der Optimalisierungsrechnung noch geeignet verändert werden.

b) Horizontale Fokussierung

Für die horizontale Fokussierung wird ein ebenes kartesisches Koordinatensystem gewählt mit den Koordinaten der Punktquelle (0,0) und des Auffängers (x_1, y_1), (Fig. 3).
Bei punktförmiger Abbildung der punktförmigen Quelle ist der analytische Ausdruck für die Austrittsrandkurve in Parameterdarstellung:

$$F_2: \ell_2(\tau) = m^2 + \ell_1^2 - 2m\xi$$
$$\vartheta = \arcsin \frac{\eta \ell_2 + R(m-\xi)}{\ell_2^2 + R^2} \tag{5}$$

wobei

$$m = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} = \text{Entfernung Quelle-Auffänger}$$

$$\xi = \ell_1 \cos \Psi + R \sin \Psi$$

$$\eta = \ell_1 \sin \Psi - R \cos \Psi$$

$$\Psi = \Psi_0 + \varphi \quad , \qquad \Psi_0 = \arctan \left(\frac{y_1}{x_1} \right)$$

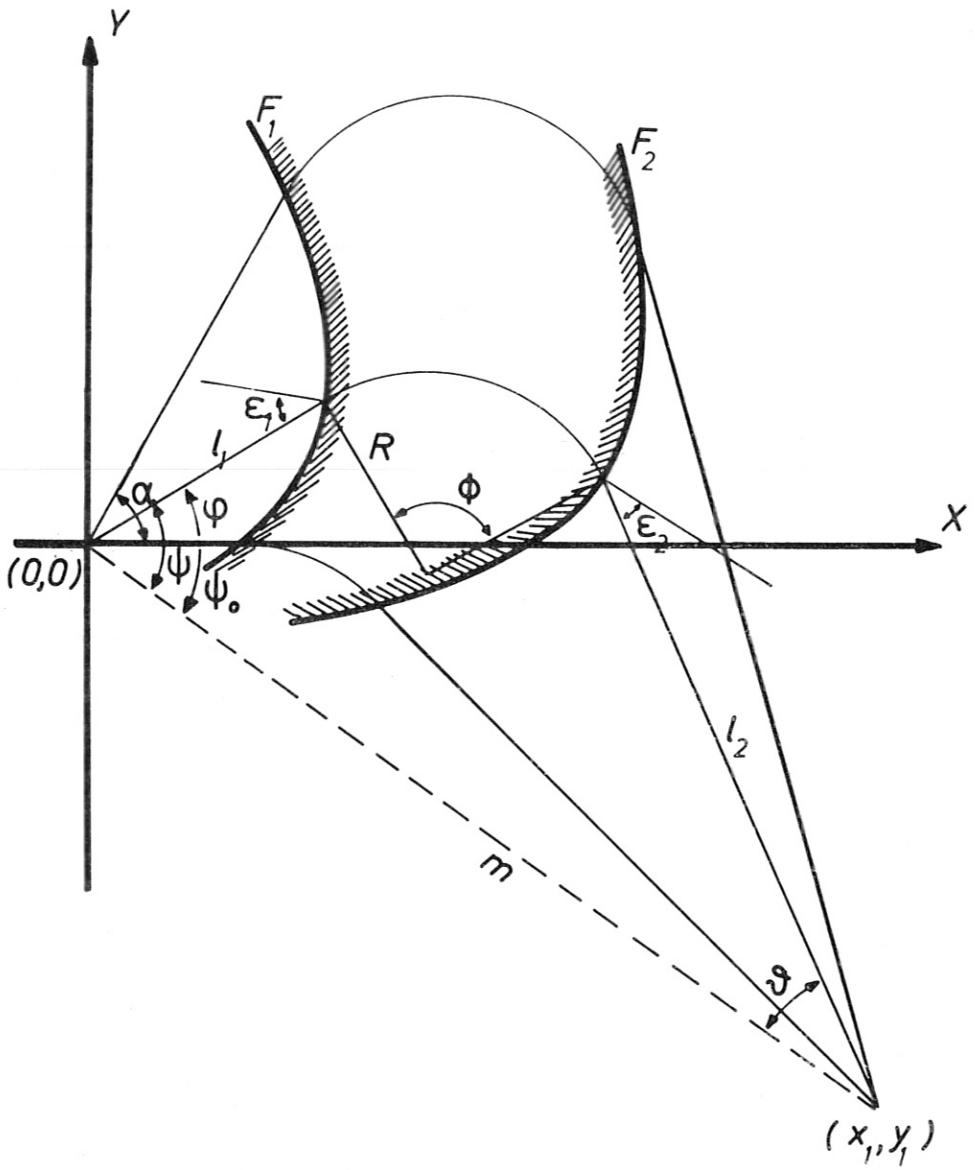

Fig. 3 Koordinatensystem für die Berechnung der Polschuhform

c) Vertikale Fokussierung

Für die vertikale Fokussierung haben wir ein optisches System bestehend aus zwei dünnen Linsen mit den Brennweiten f_1, f_2 die aus Gleichung (3) folgen.

$$f_{1,2} = \frac{R}{\tan\epsilon_{1,2} - \frac{c}{R}\,\frac{1+\sin^2\epsilon_{1,2}}{3\cos^3\epsilon_{1,2}}} \tag{6}$$

Index 1, 2 beziehen sich auf die Ein- bzw. Austrittslinse mit

$$\epsilon_1 = \arctan\frac{\Delta}{\ell_1} \tag{7}$$

$$\epsilon_2 = \arctan\frac{1}{\ell_2}\,\frac{d\ell_2}{d\vartheta} = \arctan\frac{1}{\ell_2}\,\frac{\frac{d\ell_2}{d\varphi}}{\frac{d\vartheta}{d\varphi}} \tag{8}$$

d) Berechnung des Raumwinkels

Der Raumwinkel Ω kann nur annähernd schrittweise berechnet werden. Dazu wird der horizontale Öffnungswinkel $\alpha = 60^\circ$ in n kleinere Winkel $\frac{\alpha}{n}$ unterteilt. Der Öffnungswinkel des Strahles in vertikaler Richtung wird durch die Blendenwirkung der Polschuhe und der Spalthöhe des Auffängers bestimmt. Diejenige der drei Blenden, die den Raumwinkel am stärksten einengt, ist dann die wirksame Blende (Fig. 4).

Die Blenden B_2 und B_3 werden nun in die Ebene der Blende B_1 projiziert und die drei Durchmesser $D_1 = D_1'$, D_2' und D_3' miteinander verglichen. Diejenige Blende, die den kleinsten Durchmesser hat ist die wirksame Blende. D_2' und D_3' werden aus der Linsengleichung $(a-f)\cdot(b-f)=f^2$ berechnet. a und b sind Bild bzw. Gegenstandsweite der Blenden. Der Raumwinkel ω ergibt sich dann:

$$\omega = \frac{\text{arc}\,\frac{\alpha}{n}}{\ell_1} \cdot D_{min} \tag{9}$$

Dieses Verfahren wird nun für die verschiedenen Winkelrichtungen $\varphi = m\frac{\alpha}{n}$ durchgeführt ($1 \leq m \leq n$, m ganzzahlig).

Der gesamte Raumwinkel Ω ist dann

$$\Omega = \sum_m \omega\,(m) \tag{9a}$$

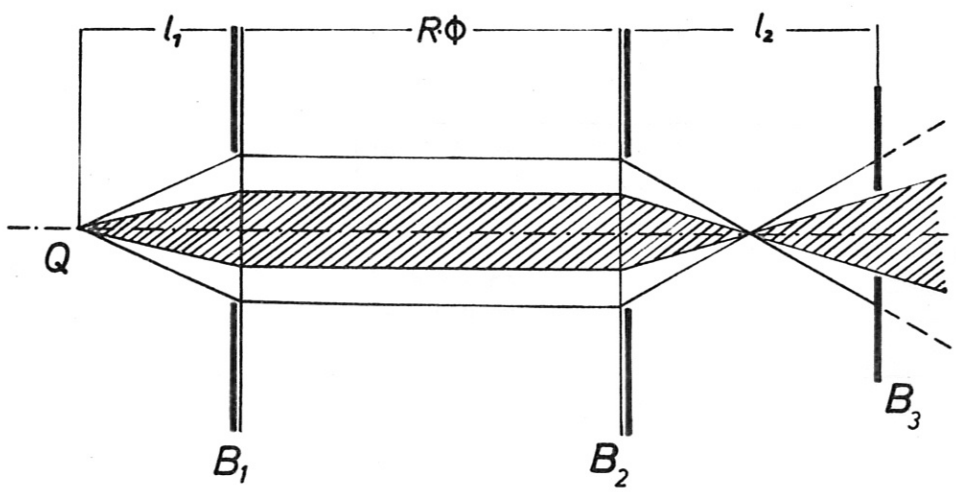

Fig. 4 Einengung des Ionenstrahls in vertikaler Richtung durch die Polschuhe (Blende B_1 und B_2) und durch den Auffängerspalt B_3 (Q = Ionenquelle)

e) Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen wird für die einzelnen Winkelbereiche $\frac{\alpha}{n}$ berechnet. Das kleinste Auflösungsvermögen ist dann das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen des Instrumentes.

Nach Ewald und Hintenberger [12] erhält man das Auflösungsvermögen aus

$$A = \frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{2\left|\frac{S_1 G}{K}\right| + 2\left|\frac{S_2}{K}\right| + \left|\frac{\Delta v}{V}\right|} \qquad (10)$$

S_1 bzw. S_2 sind die Spaltbreiten der Quelle bzw. des Auffängers.

Mit

Dispersionskoeffizient K

$$K = R\,(1-\cos\Phi) + \ell_2 \left\{\sin\Phi + (1-\cos\Phi)\tan\epsilon_1\right\} \qquad (11)$$

Quervergrößerung G

$$G = -\frac{1}{\cos\epsilon_1}\left[\frac{\ell_2}{R}\,\frac{\sin(\Phi-\epsilon_1-\epsilon_2)}{\cos\epsilon_1} - \cos(\Phi-\epsilon_1)\right] \qquad (12)$$

Wie man sich aus Gleichung (10), (11) und (12) überlegen kann, ergibt sich für das vorliegende Ablenksystem für $(\sin\Phi)_{min}$ auch ein A_{min}. In unserem Falle ist $(\sin\Phi)_{min}$ bei φ=o. D. h. bei Einschränkung des Öffnungswinkels um den Winkel φ von unten wird $(\sin\Phi)_{min}$ größer und damit auch das Auflösungsvermögen.

2.2 Optimalisierung

Eine optimale Lösung bezüglich Raumwinkel und gefordertem Auflösungsvermögen kann nur mit Hilfe der Rechenmaschine erreicht werden. Bei der Rechnung wurde die Lage des Auffängers um Schrittweiten Δx=1 cm Δy=1 cm variiert. Die optimalste Lage ist dann nochmals um die verfeinerten Schrittweiten Δx = 0,1 cm Δy = 0,1 cm verändert worden. Als zusätzliche Bedingungen wurde A>30 gefordert. Außerdem wurde auch die Eintrittsrandkurve variiert (die Parameter ℓ_o und Δ), so daß der Quellpunkt nicht mehr genau im Brennpunkt der Eintrittslinse lag.

Der optimalste Raumwinkel Ω = 0.1 sterad und ein Auflösungsvermögen von A = 39 ergab sich bei folgenden Werten.

$\alpha = 60^o$
R = 5 cm
$\frac{c}{a} = 0.1$

$\ell_o = 4$ cm,	$x_1 = 20.5$ cm
$\Delta = 0.1 \cdot \frac{cm}{grd}$,	$y_1 = -14.5$ cm

S_1 = 0.2 mm
S_2 = 0.6 mm

Nimmt man vollständige Richtungsdoppelfokussierung an, so beträgt der überhaupt mögliche Raumwinkel bei einem Polschuhabstand d=1cm, Öffnungswinkel $\alpha=60^{\circ}$ und der vorliegenden Eintrittsrandkurve $\Omega max=0.164$ [sterad]. Nimmt man an, daß der gesamte Öffnungswinkel homogen ausgeleuchtet wird, so ist der Transmissionsgrad:

$$\eta_T = \Omega/\Omega max = 0.61.$$

Zum Vergleich sollen hier noch die errechneten Werte eines MS 1. Ord. (gerader Magnetfeldgrenze) und eines Massenspektrometers 2. Ord. (kreisförmiger Begrenzung) angegeben werden. Dazu noch ein Massenspektrometer, das auch nach dem Prinzip der Richtungsdoppelfokussierung gebaut wurde [11].

Tabelle 1

MS - Typ.	A	α	$\Omega(10^{-3}$sterad)	R (cm)	Ω/Ω (MS 1. Ord.)
1 1. Ord.	39	5°	2.2	5	1
2 2. Ord.	15	20°	16.0	5	7
3 MS nach Afana'sev [11]	500	18°	17.6	32.2	8
4 Weitwinkel Spektrometer	39	60°	100	5	45

Ein Vergleich zwischen Typ 3 und dem Weitwinkelspektrometer zeigt, daß bei einer Vergrößerung des Öffnungswinkels um das 3.5fache, der Raumwinkel sich um das 6-fache vergrößert hat. Allerdings ist das Auflösungsvermögen wesentlich kleiner. Das liegt einmal daran, daß der Ablenkradius kleiner ist (Tab. 1) und zweitens an dem kleineren Ablenkwinkel (bei $\varphi = o$ ist $\Phi = 45{,}5^{\circ}$ gegenüber 90° bei Afana'sev). Das wirkt sich natürlich auf den Dispersionskoeffizienten K und damit auf das Auflösungsvermögen aus. Siehe Formel (10) und (11). Wie schon erwähnt, kann das Auflösungsvermögen durch Einschränkung des Öffnungswinkels um den Winkel φ von unten her gesteigert werden. In Fig. 5 ist A in Abhängigkeit von φ dargestellt, d. h. es wird nur eine kleine Strahlöffnung $\Delta\varphi$ um die Richtung φ betrachtet. Wird also der Öffnungswinkel φ von unten her und um φ' von oben her eingeschränkt, so ist das Minimum des verbleibenden Kurvenstücks das Auflösungsvermögen des Systems. Entsprechend ändert sich auch der Raumwinkel (Fig. 5, Kurven II und III). Will man zum Beispiel ein Auflösungsvermögen von 300, so muß der Öffnungswinkel um $\varphi_1 = 17^{\circ}$, und um $\varphi' = 24^{\circ}$ verengt werden. Der verbleibende Raumwinkel ist dann $\Omega_1+\Omega_1' - \Omega_{Ges}$.

Zusätzlich wurde noch für die vorliegende Polschuhform die Intensitätsverteilung einer Spaltionenquelle mit 60° horizontalem Öffnungswinkel berechnet. Der Grund dafür ist, daß experimentell eine 60° Spaltquelle leichter gebaut werden kann als eine Punktquelle. Die Ionen treten bei der neuen Quelle als Parallelbündel mit der Höhe 1 cm aus der Quelle aus. Die Berechnung des Transmissionsgrades geht ähnlich wie bei der Punktquelle. Jedoch ergibt sich ein Transmissionsgrad $\eta_T = 0.45$. Die Abhängigkeit η_T vom Winkel φ ist in Fig. 15 dargestellt.

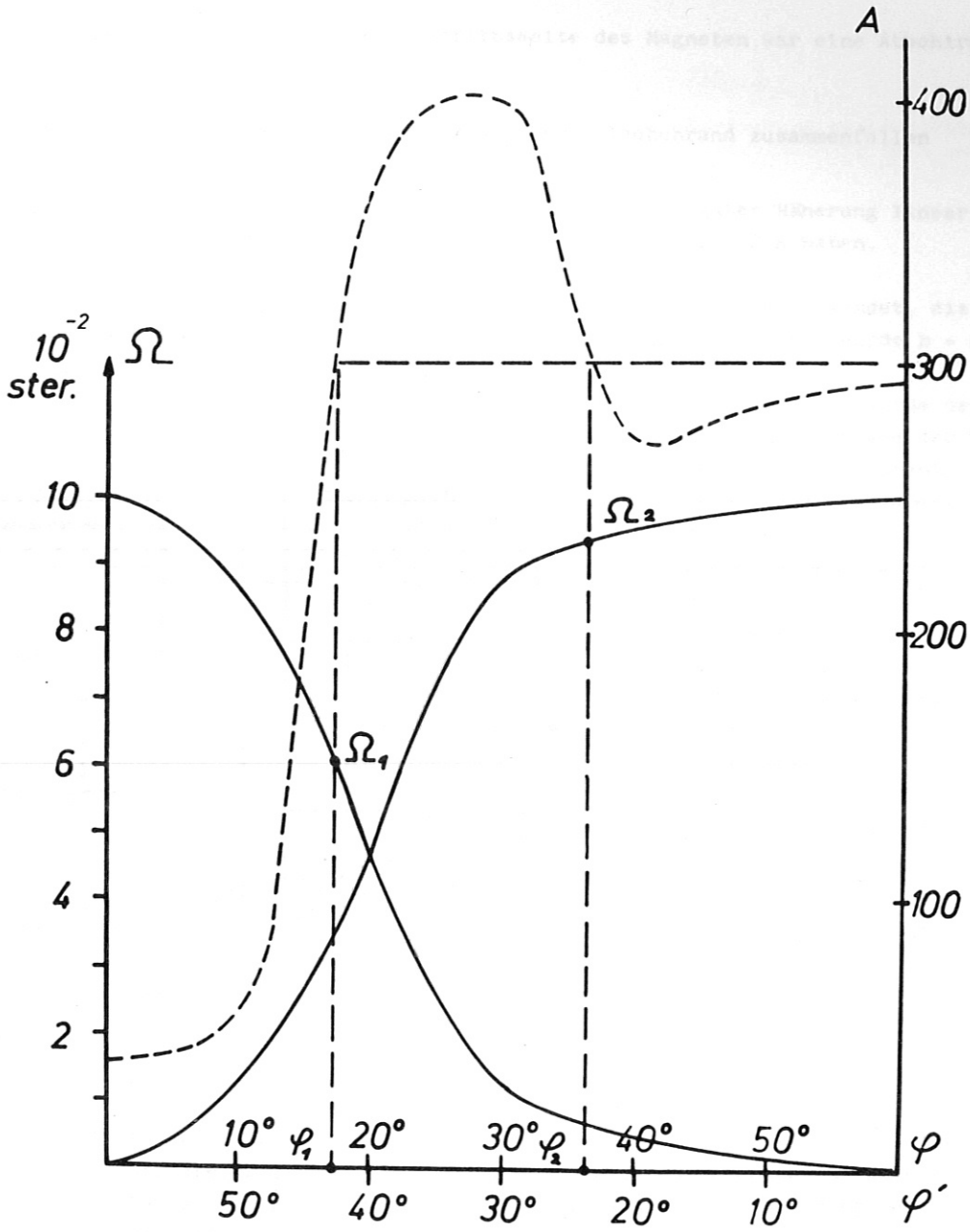

Fig. 5 Kurve I Auflösungsvermögen (abhängig von φ)
II Raumwinkel Ω (bei Einengung von unten)
III Raumwinkel Ω' (bei Einengung von oben)

3. Experiment

3.1 Streufeldmessungen

Nach der theoretischen Polschuhform wurde der Magnet gebaut (siehe Anhang). Als Polschuhabstand wurden 2 cm gewählt, weil der Polschuhspalt noch die Magnetfeldkammer aufnehmen muß, die eine Innenhöhe von 1 cm und eine Außenhöhe von 1,5 cm hat. An den theoretischen Werten ändert sich dabei nichts.

Für das Streufeld an der Ein- und Austrittsseite des Magneten war eine Abschirmung notwendig, damit

a) die effektive Magnetfeldgrenze und der Polschuhrand zusammenfallen $\xi = o$ (Fig. 6).

b) Das Streufeld an der Ein- und Austrittsseite in guter Näherung linear abfällt. Der Streufeldbereich soll dabei die Größenordnung 0.2 R haben.

Zuerst wurde eine Abschirmung aus 2 cm dicken Weicheisenplatten verwendet, die sich später aber als unzureichend erwies. Für den Abstand b der Abschirmplatten wurde $b = 0.8\ d$ gewählt. Der Abstand a wurde experimentell ermittelt.

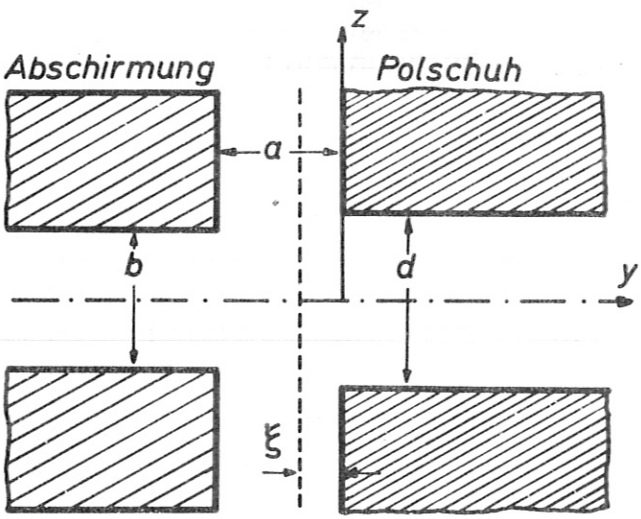

Fig. 6 Effektive Streufeldgrenze

Das Streufeld wurde deshalb mit einer Hallsonde entlang der Randstrahlen und des Mittelstrahls des Ionenbündels in der Symmetrieebene (z=o) sowohl an der Ein- und Austrittsseite gemessen. Die Ortsabhängigkeit der Sonde und die Feldstärke B_z wurden automatisch mit einem x-y-Schreiber registriert. Die effektive Streufeldgrenze ergab sich dann durch Integration der Streufeldkurven [8].

$$\xi = \frac{1}{B_o} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z\,(y)\,dy$$

Aus den Streufeldmessungen ergab sich:

a) An der Eintrittsseite des Magneten konnte ein Zusammenfallen der effektiven Streufeldgrenze mit der wirklichen Polschuhbegrenzung nicht erreicht werden. Dagegen konnte an der Austrittsseite eine Übereinstimmung beider Feldgrenzen erzielt werden.

b) Die Restfeldstärke innerhalb der Abschirmplatten an der Eintrittsseite war noch zu groß. Wie spätere Messungen des Auflösungsvermögens bei Verwendung der gleichen Blende zeigten, wurde das Auflösungsvermögen durch dieses Restfeld verschlechtert.

Die erste Schwierigkeit konnte dadurch beseitigt werden, daß der Polschuhrand um 4 mm nach innen versetzt wurde (Fig. 7). Bei einem Abstand von a = 0.8 cm konnte ein Zusammenfallen der effektiven Streufeldgrenze mit der theoretischen Eintrittsrandkurve, die aber jetzt wegen des Abtragens nicht mehr die wirkliche Polschuhform ist, erreicht werden. Die Ergebnisse der Streufeldmessungen sind in Tab. 2 und Fig. 8 zusammengefaßt. Um das zweite Problem zu lösen, mußte eine neue Abschirmung aus μ-Metall gebaut werden (siehe Anhang). Mit dieser wirksameren Abschirmung konnte das Restfeld beträchtlich verringert und damit das Auflösungsvermögen verbessert werden.

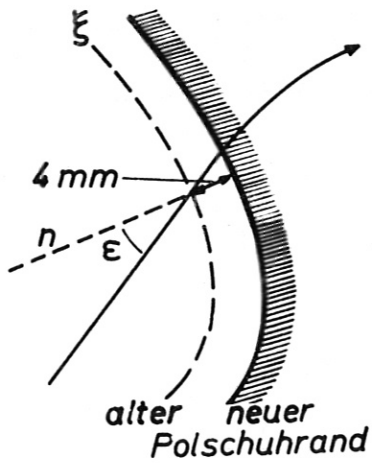

Fig. 7

Versetzung des Polschuhrandes an der Eintrittsseite um 4 mm nach innen.

Tabelle 2

Eintrittsseite					Restfeldstärke	
$\varphi(^{o})$	$\ell_{theor.}$ [cm]	$\ell_{exp.}$ [cm]	a [cm]	ϵ/R	B_o=3KG	B_o=5KG
0	4.00	4.0 ± 0.1	0.8	0.14		
30	7.14	7.2 ± 0.1	0.8	0.13	0.3 %	4 %
60	10.30	10.3 ± 0.1	0.8	0.13		
Austrittsseite						
0	18.4	18.5 ± 0.1	0.45	0.13		
30	17.4	17.3 ± 0.1	0.45	0.10	0.8 %	16 %
60	23.2	27.2 ± 0.1	0.45	0.10		

Nach der Herzog'schen Theorie [7] über die Abschirmung von Streufeldern ist für b = 0.8d ξ= o wenn a = 0,125d. Die theoretische Ableitung geht aber von geraden Feldgrenzen aus. Vergleicht man den theoretischen Wert mit dem gemessenen (Tab. 2) so ergibt sich an der Austrittsseite ein größerer Wert für a. Das erklärt sich aus der konvexen Krümmung der Feldgrenze. Gegenüber einer geraden Begrenzung ist hier die Feldliniendichte des Streufeldes geringer und damit auch die Feldstärke kleiner. Das Streufeld kann leichter abgeschirmt werden. Man braucht also mit den Abschirmplatten nicht so nahe an die Polschuhe heranrücken, wie das bei gerader Polschuhform nötig wäre. Das umgekehrte ist bei der Eintrittsrandkurve der Fall. Wegen der konkaven Krümmung ist hier die Feldliniendichte und somit die Ausdehnung des Streufeldes wesentlich größer (vgl. Fig. 8). Eine Abschirmung mit ξ = 0 war deshalb nicht zu erreichen.

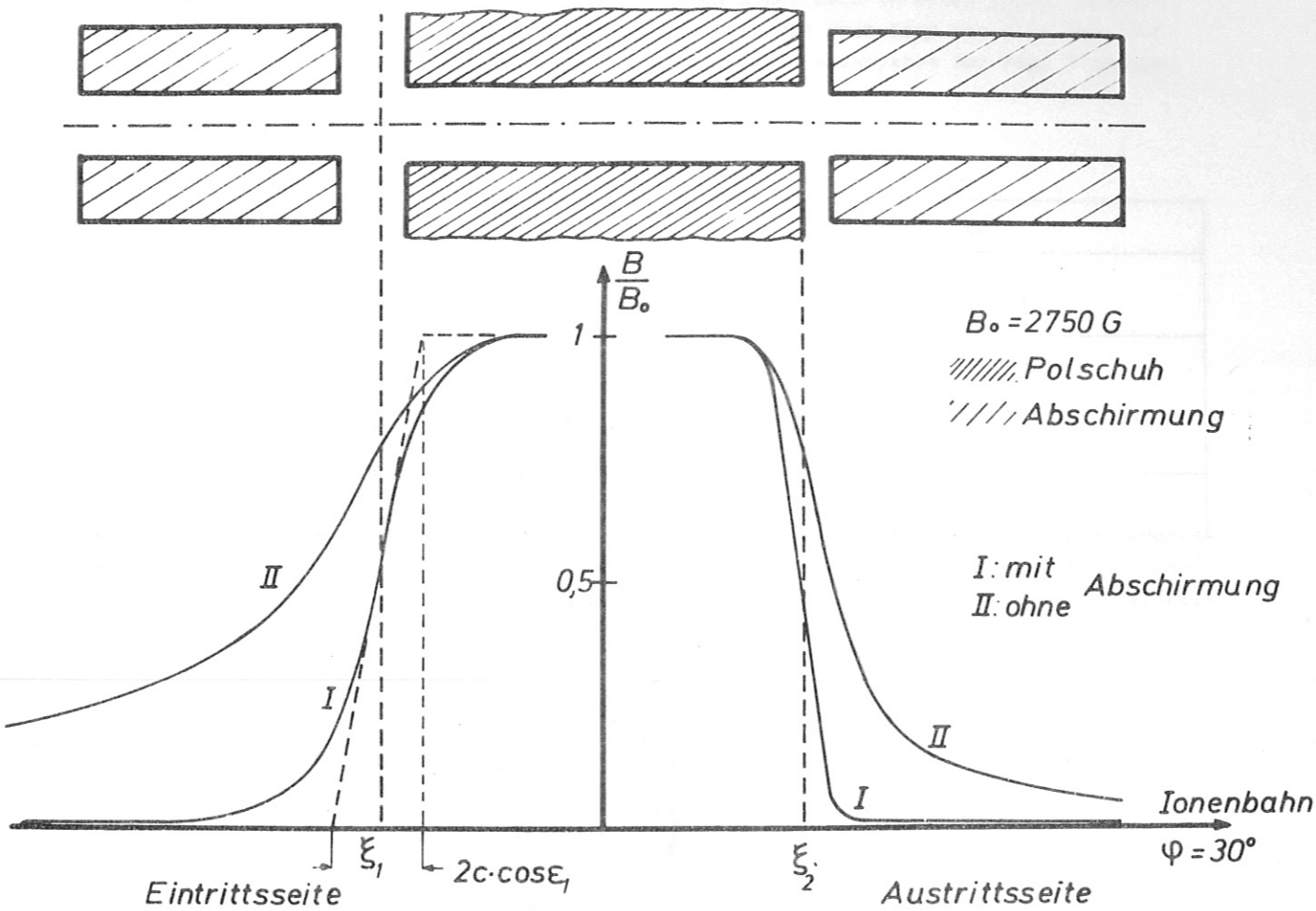

Fig. 8 Verlauf des Streufeldes an der Ein- und Austrittsseite des Magneten (gemessen entlang der Ionenbahn $\varphi = 30^0$ in der Symmetrieebene des Ablenksystems).

3.2 Einfluß des Streufeldes auf die Lage des Eintrittsspaltes und des Auffängers

Bei dem vorliegenden Polschuhabstand von 2 cm und dem Ablenkradius R = 5 cm ist der Anteil des Weges den die Ionen im Streufeld durchlaufen gegenüber dem Gesamtweg, den die Ionen im homogenen Magnetfeld zurücklegen, mit 10 - 20 % relativ groß. Deshalb muß noch der Einfluß des Streufeldes auf die horizontale Ablenkung berücksichtigt werden [9], [10].

Da die Teilchen schon vor Eintritt in das homogene Feld eine Ablenkung erfahren, fallen die theoretische und die wirkliche Teilchenbahn im Magnetfeld nicht mehr zusammen (Fig. 9). Um das zu erreichen muß die Teilchenbahn um den Betrag Δb parallel zu sich verschoben werden. Aus den gemessenen Streufeldkurven kann Δb für die einzelnen Strahlen nach [9] berechnet werden.

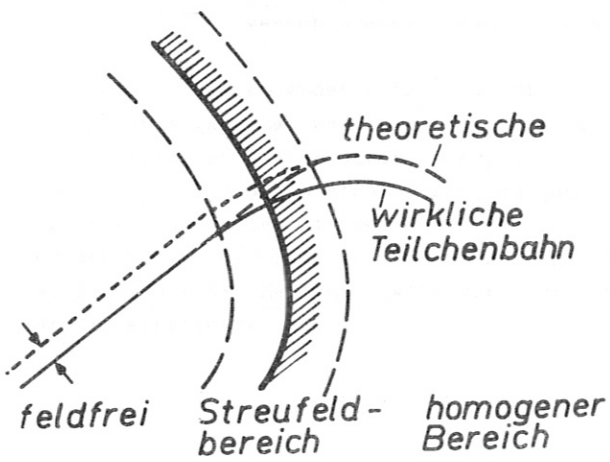

Fig. 9 Vergleich zwischen theoretischer und wirklicher Teilchenbahn

Diese Rechnungen sind für die Ein- und Austrittsseite durchgeführt worden. Die parallel zu sich verschobenen Teilchenstrahlen schneiden sich nicht mehr in einem Punkt. Deshalb wurde jeweils die engste Stelle ΔB des Ionenbündels als die neue Lage des ein- bzw. Auffängerspaltes genommen. Die Änderungen sind auf das Koordinatensystem der Fig. 3 bezogen und in Tabelle 3 angegeben.

Tabelle 3

	Eintrittsseite			Austrittsseite		
φ	Δb [cm]	Koordinaten-änderung [cm]		Δb [cm]	Koordinaten-änderung [cm]	
0 30 60	0.18 0.20 0.19	Δxo = -0.1 cm Δxo = 0.17cm	ΔB= 0.3	0.10 0.25 0.45	Δx_1 = 0.70 Δy_1 = 0.70	ΔB= 0.35 mm

Beim Bau des MS wurde die neue Lage des Eintrittsspaltes berücksichtigt. Der Fokussierungspunkt wurde dagegen experimentell ermittelt. Aus einer thermischen Na^+ Ionenquelle (siehe Anhang) mit 60° Öffnungswinkel wurde ein schmales Ionenstrahlbündel in verschiedene Winkel-

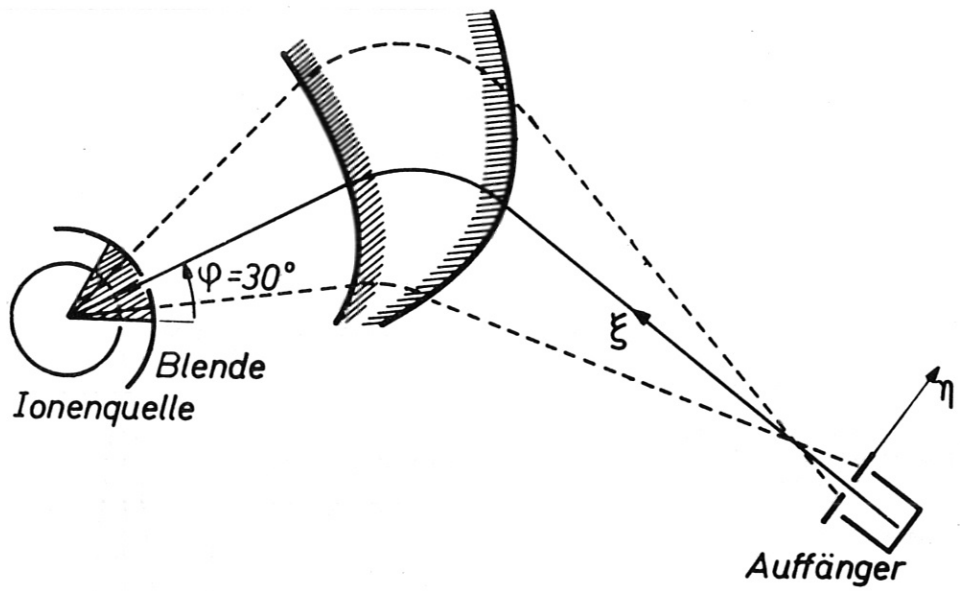

Fig. 10 Experimentelle Festlegung des Fokussierungspunktes durch Ausblenden verschiedener Strahlrichtungen

richtungen φ ausgeblendet (Fig. 10). Mit einem Faradaykäfig, der in der horizontalen Ebene justierbar angeordnet war, konnten die verschiedenen Ionenstrahlrichtungen gemessen werden. Der Schnittpunkt dieser Strahlen ergibt den Fokussierungspunkt (Fig. 11). Bei einer Feldstärke B_o = 2750 G und einer Beschleunigung U_B = 410 V wurde die beste Fokussierung erhalten. Der Ablenkradius ist hierbei R = 5.07 ± 0.05 cm. Zum Vergleich sind noch Fig. 11 der theoretische und der anhand der Streufeldkurven korrigierte Fokussierungspunkt eingezeichnet. Man sieht, daß innerhalb der Meßgenauigkeit der korrigierte und der experimentelle Fokussierungspunkt gut übereinstimmen.

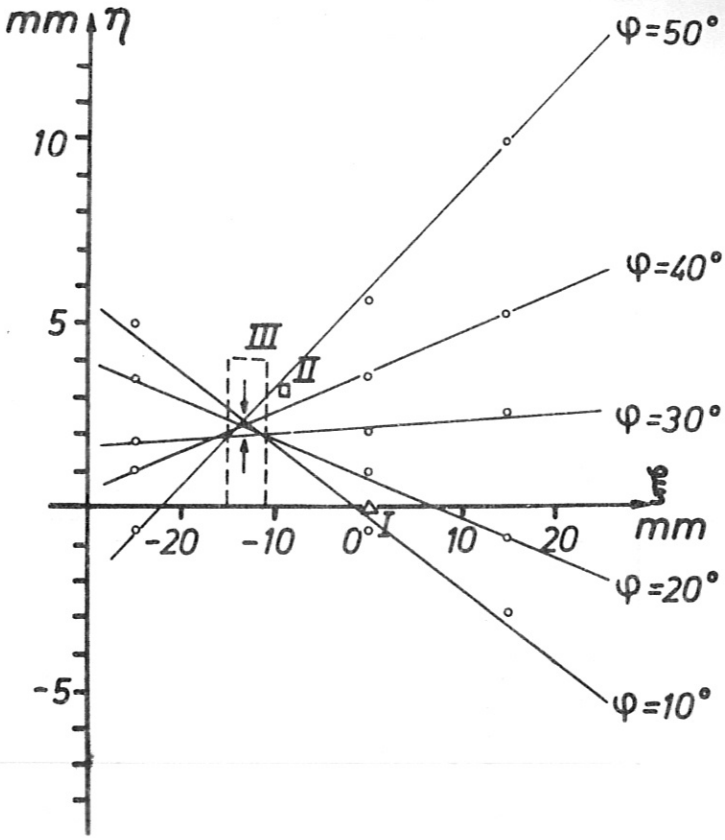

Fig. 11

Lagen der Fokussierungspunkte

I Idealer Fokussierungspunkt (0,0)
II Theoretisch korrigierter Fokussierungspunkt (-9, +3)
III Experimentell gefundener Fokussierungspunkt
[------] Fehlerbereich

3.3 Auflösungsvermögen und Ionenintensität

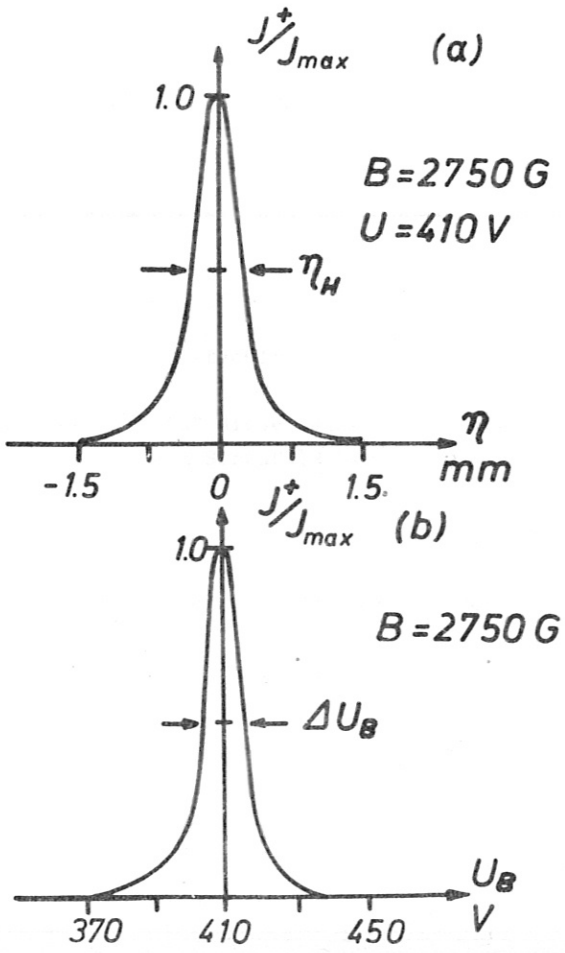

Fig. 12

Bestimmung des Auflösungsvermögens aus der Halbwertsbreite der Na^+-Massenlinie (α=60°)

(a) Variation des Auffängers

(b) Variation der Beschleunigungsspannung

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers bei vollem Öffnungswinkel von 60° wurde einmal durch Variation von U_B, zum anderen durch Verschiebung des Auffängers senkrecht zur Ionenstrahlrichtung gemessen. Bo blieb in beiden Fällen konstant, Bo = 2750 G. (Fig. 12 a, b). Aus der Halbwertsbreite der Na^+ Linie ergab sich ein Auflösungsvermögen von A=40. Der Auffängerspalt war 0,2 mm breit. Durch Verengung des Öffnungswinkels um den Winkel φ konnte das Auflösungsvermögen bis auf A = 180 vergrößert werden. (Fig. 13).

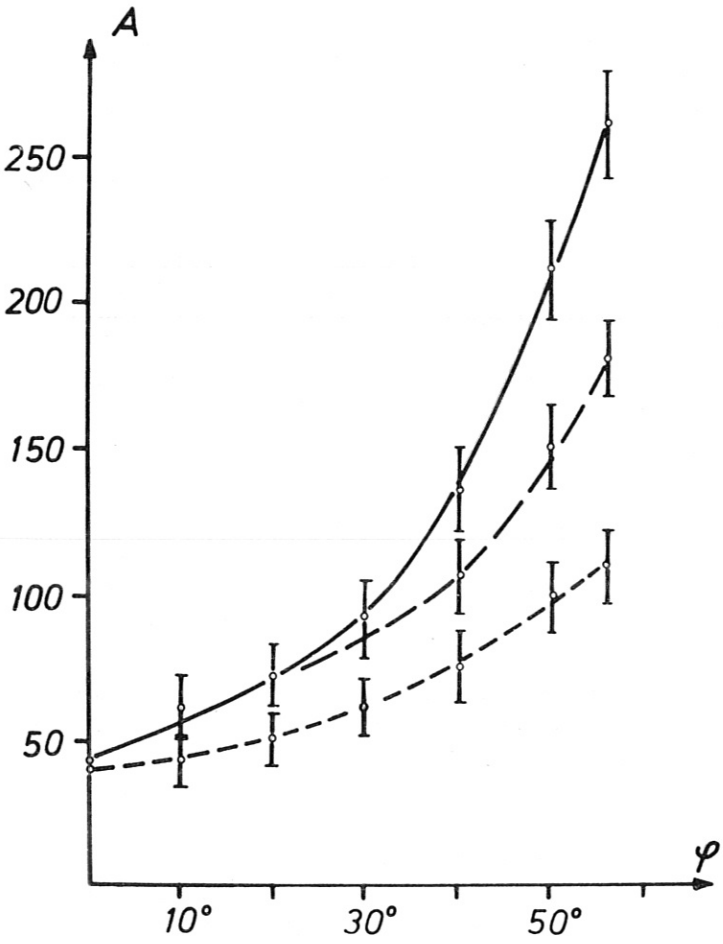

Fig. 13 Abhängigkeit des Auflösungsvermögens vom Winkel φ

——— Auffängerspalthöhe 0,5 cm

— — — Auffängerspalthöhe 1,0 cm

------- Auflösungsvermögen bei schlechter Abschirmung

Eine Einschränkung des Öffnungswinkels um φ´ von oben her ergab dagegen keine Verbesserung des Auflösungsvermögens. Dieses hängt nur vom Winkel φ ab. Fig. 13 zeigt auch noch das Auflösungsvermögen des Spektrometers bei Verwendung der alten Abschirmung. Damit konnte nur ein Auflösungsvermögen von 108 erreicht werden. Gegenüber dem theoretischen Wert von 290 ist aber das erzielte Auflösungsvermögen von 180 immer noch zu gering. Die Hauptursache für diese Diskrepanz ist wiederum der Einfluß des Streufeldes auf die Ionenbahnen.

Ebenso wie die Ionen in der Symmetrieebene beim Durchgang durch das Streufeld horizontal abgelenkt. In der Nähe der Symmetrieebene läßt sich das Feld durch die Reihe darstellen:

$$B_z(z,x) = B_z(z=o,x) - \frac{z^2}{2}\left(\frac{\partial^2 B_z(z,x)}{\partial x^2}\right)_{z=o}$$

wobei z ist die vertikale Richtung, x die Normalenrichtung. D. h. die vertikale Feldkomponente außerhalb der Symmetrieebene ist kleiner als die in der Symmetrieebene

$$B_z(z,x) < B_z(z=o,x)$$

Deshalb werden die Ionen außerhalb der Symmetrieebene in horizontaler Richtung im Streufeld nicht so stark abgelenkt wie diejenigen in der Symmetrieebene. Auf diese Weise entsteht eine Krümmung der Spektrallinien. Nach R.F.K. Herzog [9] ist dieser vom Streufeld hervorgerufene Bildfehler

$$\delta b = -\frac{1}{2\cos^2\epsilon}\cdot\frac{z^2}{R}$$

ϵ ist der Winkel des Ionenstrahls mit der Normalen an der Ein- bzw. Austrittsrandkurve, R der Ablenkradius.

Diese Formel gilt nur genau, wenn die Ionen streng parallel zur Symmetrieebene verlaufen. Die Berücksichtigung der vertikalen Bewegung der Ionen ergibt eine zusätzliche Korrektur, die aber von 2. Ordnung ist und daher vernachlässigt werden kann.

Prinzipiell ergibt sich jedoch durch die Krümmung der Spektrallinien eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens.

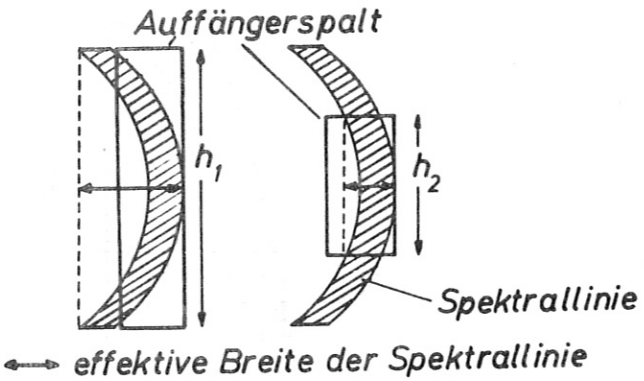

Fig. 14

Einfluß der Krümmung der Spektrallinie und der Auffängerspalthöhe auf das Auflösungsvermögen

Wie Fig. 14 zeigt, hängt die effektive Breite der Spektrallinie sowohl von der Krümmung der Linie, wie auch von der Höhe $h_{1,2}$ des Auffängerspaltes ab. Man kann also durch Verkleinerung der Auffängerspalthöhe das Auflösungsvermögen verbessern. Allerdings muß dabei ein Intensitätsverlust in Kauf genommen werden.

Beim Weitwinkelspektrometer wurde nun die Auffängerspalthöhe von 1 cm um die Hälfte auf 0,5 cm verkürzt. Dadurch konnte das Auflösungsvermögen, wie die Meßergebnisse in Fig. 13 zeigen, auf 255 gesteigert werden. Die damit verbundene Verringerung des Transmissionsgrades ist in Fig. 15(b) dargestellt.

Als weiterer Einfluß auf das Auflösungsvermögen wurde noch das Nickelgitter an der Beschleunigungselektrode der Ionenquelle angenommen. Die einzelnen Maschen des Netzes wirken auf die Ionen wie Zylinderlinsen, d. h. sie fächern den Ionenstrahl auf. Diese Auffächerung ist nach Ardenne [15] um so kleiner, je kleiner die Maschenweite des Gitters ist. Deshalb wurde das ursprünglich verwendete Ni-Gitter mit der Maschenweite 0,25 mm durch ein Ni-Gitter mit der Maschenweite 0,04 mm ersetzt. Die Messung ergab jedoch innerhalb der Meßgenauigkeit keine Verbesserung des Auflösungsvermögens.

Aus Fig. 12a ist ersichtlich, daß bei einer Auffängerspaltbreite von 3 mm maximale Ionenintensität im Auffänger erhalten wird. Der Transmissionsgrad ist nun das Verhältnis von maximalen Auffängerstrom zum Ionenstrom, der die Ionenquelle verläßt. Er beträgt für das System bei einer Auffängerspalthöhe von 1 cm

$$\eta_T = 0.52 \pm 0,10$$

Die Abhängigkeit des Transmissionsgrades von Winkel φ zeigt Fig. 15a und b. Die experimentelle Kurve liegt zwischen den theoretischen Kurven der Punktquelle und der Spaltquelle.

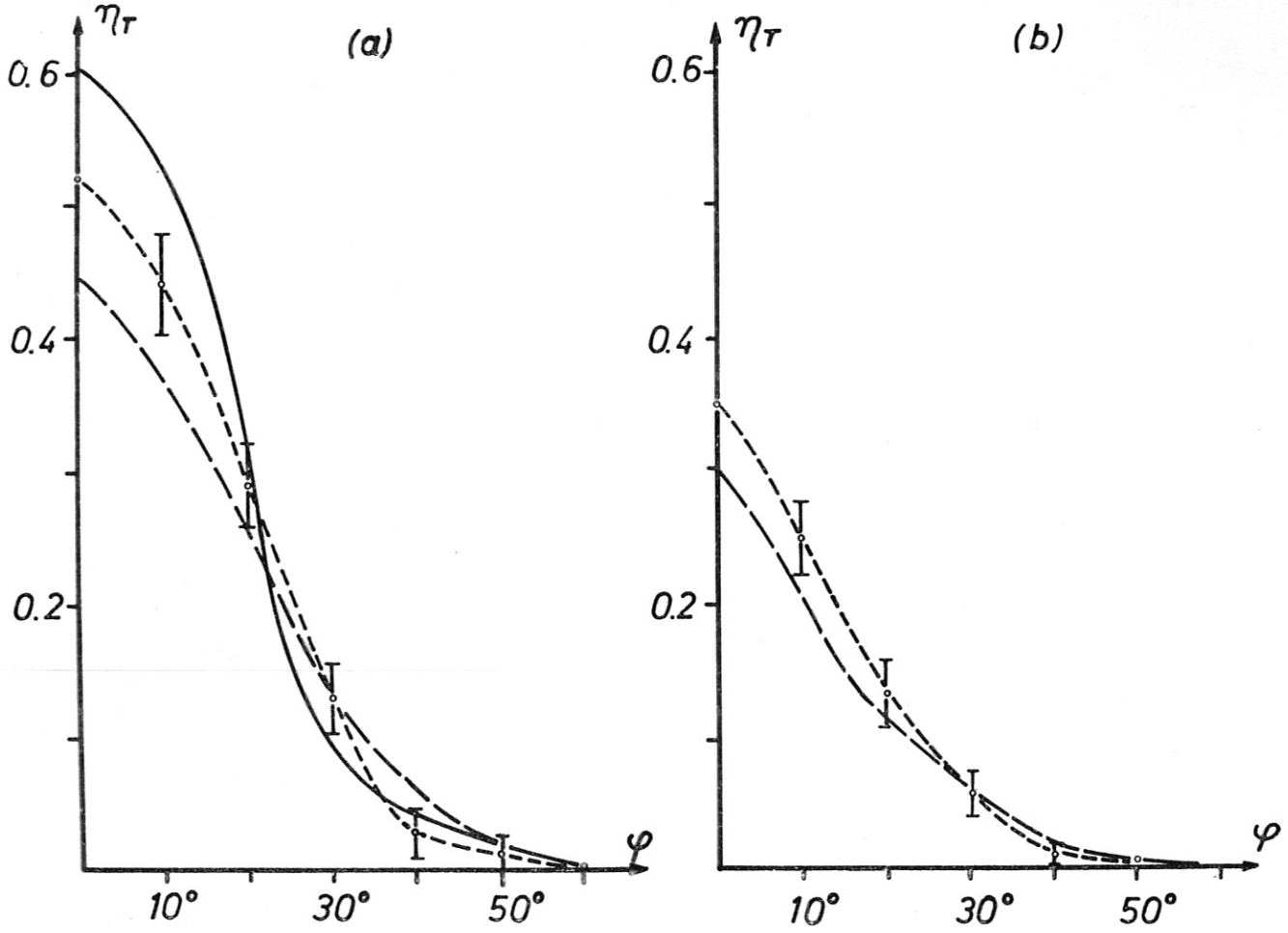

Fig. 15 Transmissionsgrad η_T des Spektrometers
a) Auffängerspalthöhe 1 cm b) Auffängerspalthöhe 0,5 cm
——— Punktquelle } theoretische Kurven
— — — Spaltquelle
-------- experimentelle Kurve

3.4 Elektronenstoßquelle

Fig. 16 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronenstoßquelle. Mit der Elektronenkanone wird der Elektronenstrahl (E_{kin} = 500 eV) parallel zu den Zylindern Z_1 und Z_2 hindurch geschossen und ionisiert das Gas. Die Gitter sind so groß gewählt, daß ein 60° Öffnungswinkel entsteht. Da das ganze System konzentrisch ist, folgen die Ionen den radialen Feldlinien. Der Durchmesser des Elektronenstrahlbündels beträgt 1,5 mm. Die Absaugspannung U_S, die zwischen Z_1

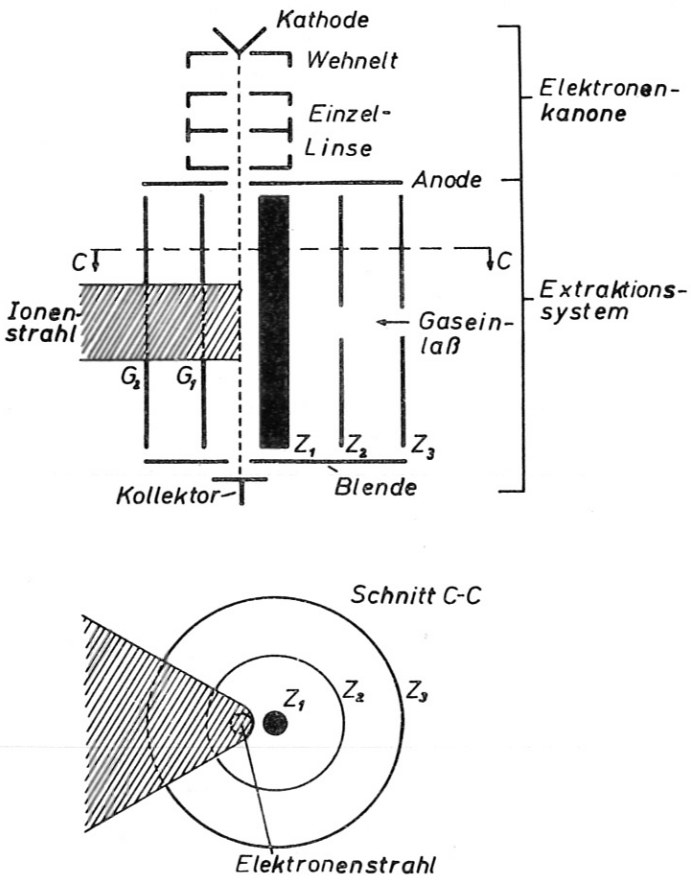

Fig. 16

Schematische Darstellung der Elektronenstoßquelle

und Z_2 liegt, muß einerseits so klein gehalten werden, daß keine merkliche Beeinflußung des Elektronenstrahls eintritt, jedoch andererseits so groß, daß möglichst viele Ionen abgesaugt werden. Der günstigste Wert lag etwa bei 1/10 der Beschleunigungsspannung U_B. Fig. 17 zeigt den Ionenstrom, der aus der Quelle kommt in Abhängigkeit von U_B. Der Wirkungsgrad der Ionenquelle, d. h. die Zahl der Ionen die aus der Ionenquelle herauskommen zu der Zahl der erzeugten Ionen ist bei einer Beschleunigungsspannung UB = 400 V gleich $\eta_q = 0.5 \pm 0.1$. Testgas war Argon. Die in der Quelle erzeugten Ionen I^+ wurden dabei nach der Gleichung [15]

$$I^+ = I^- \cdot S \cdot \ell \cdot p$$

abgeschätzt. I^- ist der Elektronenstrom, S die differentielle Ionisation, ℓ die Ionisationsweglänge und p der im System herrschende Druck. Die lineare Abhängigkeit von I^+ sowohl vom Elektronenstrom als auch vom Druck konnte nachgewiesen werden.

Berücksichtigt man die Transparenz der beiden Gitter (0,75), zusammen ist die Transparenz 0.75 · 0.75 = 0.55 so stellt das gemessene Ergebnis eine gute Ausbeute dar. Zum Vergleich seien nochmals die Wirkungsgrade der Ionenquelle gegenübergestellt.

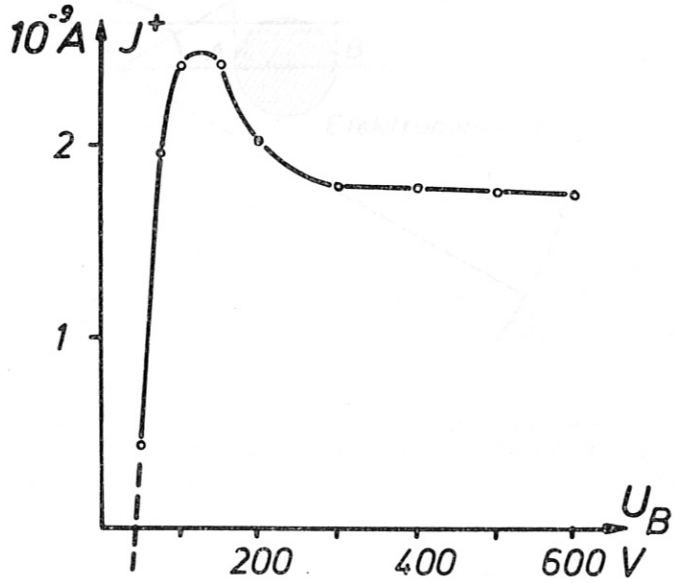

Fig. 17 Einfluß der Beschleunigungsspannung auf den abgesaugten Ionenstrom I^+

	Quellentyp	η_q
60^o	Thermische Ionenquelle	0.14 ± 0.02 (siehe Anhang)
60^o	Elektronenstoßquelle	0.50 ± 0.10
	Schlitzelektronenstoßquelle (geschätzt nach Ewald und Hintenberger [12])	$0.01 - 0.10$

Gegenüber den üblichen Ionenquellen ist eine Verbesserung des Wirkungsgrades um den Faktor 5-50, also durchschnittlich um eine Größenordnung erzielt worden. An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß es bisher keine Literatur gibt, die Daten über den Wirkungsgrad von Ionenquellen angibt. Die Daten sind immer Schätzungen. Der Nachteil der Elektronenstoßquelle liegt in der relativ großen Energieunschärfe der Ionen. Im Gegensatz zur thermischen Ionenquelle kommen die erzeugten Ionen nicht von der gleichen Potentialfläche. Wegen der endlichen Breite des Elektronenstrahles (1,5 mm ø) liegen die Punkte A und B auf verschiedenen Potentialen (Fig. 18). Die Potentialdifferenz U_{AB} erhält man aus der logarithmischen Potentialverteilung zwischen den Zylindern Z_1 (r_1 = 1 mm) und Z_2 (r_2= 7 mm). Der Elektronenstrahl hat einen Abstand von r_E = 2.5 mm von der Zylinderachse. Ist die Absaugspannung Us gegeben, so ergibt sich für U_{AB}

$$U_{AB} = Us \cdot \frac{\ln \frac{r_B}{r_A}}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

Da die Absaugspannung 1/10 der Beschleunigungsspannung U_B ist, haben die Ionen eine Energieunschärfe von 3 % der Gesamtenergie $e \cdot U_B$. Daher erhalten wir eine Verbreiterung der Massenlinie und zugleich eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens. Berücksichtigen wir noch, daß die Stromdichte des Elektronenstrahls radial nach außen abfällt [15], so wird in erster Linie eine Verbreiterung des Linienfußes der Massenlinie erfolgen. Diese Tatsache konnte auch experimentell bestätigt werden.

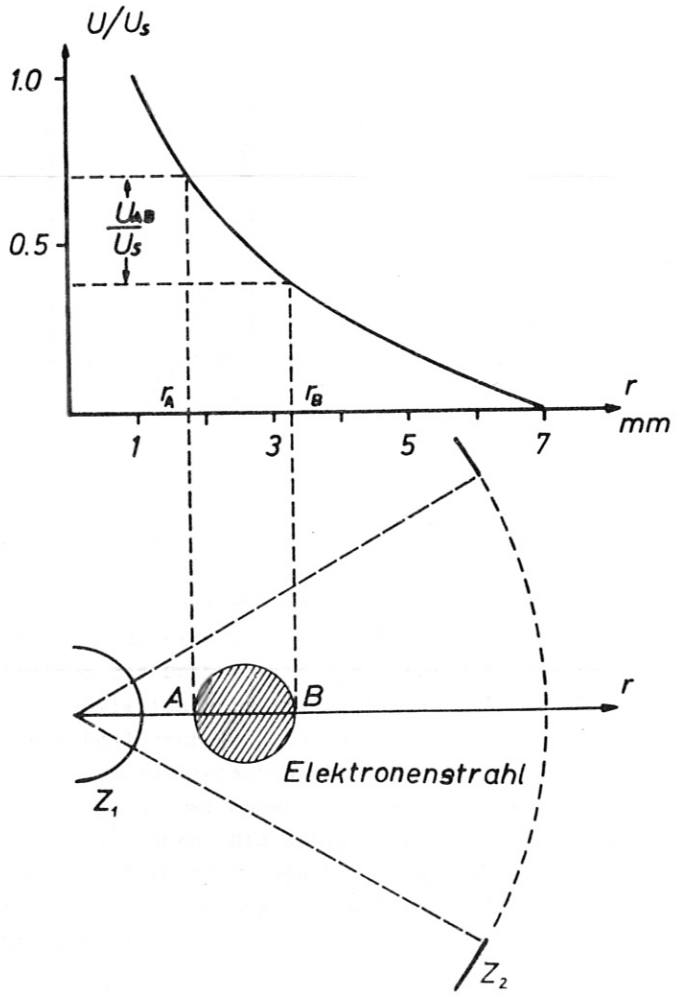

Fig. 18 Potentialverteilung und Lage des Elektronenstrahls zwischen den Zylindern Z_1 und Z_2

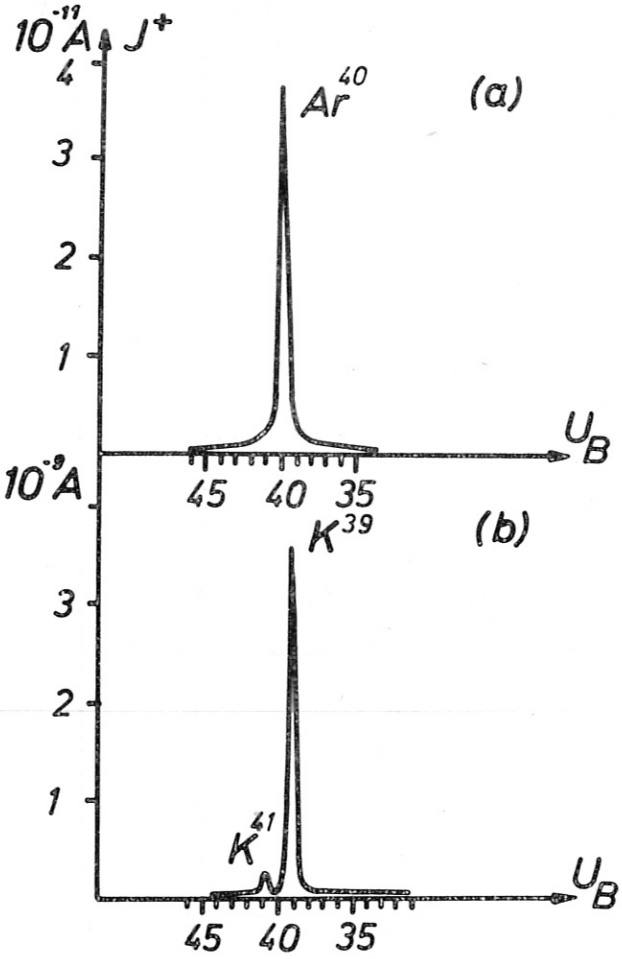

Fig. 19 zeigt die Ar^{40} Linie, aufgenommen mit der Elektronenstoßquelle. Zum Vergleich sind noch die Massenlinien von K^{41} und K^{39} mit der thermischen Ionenquelle gemessen worden. Man sieht bei der Ar^{40} Linie deutlich die Verbreiterung des Linienfußes. Bei vollem Öffnungswinkel der Elektronenstoßquelle ist das Auflösungsvermögen A = 32. Durch Verengung des Öffnungswinkels um den Winkel φ kann das Auflösungsvermögen auf A = 150 gesteigert werden.

Fig. 19

(a) Ar^{40} Linie (aufgenommen mit der Elektronenstoßquelle)

(b) K^{41}, K^{39} Linien (aufgenommen mit der thermischen Ionenquelle)

3.5 Massenspektren

Fig. 20 stellt das Massenspektrum eines ultrareinen Wolframdrahts (0,1 mm ø) dar, der als Heizdraht für ein Vierdrahtionisationsmanometer für hohe Drücke verwendet wurde [20]. Beim Aufheizen des Drahtes mit 0,8 A tritt K^+ und Na^+-Emission auf, die mit der Zeit abnimmt. Die Na^+-Emission sinkt schneller ab als der K^+-Ionenstrom. Der Grund dafür sind die verschiedenen Ionenradien von Na^+ (0.95 Å) und K^+ (1.33 Å). Na^+ kann wegen des kleineren Ionenradiuses besser zwischen den W-Atomen (1.37 Å) hindurch an die Oberfläche wandern als die K^+ Ionen [21]. Bei höherem Heizstrom (1,2 A) tritt Al^+-Emission auf, bei weiterem Aufheizen (1,6 A) Ca^+ Ionen. Die Spektren wurden jeweils in einem Zeitabstand von 10 Minuten hintereinander aufgenommen. Die Erhöhung des Heizstroms um 0,4 A geschah jeweils 5 Minuten nach Aufnahme des Spektrums. Daß Al^+ und Ca^+ Ionen erst bei höheren Heizströmen und damit bei höheren Temperaturen auftreten, liegt in erster Linie an den höheren Ionisierungsenergien (Al: 5,9 eV, Ca: 6,11 eV).

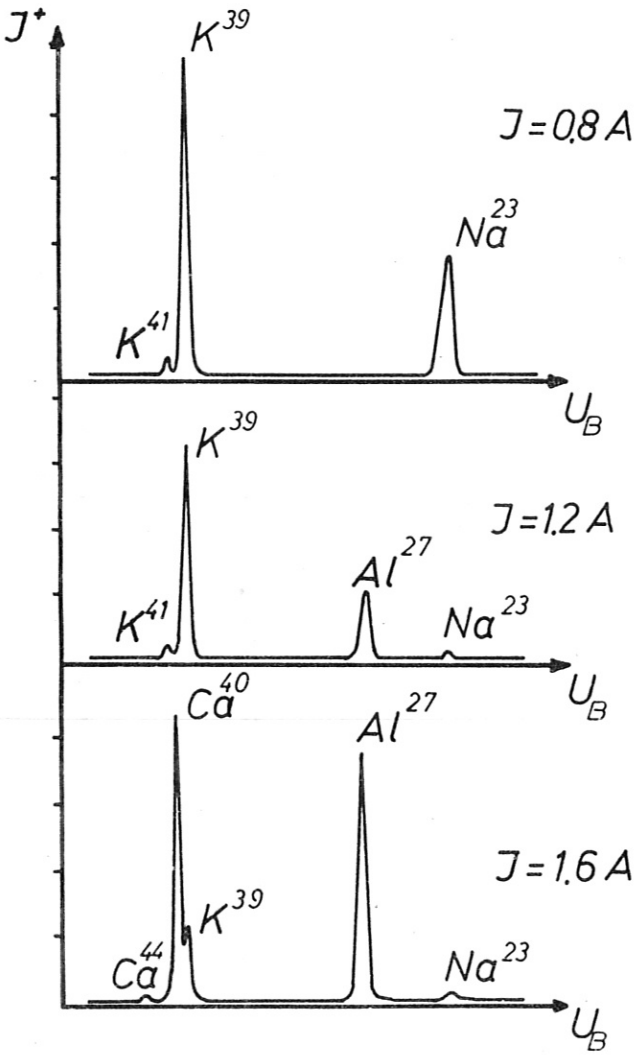

Fig. 20

Massenspektrum eines W-Drahtes (0,1 mm ø) bei verschiedenen Heiztemperaturen aufgenommen.

Fig. 21 zeigt das Spektrum von Kalium aufgenommen mit einem Auflösungsvermögen von A = 250. Der Öffnungswinkel war $\alpha = 5^{\circ}$ bei $\varphi = 55^{\circ}$.

Fig. 22 demonstriert noch das Auflösungsvermögen der Elektronenstoßquelle anhand der Krypton-Massenlinie. In Bild (a) sind bei einem Öffnungswinkel von 60° (φ = o) nur die Massenlinien von Kr^{86} und Kr^{84} sichtbar. Bei Verkleinerung des Öffnungswinkels um $\varphi = 50^{\circ}$ auf $\alpha = 10^{\circ}$ werden auch die Linien von Kr^{83} und Kr^{82} sichtbar.

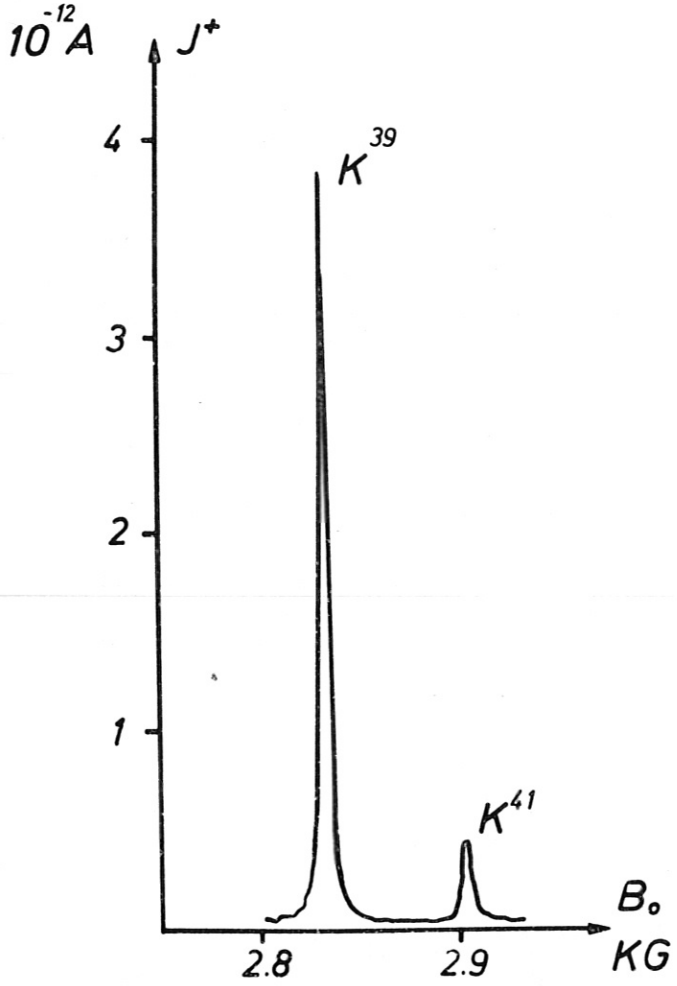

Fig. 21 Spektrum von K^+ aufgenommen mit der thermischen Ionenquelle ($\alpha = 5^o$, $\varphi = 55^o$).

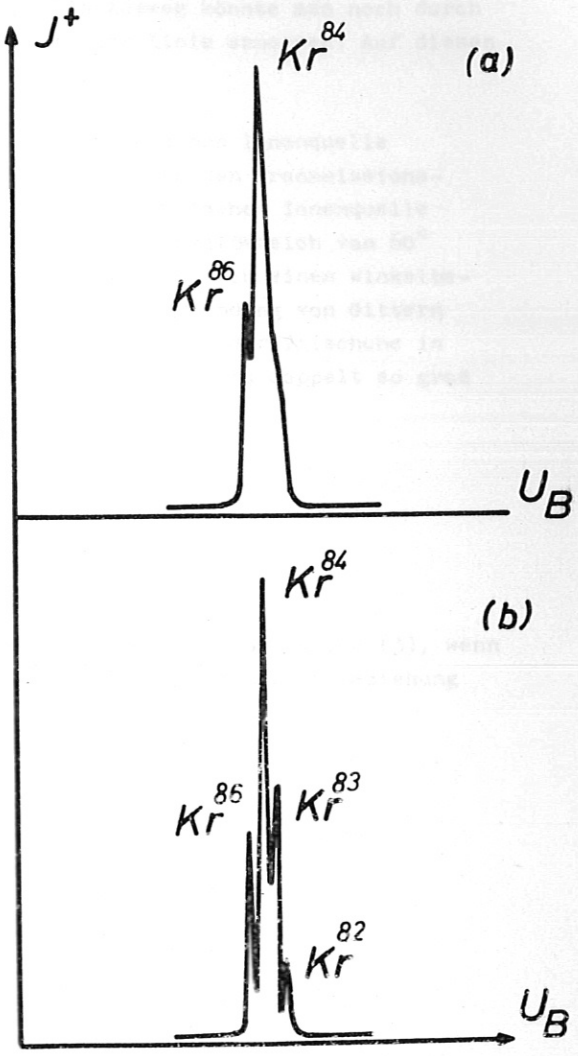

Fig. 22 Krypton-Massenlinien aufgenommen mit der Elektronenstoßquelle
(a) $\alpha = 60^o$, $\varphi = 0^o$
(b) $\alpha = 10^o$, $\varphi = 50^o$.

3.6 Zusammenfassende Diskussion

Das gebaute Weitwinkelspektrometer erfaßt im Vergleich zu allen uns aus der Literatur bekannten Magnetfeldmassenspektrometer mit 0,1 sterad den größten Raumwinkel*). Das Hauptproblem bestand in der Abschirmung des Streufeldes, insbesondere an der Eintrittsseite des Magneten. Unter Verwendung von μ-Metall als zusätzliche Abschirmung innerhalb der Weicheisenblende konnte die Abschirmung verbessert werden. Dadurch wurde der Streufeldbereich verkleinert und somit der Einfluß des Streufeldes die horizontale Teilchenbahn verringert. Die Fokussierung des Strahls wurde

*) Jedoch gibtes ß-Spektrometer mit größerem Raumwinkel [24]

verbessert und das Auflösungsvermögen bei kleinen Öffnungswinkeln erhöht. Nachteilig auf das Auflösungsvermögen wirkte sich auch die Krümmung der Spektrallinien aus. Diese wird durch den Einfluß des Streufeldes auf die vertikale Teilchenbahn verursacht. Dieser Nachteil konnte durch Verkleinerung der Auffängerspalthöhe verringert werden. Als Ausweg könnte man noch durch Ausmessen der Spektrallinienform den Auffängerspalt der Krümmung der Linie anpassen. Auf diesen Weg könnte wieder der volle Transmissionsgrad erhalten werden.

Der gesamte Transmissionsgrad des Spektrometers beträgt mit der thermischen Ionenquelle $\eta = 0.07$ mit der Elektronenstoßquelle $\eta = 0.25$. Der Unterschied zwischen den Transmissionsgraden der beiden Ionenquellen kommt dadurch zustande, daß bei der thermischen Ionenquelle die Ionen radial in einem 360° Winkel abgesaugt werden und davon ein Winkelbereich von 60° entnommen wird. Bei der Elektronenstoßquelle erfolgt die gesamte Absaugung in einem Winkelbereich von 60°. Eine Verbesserung der Ionenausbeutung läßt sich durch Verwendung von Gittern mit höherer Transparenz erreichen. Darüber hinaus könnte durch Einbeziehen der Polschuhe in die Magnetfeldkammer der Raumwinkel vergrößert werden, da der Polschuhabstand doppelt so groß ist wie der Innendurchmesser der verwendeten Magnetfeldkammer.

4. Anhang

4.1 Ableitung der Eintrittsrandkurve

Zu einer Differentialgleichung für die Feldbegrenzungskurve kommen wir nach Gleichung (3), wenn wir f als Polarkoordinate r mit dem Pol im Brennpunkt deuten und auch ε durch eine Beziehung der Polarkoordinaten ausdrücken.

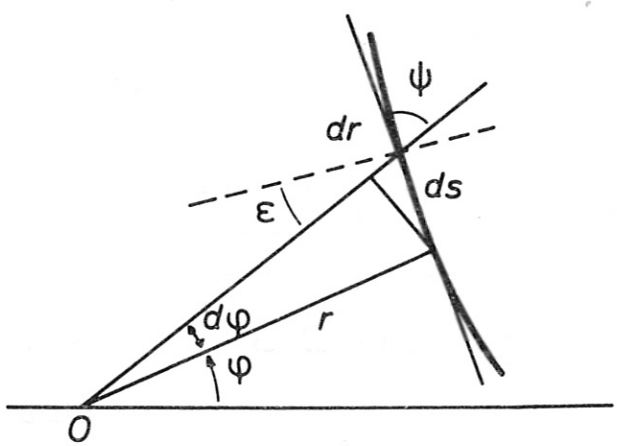

Fig. 23

Aus Fig. 23 ergibt sich

$$r \cdot d\varphi = ds \sin \varphi$$
$$dr = ds \cdot \cos \Psi$$

$$\frac{1}{r}\frac{dr}{d\varphi} = \cot \Psi$$

und $\Psi = (\frac{\pi}{2} - \varepsilon)$

oder $\tan \varepsilon = \frac{1}{r}\frac{dr}{d\varphi} = \frac{r'}{r}$

in Gleichung (3) eingesetzt ergibt

$$r = \frac{R}{\frac{r'}{r} - \frac{c}{R} \cdot \frac{1+2(r'/r)}{3\sqrt{1 + (r'/r)^2}}}$$

und durch entsprechende Umformung um den Bruch und die Wurzel zu beseitigen

$$\left[4\left(\frac{r'}{r}\right)^6 + 8\left(\frac{r'}{r}\right)^4\right]\frac{c^2}{9R^2} + \left(\frac{r'}{r}\right)^2\left(\frac{5c^2}{9R^2} - 1\right) + \left(\frac{r'}{r}\right)\frac{2R}{r} - \frac{R^2}{r^2} + \frac{c^2}{9R^2} = 0 \,.$$

Das ist eine Differentialgleichung 1. Ordnung und sechsten Grades für die Randkurve des Magnetfeldes.

Näherungen

Es sei $\frac{c}{R} = 0{,}1$ und $\tan\varepsilon = \frac{r'}{r} < 1$,

Dann ist $\frac{c^2}{9R^2} \ll 1$ und $\frac{5c^2}{9R^2} \ll 1$,

Damit können wir die Glieder mit r'^4 und r'^6 vernachlässigen und erhalten dann die Differentialgleichung

$$r'^2 - r'.2R - r^2\frac{c^2}{9R^2} + R^2 = 0$$

$$r' = R \pm \frac{rc}{3R} \,.$$

Lösung dieser Gleichung ist dann

$$r = \pm\frac{3R}{c}\exp\pm\frac{c}{3R}\left[\pm\frac{c}{3R}(\varphi+C_1)\mp\right]\frac{3R^2}{c}$$

mit $\varphi = o \quad r = \ell_o$

$$r = \left(\ell_o \pm \frac{3R^2}{c}\right)\exp\left(\pm\frac{c}{3R}\cdot\varphi\right)\mp\frac{3R^2}{c} \,,$$

Für $o \leq \varphi^o_{rad} \leq 1$ kann die Exponentialfunktion entwickelt werden

$$\boxed{r = \ell_o \pm \varphi\left(\ell_o \cdot \frac{c}{3R} \pm R\right)}$$

Das ist eine Archimedische Spirale

somit ist $A = \ell_o \frac{c}{3R} \pm R$,

Auswahl der Lösung

Nach unserer Lösung ist

$$\tan\varepsilon = \frac{\pm\ell_o \cdot \frac{c}{R} \pm R}{\ell_o \pm \varphi\left(\ell_o \frac{c}{3R} \pm R\right)}$$

in Gleichung (3) eingesetzt ergibt

$$f = \frac{\ell_o \pm \varphi\left(\ell_o \frac{c}{3R} \pm R\right)}{1 + \frac{c}{3R^2}\ell_o(\pm 1 - 1) - \frac{c}{3R}\varphi\left(1 \pm \ell_o\frac{c}{3R^2} - \frac{\left(\ell_o \cdot \sqrt{\frac{2c^3}{27R^3}} \pm \sqrt{\frac{2}{8}}\, c\right)^2}{\left[\ell_o \pm \varphi\left(\ell_o \frac{c}{3R} \pm R\right)\right]}\right)} \,.$$

Im Nenner ist der 2. Term in guter Näherung gleich $-\frac{c}{3R}\cdot\varphi$

der 3. Term ist angenähert gleich $\frac{2c}{3}\quad\frac{1}{\ell_o \pm (\ell_o \frac{c}{3R} \pm R)} = \frac{20}{3} = \frac{2c}{3r}$

wir erhalten

$$f = \frac{\ell_o \pm \varphi\,(\ell_o \frac{c}{3R} \pm R)}{1 + \frac{c}{3R}\,\ell_o\,(\pm 1\text{-}1) - \frac{c}{3R}\varphi - \frac{2c}{2r}}\,.$$

Der Nenner kommt der 1 am nächsten, wenn wir das obere Vorzeichen wählen

$$r = f = \frac{\ell_o + \varphi(\ell_o \frac{c}{3R} + R)}{1 - \frac{c\cdot\varphi}{3R} - \frac{2c}{3r}}\,.$$

Die ausgewählte Lösung lautet also

$$\boxed{r = \ell_o + \varphi\,(\ell_o \cdot \frac{c}{3R} + R),}$$

4.2 Apparativer Aufbau

a) Magnet

Der Magnet wurde von Herrn Krüger von der Abteilung Magnetfeldtechnik entworfen. Als Material wurde gewöhnliches Weicheisen St 37 verwendet. Die Polschuhform wurde erst grob herausgehobelt und anschließend gefeilt. Das Magnetfeld wird von vier wassergekühlten Spulen erzeugt. Jede Spule hat 33 Windungen; die maximale Belastbarkeit beträgt 200A. Fig.24 gibt die Abhängigkeit der max. Feldstärke zwischen den Polschuhen von der Stromstärke an.
Als Stromversorgung diente ein Gleichstromnetzgerät (max. 50 V, 100 A, Stromstabilisation < 0,1°/oo) oder ein Gleichstromgenerator (20 V, 600 A, Stromschwankungen ≈ 1 %). Die Feldstärke wurde mit einer Hallsonde gemessen. Mit der Nullabgleichmethode konnte die Feldstärke mit einer Genauigkeit von $10^{-4}\cdot B_o$ ermittelt werden. Die Feldschwankungen lagen etwa in dieser Größenordnung.

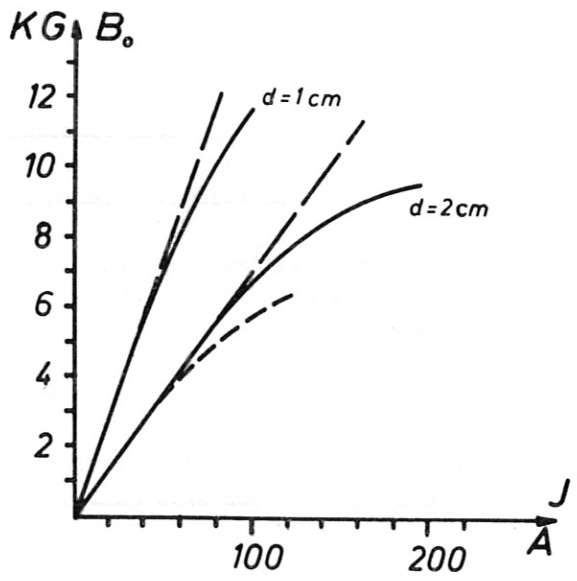

Fig. 24 Magnetisierungskurve des Eisenjochs
(d = Spaltbreite des Magneten)
——— ohne
------ mit) Abschirmung

b) Aufbau der Abschirmung

Der kritische Punkt bei dem Weitwinkelspektrometer war die Abschirmung des Streufeldes an der Eintrittsseite des Magneten. Mit einer 2 cm dicken Weicheisenblende allein konnte das Feld nur ungenügend abgeschirmt werden. Bei einer Feldstärke von B_o = 3000 G betrug die Restfeldstärke innerhalb der Blende noch 110 G. Um nun die störende Wirkung dieses Restfeldes auf die Ionenbahnen zu verringern, wurde eine Abschirmung aus μ-Metall gebaut. Nach einem Vorschlag von Herrn Dr. Liebl wurde die Blende so aufgebaut, wie es Fig. 25 im Querschnitt zeigt.

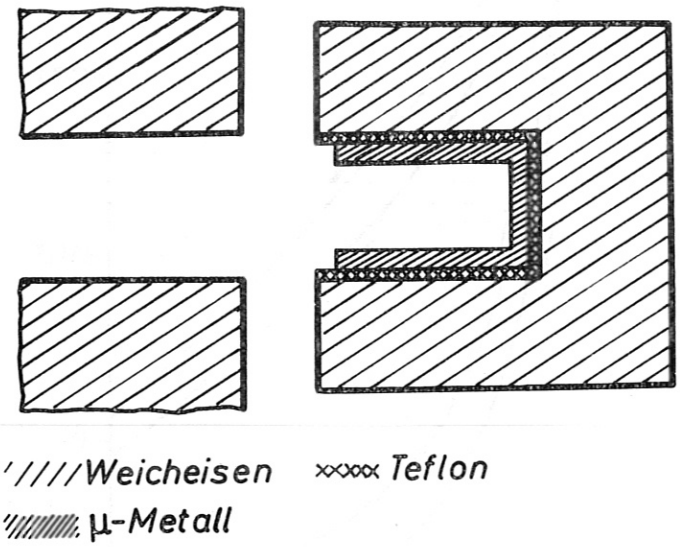

Fig. 25

Querschnitt durch die Abschirmblende

Die Weicheisenblende (Dicke 2 cm) enthält eine ähnlich geformte Blende aus 2 mm starken μ-Metallblech. Das μ-Metall schließt nicht mit dem Rand der Weicheisenblende ab, sondern ist um 5 mm zurückversetzt. Auf diese Weise wird ein zu großer magnetischer Fluß durch das μ-Metall, verursacht vom Streufeld, vermieden. Die μ-Metallabschirmung hat also nicht die Aufgabe den Streufeldabfall zu beeinflußen, sondern dient lediglich dazu, die Restfeldstärke innerhalb der Weicheisenblende noch weiter herabzusetzen. Zwischen μ-Metall und Weicheisen befindet sich eine Schicht aus unmagnetischen Material, z. B. Teflon. Damit wird wiederum eine zu große Durchflutung des μ-Metalls vermieden.

Die Messungen der Restfeldstärke innerhalb der neuen Abschirmung zeigt Fig. 26. Zum Vergleich wurde noch die Restfeldstärke der alten Abschirmung gegenübergestellt. In beiden Fällen konnte durch vorhergehendes Erhöhen der Feldstärke auf B_o = 5000 G und dann zurückgehen auf den Arbeitspunkt von B_o = 3000 G die Restfeldstärke erniedrigt werden. Der Grund liegt darin, daß die Blende magnetisiert wird und dadurch ein Gegenfeld zwischen den Abschirmplatten erzeugt.

Der Vergleich mit der alten Abschirmung ergibt eine Erniedrigung des Restfeldes von 110 G auf 12 G also etwa auf $^1/_{10}$ des ursprünglichen Wertes.

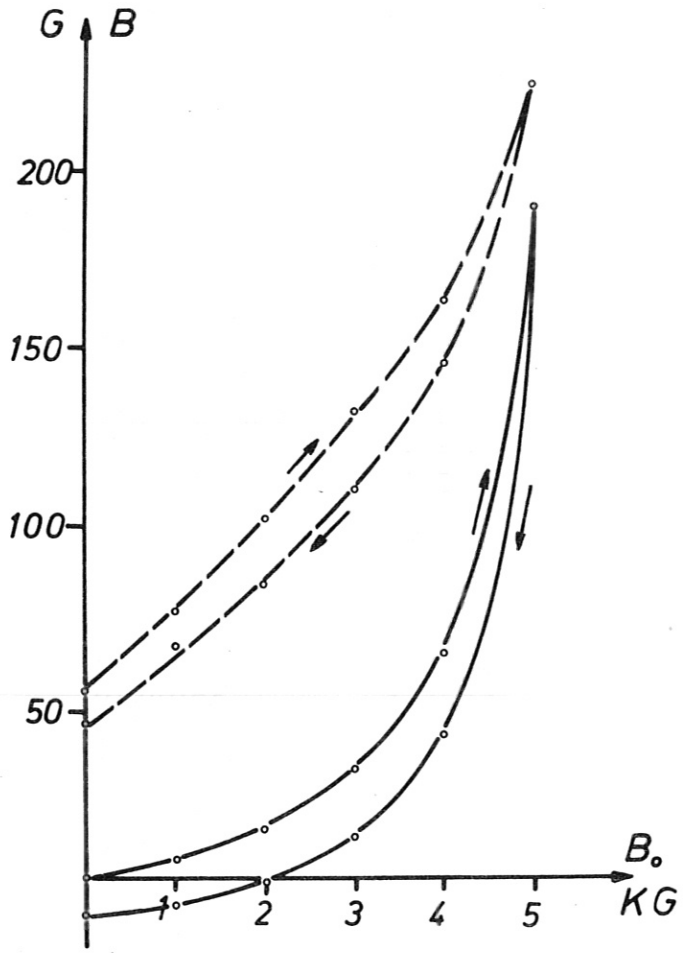

Fig. 26

Restfeldstärke innerhalb der Abschirmung an der Eintrittsseite des Magneten

- - - - alte
——— neue) Abschirmung

c) Vakuumapparatur

Aus dem Gesamtweg, den die Ionen von der Quelle bis zum Auffänger zurücklegen müssen und aus der mittleren freien Weglänge der Ionen in Luft ergibt sich der erforderliche Druck in der Apparatur zu $< 10^{-5}$ Torr. Mit einer 100 l/sec Öldiffusionspumpe und einer Vorpumpe konnte ein Endvakuum von 10^{-6} Torr erreicht werden. Die Magnetfeldkammer ist aus Messing hartgelötet. Der T-Flansch der die Ionenquelle enthält, besteht aus Weicheisen, um das Streufeld abzuschirmen. Die Restfeldstärke im Flansch ist $< 1\ \%\ B_{max}$. Die Bewegung des Auffängers in die beiden Koordinatenrichtungen wird mit einem justierbaren Federbalg vorgenommen.

4.3 Thermische Ionenquelle

Der Aufbau der Ionenquelle ist, wie die Zeichnung zeigt, relativ einfach (Fig. 27). Sie besteht im wesentlichen aus einem V2A-Zylinder (12 mm Ø) und einem Wolframdraht (0,3 mm Ø) der die Zylinderachse bildet. Im Zylindermantel ist ein Fenster ausgeschnitten. Die Breite des Fensters

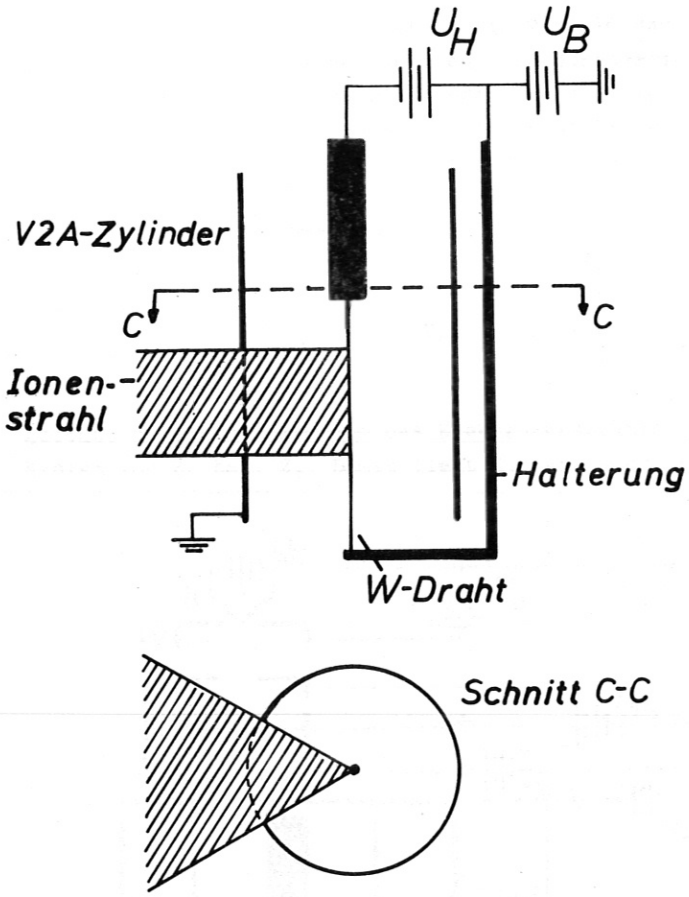

Fig. 27

Schematischer Aufbau der thermischen Ionenquelle

ist so gewählt, daß ein 60° Winkel entsteht. Das Fenster ist mit einem Nickelgitter bedeckt, um eine Potentialfläche zu erhalten. Stegweite des Gitters ist 0,25 mm. Die Transparenz beträgt 0,75. Die Alkaliverbindung (NaCl) wird auf den W-Draht möglichst gleichmäßig aufgetragen und eingedampft. Durch Erhitzen des Drahtes auf 900 - 1000° C erhält man Alkaliionen.

Die Intensität des Ionenbündels, das aus der Quelle kommt, wurde abhängig von Winkel φ gemessen (Fig. 28). Man sieht, daß der Öffnungswinkel ziemlich gut homogen ausgeleuchtet ist. Die Ionenausbeute betrug $\eta_q = 0.14 \pm 0.02$ der gesamten erzeugten Ionen. Das ist auch theoretisch zu erwarten, wenn man berücksichtigt, daß etwa 1/6 des Gesamtstroms die Quelle überhaupt verlassen kann. Dazu kommt noch die Transparenz des Gitters von 0,75, so daß sich ein theoretischer Wert von $\eta_q = 0.125$ ergibt.

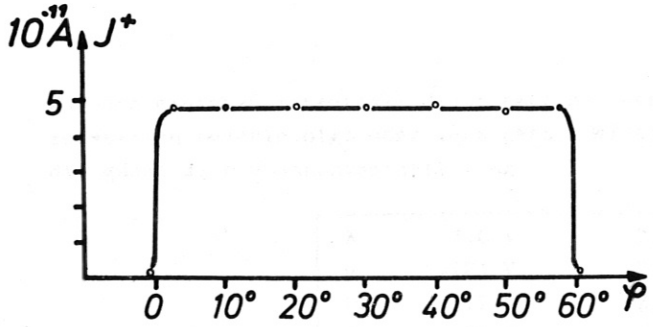

Fig. 28 Intensitätsverteilung des 60° Ionenstrahls, abhängig vom Winkel φ

4.4 Elektronenstoßquelle

Der Aufbau ist bereits schematisch in Fig. 16 dargestellt. Als Elektronenkanone wurde eine erprobte Anordnung aus einem anderen Anwendungsgebiet übernommen [13]. Ebenso das Steuergerät für die Elektronenkanone. Die Anode, die drei konzentrischen Zylinder, die Blende E_1 und der Kollektor E_2 sind aus V2A-Stahl. Die verwendeten Gitter sind die gleichen wie bei der Thermionenquelle. Die Schaltung der Elektronenstoßquelle ist aus Fig. 29 zu entnehmen.

Die Anode wurde auf das Potential

$$U_A = U_B - U_G \cdot \frac{\ln \frac{r_e}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

gelegt. r_e ist der Abstand des Elektronenstrahls von der Zylinderachse. r_1 und r_2 sind die Radien von Z_1 bzw. Z_2. Damit liegt die Anode und die Bahn der Elektronen zwischen Z_1 und Z_2

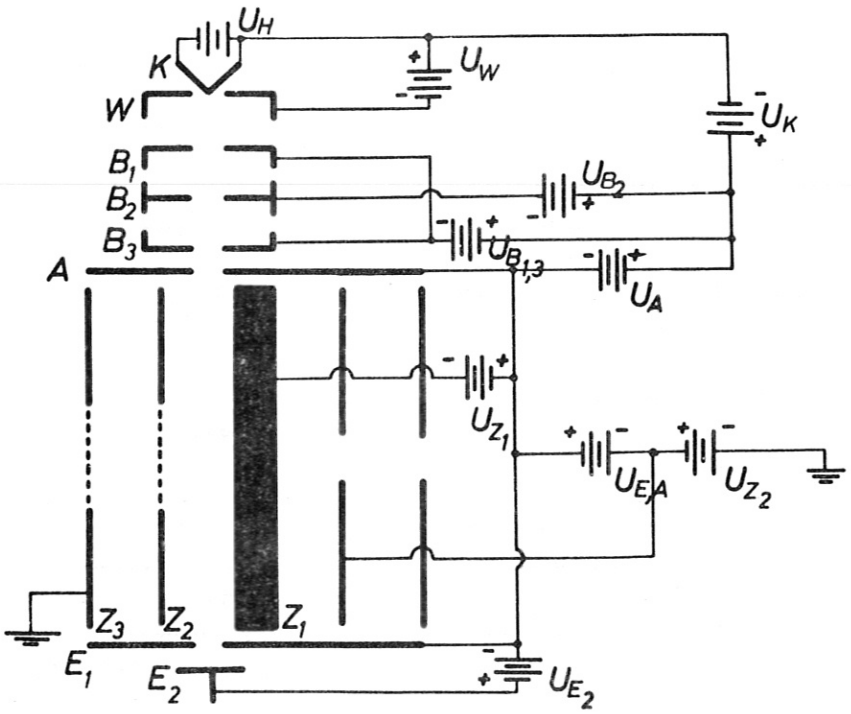

Fig. 29

Schaltbild der Elektronenstoßquelle

auf dem gleichen Potential, die Elektronen werden also nach Verlassen der Anode nicht noch zusätzlich beschleunigt oder verzögert. Bei einer Beschleunigungsspannung von U_B = 400 V war die günstigste Spannungseinstellung

K	-110 V	Z_1	+ 400 V
W	-123 V	Z_2	+ 360 V
B_1	+377 V	Z_3	0 V
B_2	- 20 V	E_1 = A	+ 390 V
B_3	+377 V	E_2	+ 365 V

$I^-_{E_2}/I^-_K$ = 30 %

Für die Möglichkeit die Arbeit im IPP durchzuführen, sind wir Herrn Dr. v. Gierke dankbar. Herrn Dr. Liebl und Herrn Dr. Poschenrieder möchten wir für zahlreiche Hinweise und Diskussionen danken.

Literatur

[1] W.R. Smythe, L.H. Rumbaugh, S.S. West — Phys.Rev. 45, 724 (1924)

[2] M. Cotte — Ann.Phys. 10, 333 (1938)

[3] M. Camac — Rev.Sc.Instr. 22, 197 (1951)

[4] W. Cross — Rev.Sc.Instr. 22, 717 (1951)

[5] N.G. Afana'sev — Isv.AN.SSSR sev.tiz. 24, 1157 (1960)

[6] N.I. Tarantin, A.V. Dem'yanov — Sov.Phys.-Techn.Phys. 10, 154 (1965)

[7] R. Herzog — Z.Physik 97, 596 (1935)

[8] L. Kerwin — Ion.Optics from Mass Spectrometry edited by Ch.A. McDowell, McGraw Hill, New York (1963)

[9] R. Herzog — Z.f.Naturforschung 10a, 887 (1955)

[10] A. Kholmovskii — Atomnaya Energiya 9, 301 (1960)

[11] N.G. Afana'sev, A.V. Vysotskaya, V.A. Goldshtein, A.V. Dem'yanov, V.I. Stertsev — Pribory: Tekhnika Eksperimenta 5, 48 (1964)

[12] H. Ewald, H. Hintenberger — Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Weinheim Verlag Chemie (1953)

[13] E.W. Blauth, G. Venus — IPP Laborbericht 2/39, 1965; Advances in Vacuum Science and Technology Vo2, Bd.2, 523 (1965)

[14] E.W. Blauth — IPP Laborbericht 2/63 (1967), Vakuumtechnik 17, 90 (1968)

[15] M.v. Ardenne — Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie Berlin Deutsche Verlag der Wissenschaften (1956).

[16] I. Koch — Z.Phys. 100, 679 (1936)

[17] H. Voshage, H. Hintenberger — Z. Naturforschung 14), 216 (1956)

[18] N.R. Daly — Rev.Sc.Instr. 31, 264 (1960)

[19] H.W. Werner — Advances in Vakuum Science and Technology Vol.2 Bd.2 493

[20] E.W. Blauth, W. Heiland, H.G. Schäffler — IPP Laborbericht 2/75 (1968); Z.f.angew.Physik (wird veröffentlicht)

[21] R.E. Minturn, S. Datz, E.H. Taylor — J. Appl.Phys. 31, 876 (1960)

[22] C. Brunneé, H. Voshage — Massenspektrometrie, München Thiemig-Verlag (1964)

[23] H. Ewald, H. Liebl — Z. Naturforschung 10a, 872 (1955)

[24] O.B. Nielson, O. Kofoed-Hansen — Dan.Mat.Fys. 6, 29 (1955)