

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Entwicklung und Erprobung eines
doppelfokussierenden, statischen, axial-
symmetrischen Massenspektrometers⁺)

Development and Testing of a
Double-focusing, Static, Axisymmetric
Mass Spectrometer

G. Ritter

IPP 9/27

April 1979

+) Dissertation Universität Innsbruck,
April 1979

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

April 1979

Abstract

A double-focusing, static, axisymmetric mass spectrometer was developed which affords very high acceptance ($\text{cm}^2 \text{sr}$) compared with conventional mass spectrometers owing to its large solid angle of 0.178 sr.

The ion optical properties of the instrument were tested by bombarding various targets (Al, Ni, Ti, Cu, C, Si) with potassium or caesium ions from a thermionic ion source with energies of 1, 2 and 3 keV and recording mass spectra of positive and negative sputtered ions. The ion optical beam path was calculated analytically (magnet system) in part and numerically in part (energy analyzer, einzel lenses and detector system) and represented in graph form. The results obtained from the mass spectra showed that the magnet system with its twelve permanent magnets is too irregular to produce mass lines with good resolution. Furthermore, it was found that the maximum primary energy of the alkali ions that was possible in this mass spectrometer owing to the breakdown strength was not sufficient to record surface-specific mass spectra since the target surface was covered within a very short time with an at least monatomic layer of alkali ions from the thermionic ion source.

In view of the difficulties stated it was only possible to demonstrate that this mass spectrometer works in principle. It was therefore no longer possible, for example, to test one of the most interesting application possibilities, namely mass spectroscopy of post-ionized, sputtered neutrals, although the electron impact source was available for installation.

ZUSAMMENFASSUNG

Es wurde ein doppelfokussierendes, statisches, axialsymmetrisches Massenspektrometer entwickelt, das auf Grund des großen erfaßten Raumwinkels von $0,178 \text{ sr}$ eine im Vergleich zu konventionellen Massenspektrometern sehr hohe Akzeptanz ($\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$) aufweist.

Zur Prüfung der ionenoptischen Eigenschaften des Gerätes wurden verschiedene Targets (Al, Ni, Ti, Cu, C, Si) mit Kalium- bzw. Cäsiumionen aus einer Thermionenquelle mit Energien von 1, 2 und 3 keV beschossen und Massenspektren positiver und negativer zerstäubter Ionen aufgenommen. Der ionenoptische Strahlverlauf wurde teils analytisch (Magnetsystem) und teils numerisch (Energieanalysator, Einzellinsen und Detektorsystem) berechnet und grafisch dargestellt. Auf Grund der Ergebnisse der aufgenommenen Massenspektren stellte sich heraus, daß das Magnetsystem aus zwölf Dauermagneten zu unregelmäßig ist, um gut aufgelöste Massenlinien zu erzeugen. Weiters zeigte sich, daß die maximale Primärenergie der Alkaliionen, die in diesem Massenspektrometer wegen der Überschlagfestigkeit möglich war, nicht ausreichte, um oberflächenspezifische Massenspektren aufzunehmen, da die Targetoberfläche innerhalb kürzester Zeit mit einer mindestens monoatomaren Schicht von Alkaliionen aus der Thermionenquelle bedeckt war.

Auf Grund der aufgezeigten Schwierigkeiten war es nur möglich, das prinzipielle Funktionieren dieses Massenspektrometers zu zeigen. So konnte auch eine der interessantesten Anwendungsmöglichkeiten, nämlich die massenspektroskopische Untersuchung der nachionisierten zerstäubten Neutralteilchen, nicht mehr getestet werden, obwohl die Elektronenstoßquelle einbaufertig vorlag.

VORWORT

Die vorliegende Arbeit wurde in der Abteilung Oberflächenphysik bzw. Projekt PWW (Plasma-Wand-Wechselwirkung) des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching bei München ausgeführt. Dem Projektleiter, Herrn Dr. H. Vernickel, danke ich für sein Interesse, für die Bereitstellung von Institutsmitteln und für seinen Einsatz, wenn es darum ging, die Verwaltung zu beschwören.

Herrn Univ.Prof. Dr. Max Pahl möchte ich danken, daß ich diese Arbeit in einem so bekannten Forschungsinstitut durchführen konnte. Durch sein förderndes Interesse bei einigen Besuchen in Garching erhielt ich nicht nur wertvolle Hinweise, sondern auch die Gewißheit, daß man mich während meiner mehr als dreijährigen Abwesenheit vom Institut für Atomphysik der Universität Innsbruck nicht vergessen hat.

Mein Betreuer, Herr Dr. H. Liebl, unter dessen Anleitung ich die Arbeit durchführen konnte, verlor trotz vieler Besprechungen und wiederholter Erklärungen nie die Geduld und trug durch viele wertvolle Ratschläge in seiner ruhigen Art zum Abschluß der Arbeit bei. Aber auch die anderen wissenschaftlichen Mitarbeiter brachten mit ihrem Wissen immer wieder Licht in das Dunkel meiner Kenntnisse.

Herr Daser brachte Ordnung ins Wirrwarr meiner Konstruktionszeichnungen, und Frl. Hirschinger war stets zur Stelle, wenn es darum ging, Zeichnungen abbildungsreif zu verschönern.

Zuletzt, aber nicht minder herzlich, gilt mein Dank all den anderen technischen Mitarbeitern, die mir mit und ohne kleine Aufmunterungen stets mit Rat und Tat zur Seite standen.

I N H A L T S A N G A B E

| | Seite |
|--------------------------------------------|-------|
| 1. EINLEITUNG | 1 |
| 2. AUFGABENSTELLUNG | 7 |
| 3. BESCHREIBUNG DES IONENOPTISCHEN SYSTEMS | |
| 3.1 Axialsymmetrie. | 8 |
| 3.2 Ionenbahnen | 11 |
| 3.3 Doppelfokussierung. | 30 |
| 3.4 Auflösungsvermögen. | 31 |
| 3.5 Transmission. | 34 |
| 4. TECHNISCHE EINZELHEITEN | |
| 4.1 Apparatur und Vakuumsystem. | 35 |
| 4.2 Ionenquelle mit Primäroptik | 39 |
| 4.3 Targethalter. | 42 |
| 4.4 Energieanalysator | 43 |
| 4.5 Einzellinsen. | 44 |
| 4.6 Magnetsystem. | 46 |
| 4.7 Detektorsystem. | 48 |
| 4.8 Elektronik. | 50 |
| 5. ERGEBNISSE | |
| 5.1 Einkanalmessungen | 54 |
| 5.2 Zwölfkanalmessungen | 57 |
| 6. DISKUSSION DER MEßERGEBNISSE | 69 |
| 7. ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION. | 71 |
| LITERATURÜBERSICHT | 75 |

1. EINLEITUNG

Konventionelle, statische Massenspektrometer besitzen eine kleine Akzeptanz ($\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$) für die zu analysierenden Ionen, um die Bildfehler klein zu halten, sodaß das Auflösungsvermögen in erster Näherung nur von geometrischen Daten abhängt. Diese Einschränkung auf Ionenbündel mit kleinen Öffnungswinkeln ist der üblichste Weg für den Entwurf eines Massenspektrometers (im folgenden kurz MSM genannt), setzt aber voraus, daß die Ionen auf eine - verglichen mit ihrer Anfangsenergie - hohe Energie beschleunigt werden.

Für einzelne Anwendungen ist es jedoch notwendig, Ionen mit gegebener Anfangsenergie zu analysieren, ohne sie noch zu beschleunigen, wodurch die Ausbeute sehr gering würde. Eine solche Anwendung wäre die massenspektroskopische Untersuchung der Neutralteilchen bei Zerstäubungs-Analysen durch Nachionisation der Neutralen. In diesem Fall wäre es vorteilhaft, einen großen Raumwinkel zu erfassen, da man dadurch ein großes Ionisierungsvolumen erhält, wodurch die Ionisierungswahrscheinlichkeit gesteigert werden könnte.

Wäre es nun möglich, ein doppelfokussierendes MSM zu entwickeln, das ähnlich wie in der β -Spektroskopie und neuerdings auch in der Elektronenspektroskopie eine axial-symmetrische Anordnung hätte /1, 2, 3/, das Ionen analysiert, die innerhalb eines bestimmten Raumwinkels um einen Kegel fliegen, dessen Spitze am Ort der Quelle sitzt /4/? Die Abbildungseigenschaften eines solchen MSM wären nicht schlechter, wenn man mit demselben Halbwinkel arbeitet wie bei herkömmlichen MSM, während man aber auf diese Weise eine wesentlich höhere Transmission bekäme.

Auch bei anderen Analysemethoden der Oberflächenphysik wie AES (Auger-Elektronen-Spektroskopie) und ISS (Ion-Surface-Scattering) haben sich axialsymmetrische Anordnungen mit großem erfaßbarem Raumwinkel zur Intensitätserhöhung bestens bewährt /5, 6, 7, 8/.

Betrachten wir also einen Halbraum über einer Probenoberfläche (Abb. 1).

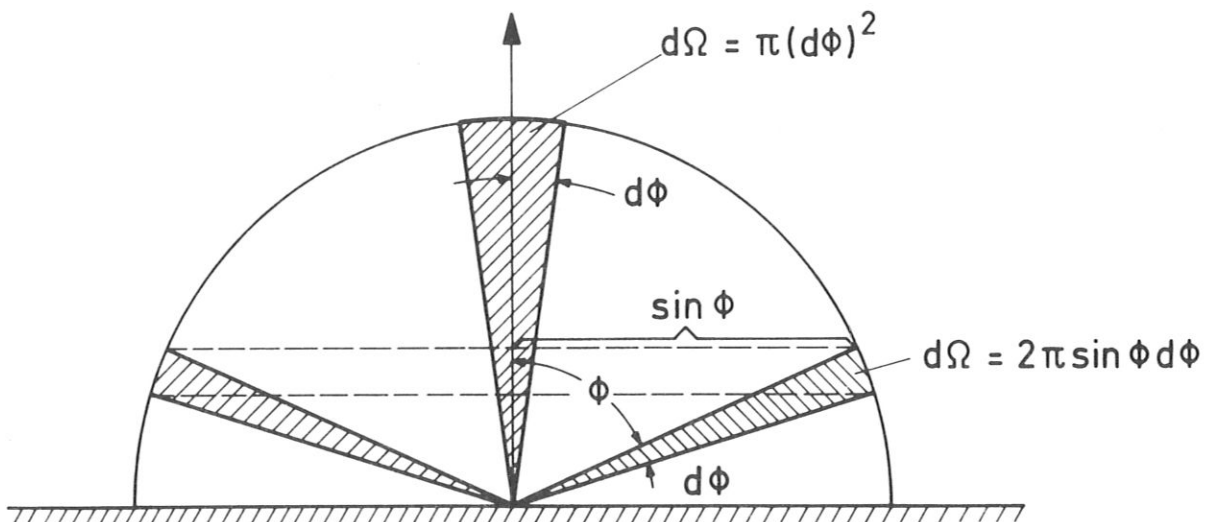


Abb. 1: Schnitt durch den Halbraum über einer Probenoberfläche

Der Raumwinkel $d\Omega$, den ein Kegel mit der Öffnung $d\varphi$ um die Zentralachse bildet, ist in der Einheitshalbkugel ($r = 1$)

$$d\Omega = \pi (d\varphi)^2. \quad (1)$$

Wie man leicht zeigen kann (Abb. 1) ist hingegen der Raumwinkel $d\Omega$, den zwei Kegeloberflächen mit den Winkeln φ und $\varphi + d\varphi$ einschließen, allgemein

$$d\Omega = 2 \pi \sin \varphi d\varphi. \quad (2)$$

Betrachtet man jetzt einen Teilchenstrom i , der von einem Element der Probenoberfläche mit einer Kosinusverteilung emittiert wird und bezeichnet den Teilchenstrom in senkrechter Richtung ($\varphi = 0$) mit i_0 , so gilt (z.B. bei der Winkelverteilung zerstäubter Teilchen, der Lichtemission eines strahlenden Oberflächenelementes, bzw. der molekularen Effusion eines Gases aus einer kleinen Öffnung) :

$$i = i_0 \cos\varphi. \quad (3)$$

Die Anzahl dn der Teilchen in einem Raumwinkelelement $d\Omega$ ist dann

$$dn = i d\Omega \quad (4)$$

und mit (2) und (3):

$$\begin{aligned} dn &= i_0 \cdot \cos\varphi \cdot 2 \pi \sin\varphi d\varphi \\ &= i_0 \pi \cdot \sin 2\varphi d\varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Mit der Normierung

$$n_o = \int_{\varnothing=0}^{\varnothing=\pi/2} dn = i_o \pi \sin^2 \varnothing \Big|_0^{\pi/2} = i_o \pi \quad (6)$$

ergibt sich die Gesamtanzahl n_o der Teilchen, die von der Probenoberfläche wegfliegen.

Somit ist das Verhältnis der Anzahl der Teilchen in einem Raumwinkelelement $d\Omega$ zur Gesamtzahl der Teilchen mit (5) und (6)

$$\frac{dn}{n_o} = \sin 2\varnothing d\varnothing \quad (7)$$

Man sieht sofort, daß dieses Verhältnis bei $\varnothing = 45^\circ$ ein Maximum besitzt, sodaß folgt:

$$\left[\frac{dn}{n_o} \right]_{\varnothing=45^\circ} = d\varnothing \quad (8)$$

Für $\varnothing = 0$ ergibt sich andererseits mit (1), (3) und (4)

$$\begin{aligned} dn &= i_o \cos 0^\circ \cdot \pi (d\varnothing)^2 \\ &= i_o \pi (d\varnothing)^2 \end{aligned}$$

und mit (6)

$$\left[\frac{dn}{n_o} \right]_{\varnothing=0} = (d\varnothing)^2 \quad (9)$$

Nimmt man nun an, daß bei senkrechtem Beschuß einer Probenoberfläche insgesamt n_o Teilchen mit einer Kosinusverteilung zerstäubt werden, dann ist der Bruchteil $\frac{dn}{n_o}$ der Teilchen, die innerhalb des Halbwinkels α emittiert werden, nach (9) gleich α^2 (siehe Abb. 2). Andererseits ist der Bruchteil $\frac{dn}{n_o}$ der Teilchen, die innerhalb des selben Halbwinkels α auf beiden Seiten einer Kegeloberfläche mit dem Öffnungswinkel $\varnothing = 45^\circ$ emittiert werden, nach (8) gleich $\underline{2} \cdot \alpha$.

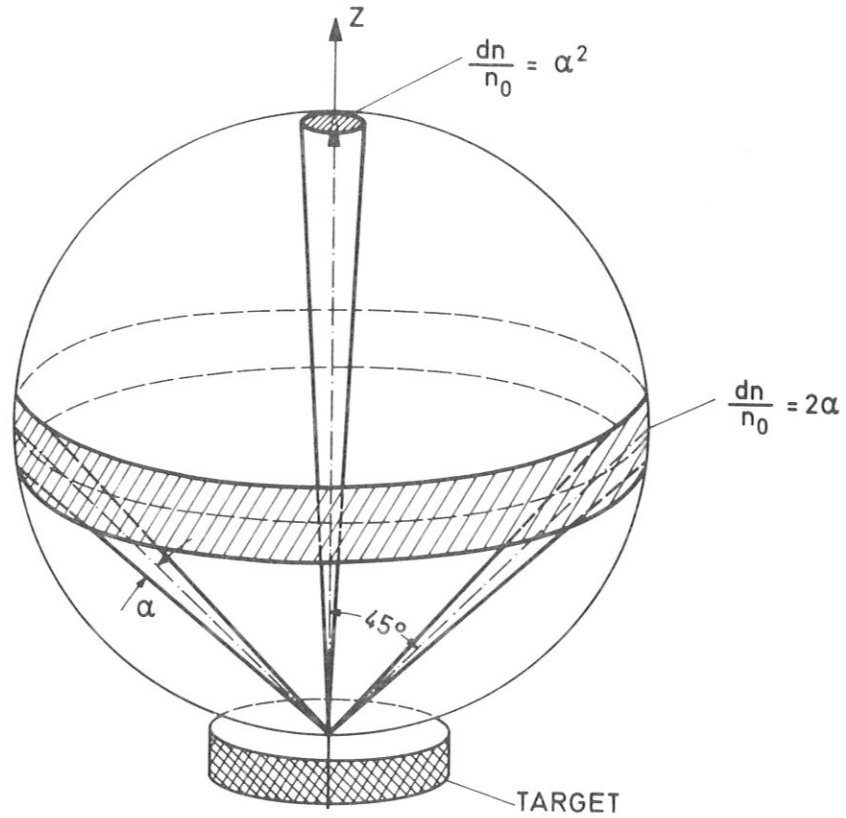


Abb. 2: Bei einer Kosinusverteilung emittierter Teilchen werden die relativen Anteile $\frac{dn}{n_0}$ der Gesamtzahl n_0 in die schraffierten Raumwinkelelemente emittiert.

Es ergibt sich daher ein Verhältnis:

$$\frac{\left[\frac{dn}{n_0} \right]_{\varnothing = 45^\circ \pm \alpha}}{\left[\frac{dn}{n_0} \right]_{\varnothing = 0^\circ \pm \alpha}} = \frac{2}{\alpha}$$

(Mit $\alpha \sim 2,3^\circ$ ergibt das einen Faktor 50).

Wenn es also gelingt, alle Teilchen massenspektroskopisch zu analysieren, die sich mit ihrer Anfangsenergie innerhalb des Halbwinkels $\alpha \approx 2,3^\circ$ auf beiden Seiten einer kegelförmigen Oberfläche mit dem Öffnungswinkel $\varnothing = 45^\circ$ befinden, so könnte man die Empfindlichkeit von SIMS-Analysen theoretisch um einen Faktor 50 steigern, bzw. mit einem 50-fach niedrigeren Primärstrom auf das Target schießen. Dieser Wert wird aber in der Praxis nicht erreicht werden, da die Hälfte der Axialgeometrie vom Magnetsystem beansprucht wird, sodaß in Wirklichkeit maximal ein Faktor 25 erreicht werden kann.

2. AUFGABENSTELLUNG

In der vorliegenden Arbeit sollte der Prototyp eines statischen, axialsymmetrischen, doppelfokussierenden Massenspektrometers entwickelt und erprobt werden, das handliche Dimensionen hat und mit dem versucht werden könnte, die zerstäubten Neutralteilchen zu analysieren.

Dieses MSM sollte zugleich eine SIMS-Anordnung mit den Vorteilen einer großen Akzeptanz zur Erhöhung der Intensität sein. Auf Grund vakuum- und fertigungstechnischer Überlegungen wurde beschlossen, eine modifizierte Form eines von Dr. Liebl /4/ konzipierten MSM aufzubauen. Die wesentlichen Modifikationen sind im folgenden kurz erläutert:

- (1) Verwendung eines starken Dauermagneten zur Erzeugung des inhomogenen Magnetfeldes
- (2) Einbau zweier konzentrischer Kugelgitter als Beschleunigungssystem
- (3) Nachweis durch ein Detektorsystem mit einem zentralen Channeltron.

Zum prinzipiellen Testen des MSM sollte eine einfache Thermionenquelle entwickelt werden, um durch Beschuß verschiedener Targetmaterialien beliebige Ionensorten für Probespektren zu bekommen. Folgende Gründe gaben den Ausschlag für die Verwendung einer Thermionenquelle:

- (1) kleine, kompakte Abmessungen
- (2) kleine Energieinhomogenität ($\sim 0,2$ V)
- (3) lange Lebensdauer
- (4) Erzeugung eines einheitlichen Primärstrahls
(nur eine Masse)
- (5) Ionisierungsgrad fast 100 %.

3. BESCHREIBUNG DES IONENOPTISCHEN SYSTEMS

3.1 Axialsymmetrie

Abbildung 3 zeigt den prinzipiellen Aufbau des axial-symmetrischen, statischen Massenspektrometers. Eine Probenoberfläche wird mit einem Primärstrahl aus Alkali- ionen beschossen und die dabei unter $45^\circ \pm \alpha$ emittierten, zerstäubten Sekundärionen in zwölf gleichen Kanälen zum zentralen Detektorsystem geführt (siehe Abb. 24, Seite 47). Auf diesem Weg durchlaufen die Sekundärionen in getrennten

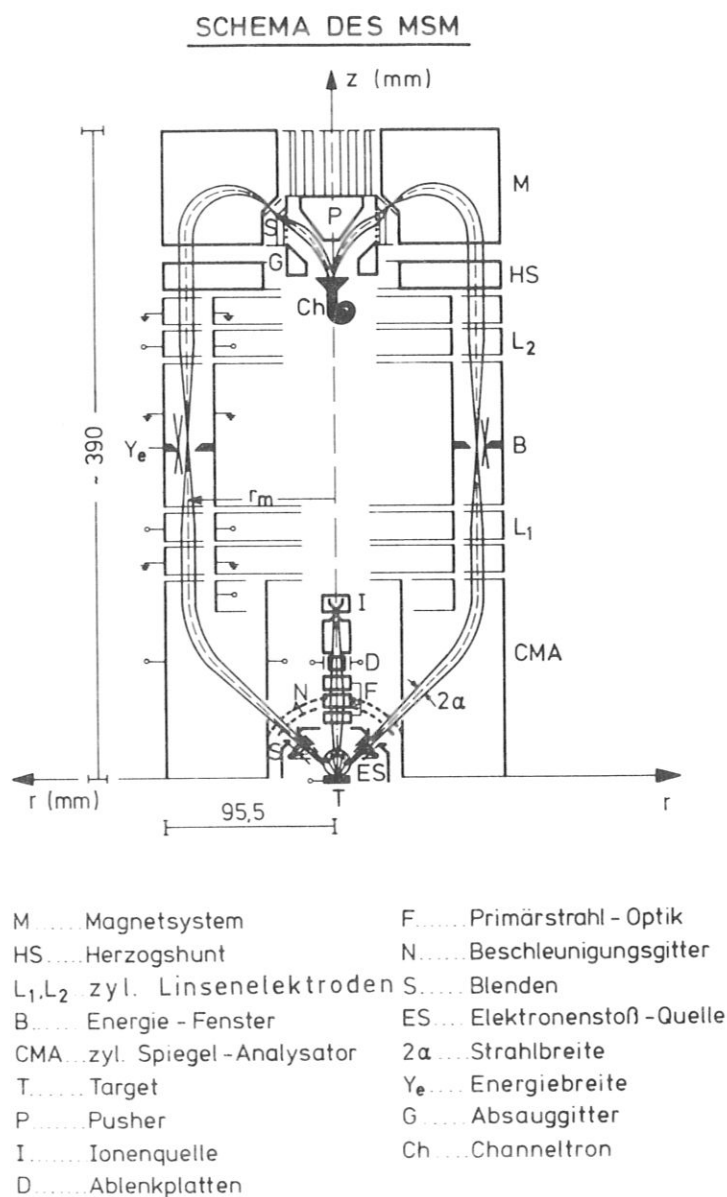


Abb. 3: Schema des Massenspektrometers

Bündeln zwölf parallelgeschaltete, doppelfokussierende Massenspektrometer, d.h. die Ionen werden energie- und massenanalysiert. Es wird also die dispergierende Wirkung des Energieanalysators durch die dispergierende Wirkung des Magnetfeldes aufgehoben, sodaß im Idealfall Ionen einheitlicher Masse, die von einem Punkt der Probenoberfläche stammen und eine durch das Energiefenster B (siehe Abb. 3) bedingte Energiebreite $U \pm \Delta U$ haben, im Austrittsspalt des Magneten wieder in einem Punkt vereinigt würden.

Das MSM wurde doppelfokussierend ausgelegt, da man eine relativ große Energieunschärfe von bis zu $\pm 4\%$ zuließ. Um die Ionen wieder zur Symmetrieachse zurückzuführen, wo alle zwölf Strahlen in einem zentralen Teilchendetektor aufgefangen werden, mußte man die Doppelfokussierung mit gleichsinniger Abbildung verwenden, was zur Folge hat, daß man ein Zwischenbild benötigt, das am Ort des Energiefensters liegt.

Aus Abb. 3 ergeben sich folgende Teilsysteme des MSM, die in späteren Kapiteln einzeln behandelt werden:

1. Ionenquelle mit Primäroptik
2. Targethalter
3. Energieanalysator
4. Einzellinsen
5. Magnetsystem
6. Detektorsystem.

Wie unter Punkt (1) auf Seite 7 angedeutet, wurden aus folgenden Gründen Dauermagnete anstelle von Elektromagneten verwendet:

1. Vakuumtechnische Gründe:

Bei Verwendung herkömmlicher Spulendrähte hätte man eine weitere Oberfläche mit einer großen Abgasrate erhalten.

2. Platzgründe:

Auch wenn man durch geeignete Spulendrähte das vakuumtechnische Problem gelöst hätte, wäre die Dauermagnetlösung vorgezogen worden, da diese Spulenwicklungen den gesamten Innenraum des MSM ausgefüllt hätten, der für das Ionenquellen- und Detektorsystem gebraucht wurde.

Durch die Dauermagnetlösung ergab sich aber ein anderes Problem. Zur Erzeugung der Massenspektren mußte auf Grund des konstanten Wertes $B\rho$ die Energie der Teilchen geändert, d.h. die Potentialdifferenz zwischen Target und Magnetsystem elektronisch geregelt werden. Da andererseits die Massenabhängigkeit proportional $\frac{1}{U}$ verläuft, war es notwendig, die Elektronik für dieses MSM aufwendig zu konzipieren (Abschnitt 4.8, Seite 50).

3.2 Ionenbahnen

Berechnung der Austrittsstrahlbahn aus dem Magneten

Die Abb. 4 zeigt den Verlauf der Ionenbahnen im inhomogenen Magnetfeld. Das Koordinatensystem ist z, r . Die Magnetfeldlinien sind geschlossene Kreisbögen wie die Magnetfeldlinien eines geraden, vom Strom durchflossenen Leiters, der sich am Ort der Schnittgeraden zweier Polschuhflächen befindet ($r = 0$, Achse).

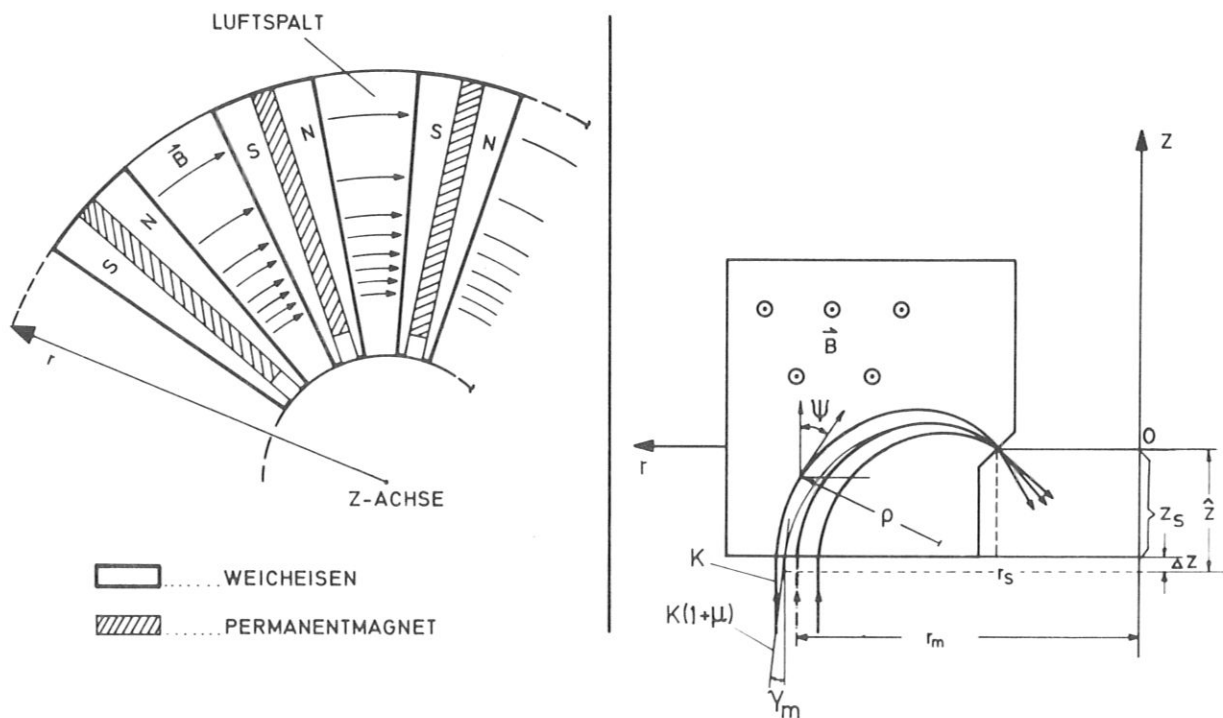


Abb. 4: Ionenbahnen im verwendeten, inhomogenen Magnetfeld

Die Ionenbahnen sind nun keine Kreisbögen, wie bei einem homogenen Magnetfeld, sondern Zykloidenbahnen, d.h. Bahnen mit stetig sich änderndem Kurvenradius.

Nimmt man an der Stelle $r = r_0$ eine magnetische Kraftflußdichte B_0 an, so gilt:

$$Br = B_0 r_0 \tag{10}$$

bzw.
$$B = \frac{(B_0 r_0)}{r} = \frac{C}{r} .$$

Durch diese $\frac{1}{r}$ - Abhängigkeit ergibt sich ein Kurvenradius

$$\rho = \left(\frac{B_0}{B}\right) \rho_0$$

und mit (10):
$$\rho = \left(\frac{\rho_0}{r_0}\right) r = Kr , \tag{11}$$

wobei ρ_0 der Wert von ρ an der Stelle $r = r_0$ ist. Aus der Gleichsetzung von Lorentzkraft und Zentrifugalkraft:

$$\frac{mv^2}{\rho} = evB \tag{12}$$

ergibt sich für ρ

$$\rho = \frac{p}{eB} ; p = mv; v \dots \text{Bahngeschwindigkeit}$$

und mit (11)
$$Kr = \frac{p}{eB} ; K = \frac{p}{eBr} . \tag{13}$$

Die Lösung der Bewegungsgleichungen ergibt für die Teilchenbahnen folgende r, z -Koordinaten /9/:

$$r = A e^{K \cos \psi}$$

$$z = A K I(K, \psi) \quad (\text{siehe Gl. (15)}) ,$$

wenn die Bahnen auf Ebenen durch die z-Achse liegen. Die Variable ψ ist dabei laut Abb. 4 der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor an einer Stelle auf der Bahnkurve und der positiven z-Richtung.

Zur Bestimmung von A setzt man Randbedingungen fest. Beim Eintritt parallel zur z-Achse in das Magnetfeld ist $\psi = 0$ und $r = r_m$, so daß folgt:

$$r_m = A e^K$$

$$A = r_m e^{-K} .$$

Für den Sonderfall des senkrechten Einfalls in das Magnetfeld in einem Abstand $r = r_m$ von der Zentralachse lauten also die Bahnkoordinaten

$$r = r_m e^{K(\cos \psi - 1)} \quad (14)$$

$$z = r_m K e^{-K} I(K, \psi) \quad (15)$$

mit

$$I(K, \psi) = \int_0^{\psi} e^{K \cos \psi} \cdot \cos \psi \cdot d\psi .$$

Die Berechnung der Werte von $I(K, \psi)$ erfolgte numerisch mit einem einfachen Programm. Dabei wurde für K der Wert 0,5 eingesetzt, der in erster Näherung für Bahnen mit verschiedenem r_m bei $\psi = 135^\circ$ den besten Fokus ergibt.

Energiedispersion im Magnetfeld

Zur Bestimmung der Dispersion braucht man die Gleichung der Strahlaustrittsbahnen für Teilchen mit dem Impuls p und $p + \Delta p$ bei denselben Startbedingungen. Da man die Energiedispersion des Magnetfeldes vom Austrittsspalt an rückwärts rechnet, ergeben sich die Startbedingungen (siehe Abb. 4) mit (14) und (15) wie folgt:

$$r_s = r_m e^{K(\cos 135^\circ - 1)} \quad (16)$$

$$z_s = r_m K e^{-K} I(K, 135^\circ), \quad (17)$$

mit einer relativen Impulsbreite μ nach Gl. (13)

$$\mu = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta K}{K}. \quad (18)$$

Da uns aber die Energiedispersion interessiert, formen wir den Impuls p um:

$$p = \sqrt{2e \cdot m \cdot U},$$

sodaß für die relative Impulsbreite $\frac{\Delta p}{p}$ folgt:

$$\mu = \frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{2} \frac{\Delta m}{m} + \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U}. \quad (19)$$

Betrachten wir also Teilchen einheitlicher Masse (d.h. $\Delta m = 0$), aber relativer Energiebreite $\frac{\Delta U}{U}$, so folgt mit (18)

$$\frac{2\Delta K}{K} = \frac{\Delta U}{U} \quad (20)$$

und analog für Teilchen einheitlicher Energie (d.h. $\Delta U = 0$)

$$\frac{2\Delta K}{K} = \frac{\Delta m}{m}. \quad (20a)$$

Nachstehende Tabelle gibt nun die verschiedenen Werte für r , z , $I(K, \psi)$ in Abhängigkeit von ΔK wieder, wobei die neuen Werte mit $\hat{K} = K + \Delta K$, \hat{r} , \hat{z} , $\hat{I}(\hat{K}, 135^\circ)$ bezeichnet werden.

| | | | |
|-----------|-----------------------------------------|---------------------------|-------------------------------|
| $K = 0,5$ | $r_m = 80 \text{ mm}$ $r_s = 34,072$ | $z_s = 30,556 \text{ mm}$ | $\psi = 135^\circ$ |
| \hat{K} | \hat{r}_m | \hat{z} | $\hat{I}(\hat{K}, 135^\circ)$ |
| 0,49 | 78,6461 | 29,4257 | 1,2464 |
| 0,51 | 81,3774 | 31,7183 | 1,2727 |

Diese Ionenbahnen mit den \hat{K} -Werten sind nun an der Stelle $\psi = 0^\circ$ um einen Winkel γ_m (siehe Abb.4) bezüglich der Bahn mit $K = 0,5$ geneigt und aus einer geometrischen Betrachtung folgt in erster Näherung:

$$\gamma_m = \frac{\Delta z}{\rho} \quad \text{mit } \rho = \hat{K} \cdot \hat{r}_m ,$$

wobei $\Delta z = \hat{z} - z_s$ die Verschiebung der Bahnkurve für \hat{K} bezüglich jener Kurve für $K = 0,5$ bedeutet, wenn beide Kurven am Austrittsspalt mit den Koordinaten r_s und z_s unter dem Winkel $\psi = 135^\circ$ starten.

Da die Bahnkurve bei $\hat{z} = \Delta z + z_s$ den Winkel $\psi = 0^\circ$ mit der positiven z-Richtung einschließt, kann man die γ_m -Werte nach (17) genauer aus dem Integral

$$\hat{I}(\hat{K}, \psi) = \frac{\Delta z e^{\hat{K}}}{\hat{K} \hat{r}_m}$$

an der Stelle $\Delta z = \hat{z} - z_s$ ausrechnen, was in der nachstehenden Tabelle gerechnet wurde.

| \hat{K} | Δz | $\hat{I}(K, \psi)$ | γ_m aus $\hat{I}(K, \psi)$ | γ_m aus $\frac{\Delta z}{\rho}$ |
|-----------|------------|--------------------|-----------------------------------|----------------------------------------|
| 0,49 | 1,13033 | 0,047878 | 1,681 | 1,6806 |
| 0,51 | 1,1610 | 0,046585 | 1,6031 | 1,6034 |

Mit einem Rechenprogramm wurden die Werte von $I(K, \psi)$ für ψ von $0,1^\circ$ bis $6,5^\circ$ in $0,1^\circ$ -Schritten berechnet, sodaß die γ_m -Werte Interpolationen zwischen zwei Winkeln sind, deren Integralwerte dem oben errechneten $\hat{I}(\hat{K}, \psi)$ am nächsten waren. Als Test wurden dann für diese interpolierten γ_m -Werte die $\hat{I}(\hat{K}, \psi)$ errechnet und die Übereinstimmung war bis auf die 5. Dezimale genau.

Aus den γ_m -Werten ergeben sich nun die Winkeldispersionskoeffizienten L_m für zwei verschiedene $\Delta K = \hat{K} - K$ nach

$$\gamma_m = L_m \left| \frac{\Delta K}{K} \right|$$

und mit (20)

$$\gamma_m = L_m \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U} \quad (21)$$

| ΔK | γ_m | L_m | \bar{L}_m |
|------------|------------|-------|-------------|
| -0,01 | 1,681 | 1,467 | 1.433 |
| +0,01 | 1,6031 | 1,400 | |

Massendispersion im Magnetfeld

Läßt man ein paralleles, monoenergetisches Ionenbündel das inhomogene Magnetfeld durchlaufen, so werden Ionen verschiedener Masse verschieden stark abgelenkt (Prismenwirkung des Magnetfeldes). Den der relativen Radienänderung proportionalen senkrechten Abstand zweier derartiger Ionenbündel mit den Massen m bzw. $(m + \Delta m)$ am Ort des Austrittsspaltens nennt man Massendispersion (D_m):

$$D_m = A_m \frac{\Delta m}{m} \quad (22)$$

und mit (20a)

$$D_m = A_m \frac{2\Delta K}{K} \quad (23)$$

Der Proportionalitätsfaktor A_m soll der Massendispersions-Koeffizient sein.

Die Radienänderung am Austrittsspalt ist für ein bestimmtes $\mu = \frac{\Delta K}{K}$ nach (16)

$$\Delta r_s = r_m (e^{K(\cos 135^\circ - 1)} - e^{K(1+\mu)(\cos 135^\circ - 1)})$$

Die Massendispersion D_m ist dann in erster Näherung

$$D_m = \frac{\Delta r_s}{\cos 45^\circ} = \frac{r_m e^{K(\cos 135^\circ - 1)} (1 - e^{\Delta K(\cos 135^\circ - 1)})}{\cos 45^\circ}$$

Durch Potenzreihenentwicklung von $e^{\Delta K(\cos 135^\circ - 1)}$ und abbrechen nach dem ersten Glied wird

$$D_m \cos 45^\circ = r_m e^{K(\cos 135^\circ - 1)} \cdot \Delta K(1 - \cos 135^\circ) \quad (24)$$

und mit (23) folgt für A_m :

$$A_m = \frac{r_m e^{K(\cos 135^\circ - 1)} \cdot K(1 - \cos 135^\circ)}{2 \cdot \cos 45^\circ}$$

und mit $K = 0,5$:

$$A_m = 0,257 r_m \quad (25)$$

Berechnung der Austrittsstrahlbahn aus dem CMA

Der Energieanalysator dieses MSM ist ein CMA (cylindrical-mirror-analyzer), wie er von mehreren Autoren beschrieben wurde /10, 11, 12/. In dieser Anordnung wird jedoch nur die Hälfte eines CMA verwendet, damit die Teilchen vom Scheitelpunkt der Bahnen parallel zur z-Achse weiterfliegen. Das Koordinatensystem ist z, r. Er besteht aus zwei koaxialen Zylindern, die ein radiales, axialsymmetrisches Feld mit der Möglichkeit der räumlichen Fokussierung erzeugen. Läßt man also ein divergentes Bündel mit der Öffnung 2α unter $\varnothing = 45^\circ$ in den CMA eintreten, kann man durch ein geeignetes Potential am äußeren Zylinder erreichen, daß dieses Bündel den halben CMA in erster Näherung als paralleles Bündel verläßt. Die Berechnung der Teilchenbahn erfolgte nach H.Z. Sar-el /10/. Für den Scheitelpunkt der Bahn eines Teilchens der Masse m und Ladung e, das mit der Energie $e V_e = \frac{m v_0^2}{2}$ in das Bremsfeld eintritt, ergeben sich folgende Koordinaten r_m und z_m , wobei r_m nach (14) vorgegeben ist:

$$\begin{aligned} r_m &= a e^{K^2/2} \\ z_m &= a \cos\varnothing \cdot K e^{K^2/2} \cdot \int_0^K e^{-u^2/2} du \end{aligned} \quad (26)$$

mit $K^2 = 2K_0 \sin^2\varnothing$

$$K_0 = \frac{V_e}{V_p} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$

$$\int_0^K e^{-u^2/2} du = \frac{\sqrt{2\pi}}{2} I(K)$$

- V_e Beschleunigungsspannung
 V_p Potentialdifferenz der zwei Zylinder
 b äußerer Zylinderradius (95,5 mm)
 a innerer Zylinderradius (45 mm)
 $I(K)$ Wahrscheinlichkeitsintegral für den Wert K
 z_m z-Koordinate des Scheitelpunktes gerechnet vom Eintritt in den CMA

Für $\vartheta = 45^\circ$ vereinfachen sich die Bahnkoordinaten und es folgt mit $K^2 = K_0$

$$r_m = a e^{K_0/2} \quad (26)$$

$$z_m = \frac{a}{2} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{K_0} e^{K_0/2} \cdot I(\sqrt{K_0}).$$

Dispersion des CMA

Analog zur Winkeldispersion des Magnetfeldes bezüglich der Energie nach Gl. (21) definieren wir die Winkeldispersion des CMA als

$$\gamma_e = L_e \frac{\Delta U}{U} . \quad (28)$$

(L_e ... Winkeldispersionskoeffizient)

γ_e ist also der Winkel, den ein Strahl mit der Energie $U + \Delta U$ mit dem Strahl der Energie U am Austritt des CMA einschließt. Da der Energieanalysator bei diesem MSM nur ein halber CMA ist, ergibt sich auch für die axiale Verschiebung Δz einer Bahn mit der Energie $U + \Delta U$ nur der halbe Wert, also $\frac{\Delta z}{2}$. γ_e berechnet sich dann mit der axialen Verschiebung am Scheitelpunkt ($r = r_m$) und dem Krümmungsradius R an dieser Stelle zu

$$\gamma_e = \frac{\Delta z}{2R} , \quad (29)$$

Mit dem aus der Differentialgeometrie stammenden Ausdruck für R :

$$R = \frac{(\dot{r}^2 + \dot{z}^2)^{3/2}}{\dot{r} \ddot{z} - \dot{z} \ddot{r}} \quad (30)$$

und mit Hilfe der Randbedingungen am Scheitelpunkt ($r = r_m$) der Bahn (halber CMA)

$$\dot{r} = 0$$

$$\dot{z} = v_0 \cos 45^\circ$$

$$\ddot{z} = 0$$

$$\ddot{r} = -\frac{U_0}{m \cdot r} = -\frac{v_0^2}{2K_0 r_m}$$

ergibt sich für R folgender Ausdruck:

$$R = - \frac{\ddot{z}}{r} = + \frac{v_o^2}{2} \frac{2 K_o r_m}{v_o^2}$$

(31)

$$R = K_o r_m.$$

Aus (27) folgt für ein $r_m = 80$ mm (Mittelstrahl) ein $K_o = 1,1507$. Die Verschiebung $\frac{\Delta z}{2}$ berechnet sich nach (27) aus der Differenz der $\frac{z}{2}$ -Werte für verschiedene K_o -Werte, nämlich K_o und $K_o(1+\delta)$, wobei nach (26)

$$\delta = \frac{\Delta K_o}{K_o} = \frac{\Delta V_e}{V_e} = \frac{\Delta U}{U} \text{ ist.}$$

Es ergibt sich für $\frac{\Delta z}{2}$ folgender Ausdruck

$$\frac{\Delta z}{2} = a \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \left[\sqrt{K_o(1+\delta)} e^{\frac{K_o(1+\delta)}{2}} I(\sqrt{K_o(1+\delta)}) - \sqrt{K_o} e^{\frac{K_o}{2}} I(\sqrt{K_o}) \right]$$

mit $a = 45$ mm

$$K_o = 1,1507$$

$$\delta = 0,02$$

$$\frac{\Delta z}{2} = 2,2 \text{ mm.}$$

Damit ergibt sich für γ_e nach (29)

$$\gamma_e = 1,364^{\circ}$$

und mit (28)

$$L_e = \frac{\gamma_e}{\delta} = 1,19 . \quad (32)$$

Computersimulation der Teilchenbahnen im MSM

Dr. Mautz und Prof. Harrington von der Syracuse Universität in Syracuse, N.Y. USA /13/ haben ein Computerprogramm zur Berechnung der Potentialverteilung in rotationssymmetrischen Körpern entwickelt. Mit diesem Programm können die Laplace'schen Potentiale für rotationssymmetrische Anordnungen mit Dirichlet'schen Randwertproblemen berechnet werden. Es können die Potentiale sowohl auf der Innenseite als auch auf der Außenseite von N axialsymmetrischen Oberflächen mit beliebigem Querschnitt berechnet werden, indem man die Integralgleichung $\Psi(r)$ durch stufenweise Annäherung an die Quelle löst. Die Quellenverteilung ist eine Verteilung der Ladungsdichten σ auf den einzelnen Oberflächen, die auf Grund der Eingabe eines Potentials für jede Oberfläche errechnet wird. Die errechneten Potentiale, die auf Band gespeichert sind, werden dann mit einem institutseigenen Programm als Äquipotentiallinien graphisch dargestellt. Mit einem Bahnprogramm, das von Herrn Prof. F. Lenz aus Tübingen stammt, können nun mit Hilfe der auf Band gespeicherten Potentiale Elektronen- bzw. Ionenbahnen gerechnet werden, welche ebenfalls auf Band gespeichert werden. Mit einem speziell dafür entwickelten Plotprogramm von den Herren Bäck⁺⁾ und Dinklage konnten nun die axialsymmetrischen Körperanordnungen mit den berechneten Teilchenbahnen dargestellt werden.

Da mit diesem Programm die Teilchenbahnen in den zwei Einzellinsen und vom Austrittsspalt des Magnet-

+) Die ganze Einarbeitung in die sichere Handhabung aller vier Programme nahm einige Zeit in Anspruch, und daher möchte ich an dieser Stelle Herrn W. Bäck von der TU München meinen herzlichen Dank für die nette Hilfe bei der Einarbeitung aussprechen.

feldes ins Detektorsystem gerechnet wurden, interessierte zunächst die Übereinstimmung mit analytisch berechneten Bahnen. Dazu diente die Berechnung der Ionenbahnen im CMA. Nach den Werten und Bezeichnungen auf Seite 18 und mit

$$K_o = \frac{V_e}{V_p} \ln \left(\frac{b}{a} \right) = 1,1507$$

folgt:

$$V_e = U_{\text{target}} - U(a) = 1,53 \quad V_p = 1,53 (U(b) - U(a));$$

vorgegeben werden: $U_{\text{target}} = 1 \text{ V}$

$$U(a) = -1 \text{ V}$$

sodaß für $U(b)$ gilt:

$$U(b) = 0,3078 U_{\text{target}}.$$

Allgemein gilt dann:

$$U(r) = \frac{U(b) + U(a) \ln \left(\frac{b}{r} \right)}{\ln \left(\frac{b}{a} \right)} .$$

In den folgenden 5 Abbildungen sind die Ionenbahnen mit Energien von $E_o \pm 20 \%$ dargestellt.

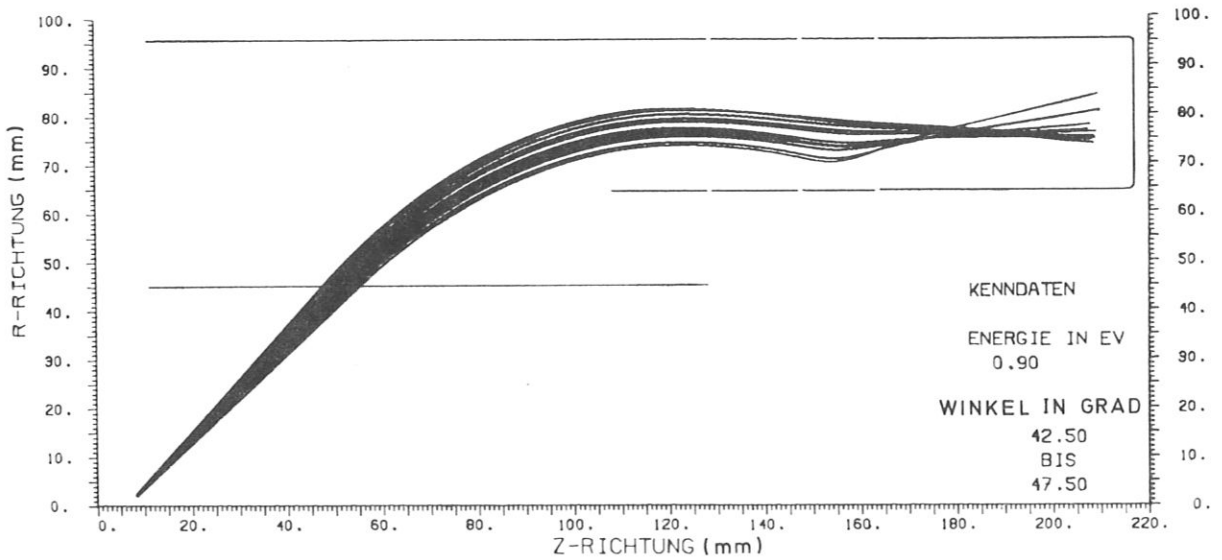
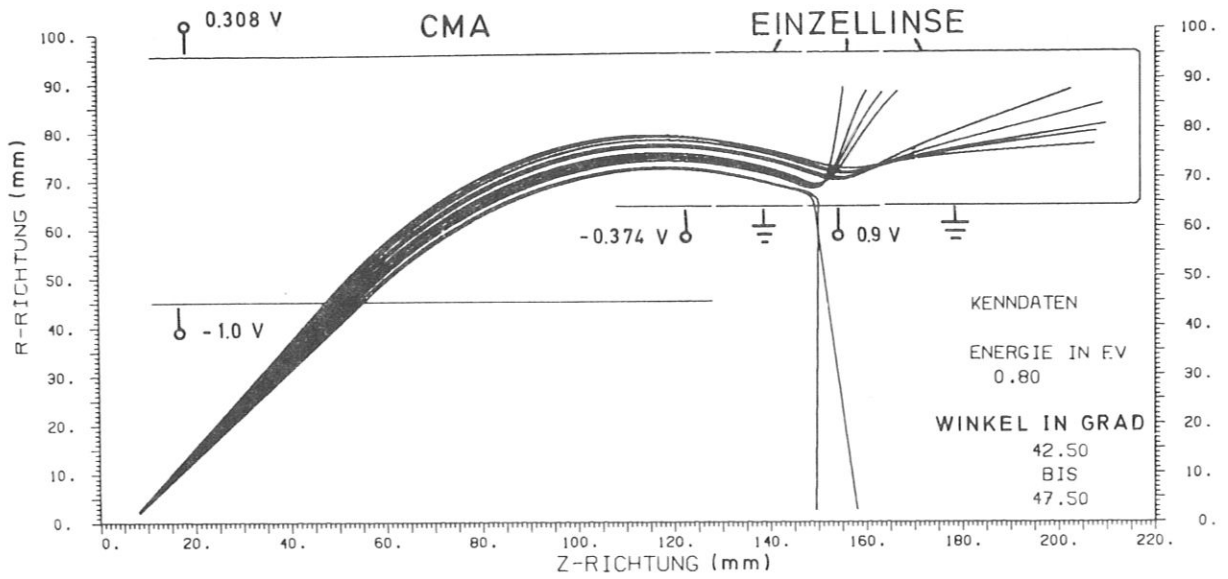


Abb. 5 - 9: Numerisch berechnete Ionenbahnen im CMA + erster Einzellinse

Die Potentiale der einzelnen Elektroden in den Abb. 6 - 9 sind dieselben wie in Abb. 5 .

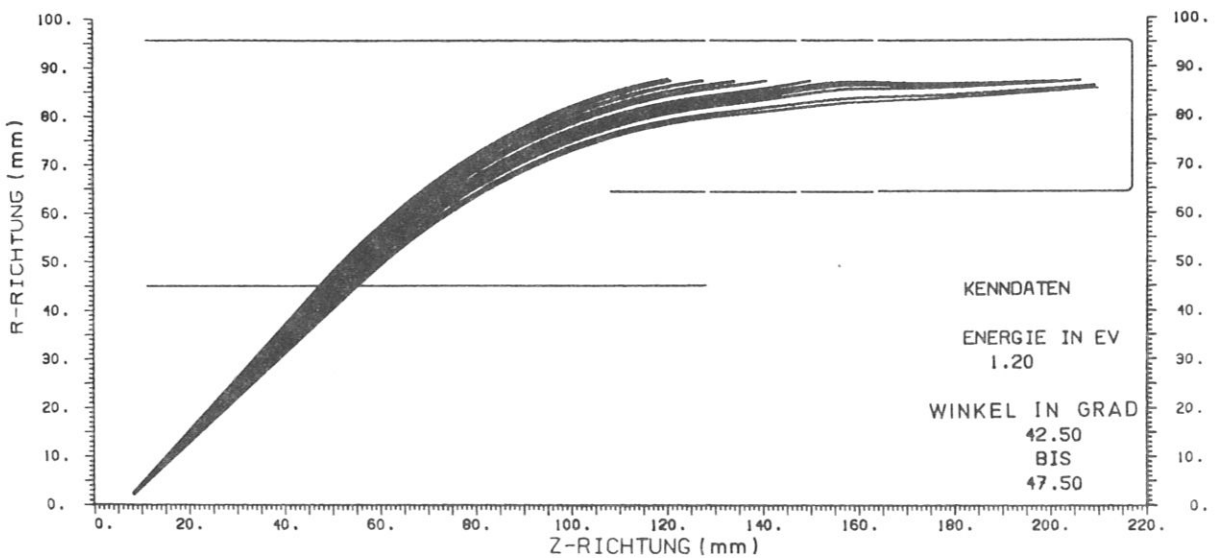
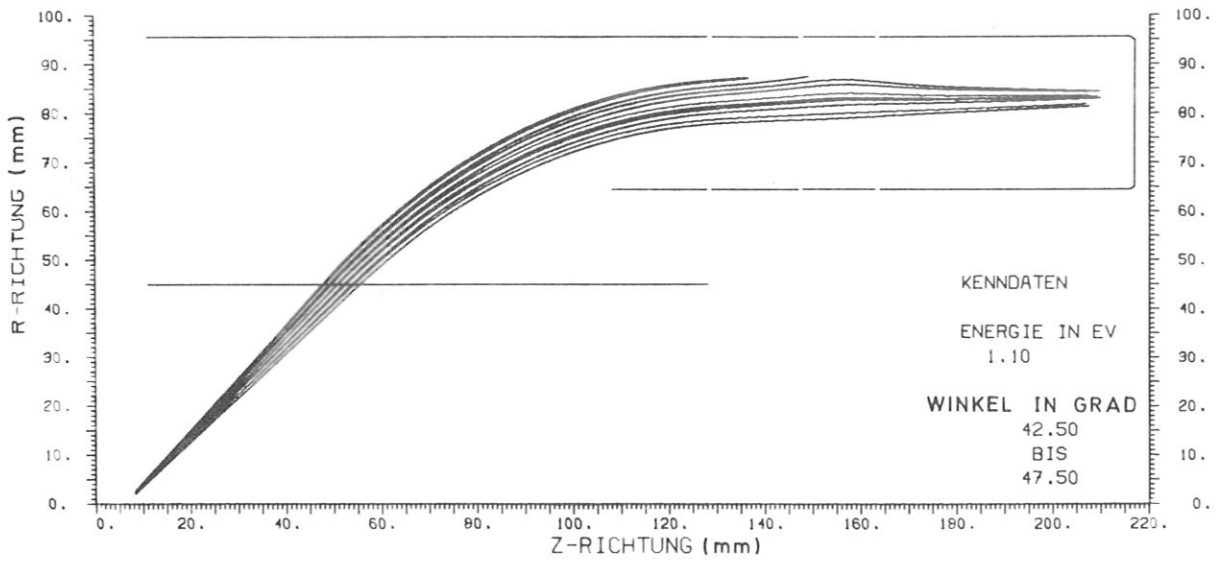
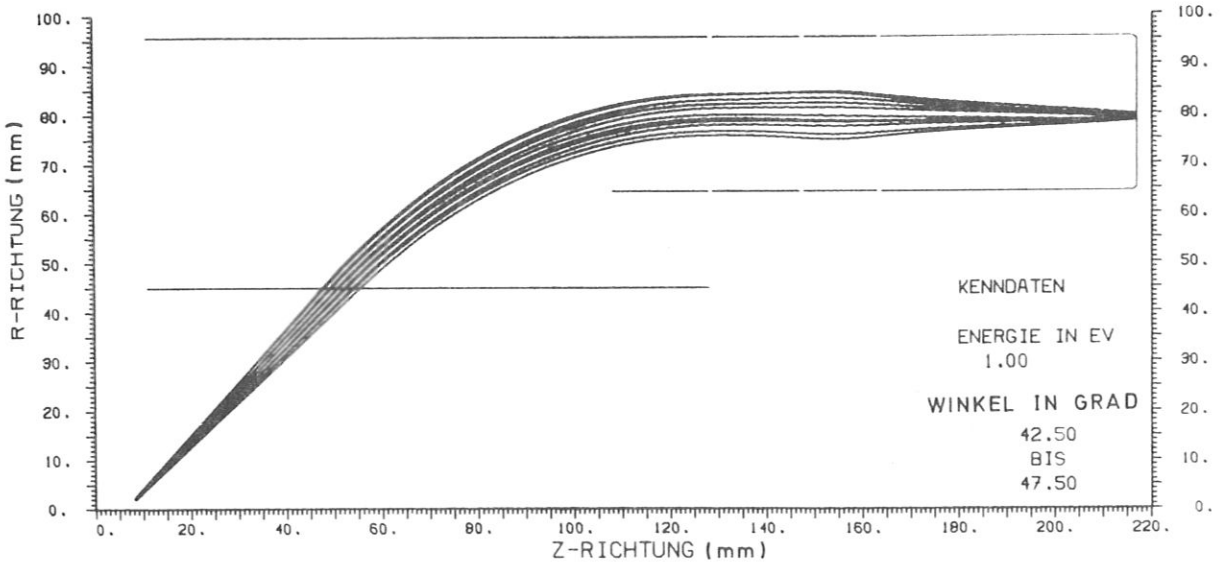


Abb. 5 - 9: Numerisch berechnete Ionenbahnen im CMA + erster Einzellinse

Abbildung 10 zeigt die berechneten Potentiale in Form von Äquipotentiallinien für den CMA und die zwei Einzellinsen. Dabei wird die maximale Potentialdifferenz, in unserem Falle 88 V ($43 \text{ V} - (-45 \text{ V})$) in $N (= 30)$ äquidistante Äquipotentiallinien unterteilt, sodaß die Abstände in Abb. 10 von Linie zu Linie jeweils 2,84 V betragen. Gerechnet wird natürlich nur eine Hälfte der Axialanordnung, die andere Hälfte der Abbildung ist durch spiegelbildliches Aufkleben entstanden.

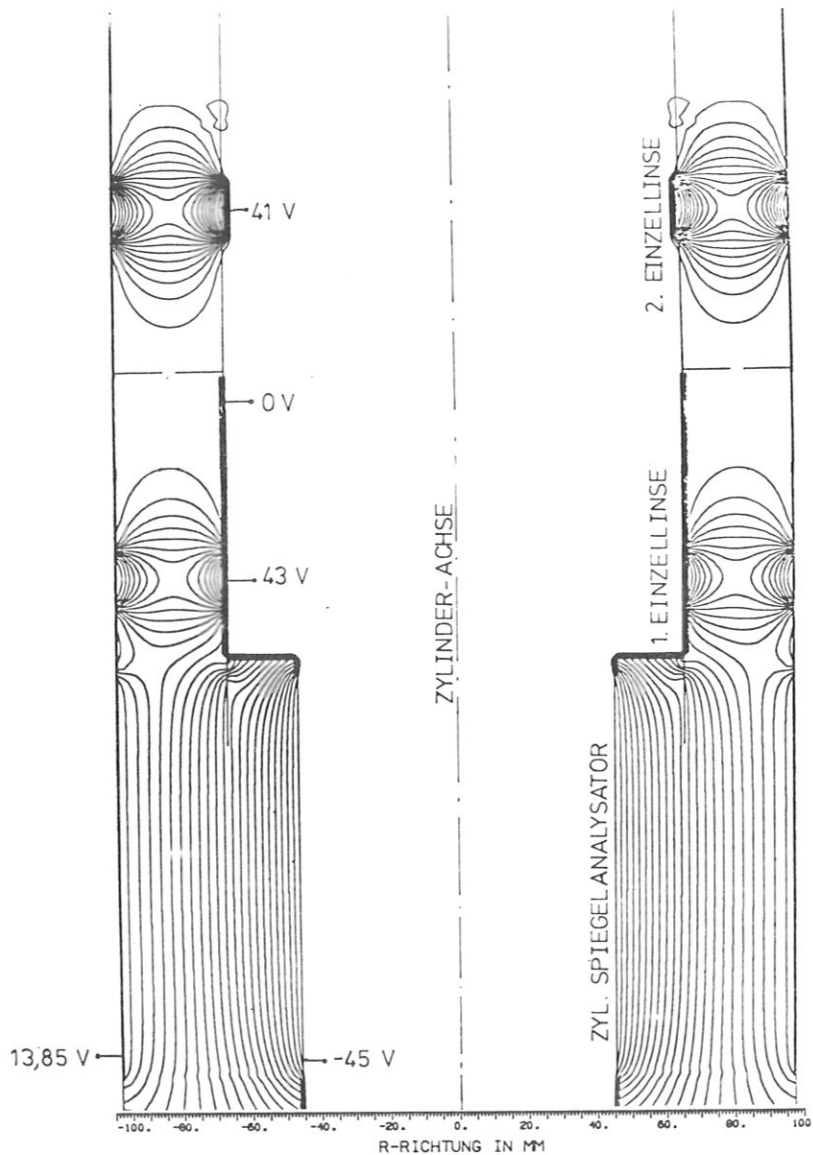


Abb. 10: Numerisch berechnete Potentialverteilung im CMA und den Einzellinsen

Mit demselben Prinzip wurde die Detektoranordnung gerechnet, nur mit dem Unterschied, daß für diese Potentialdifferenz von 3000 V $N = 99$ gewählt wurde, sodaß hier jedem Linienabstand 30 V entsprechen. Bei dieser Detektoranordnung war es nun wichtig, die einzelnen Potentiale so zu bestimmen, daß alle Teilchen mit Energien von 0 bis 100 V (siehe Seite 51, Abschnitt 4.8) durch das Detektorsystem fliegen, obwohl die einzelnen Elemente der Anordnung an einem festen Spannungsteiler hängen und daher nicht heruntergeregelt werden können. Die folgenden drei Abbildungen zeigen nun die Potentialverteilung im Detektorsystem und die Teilchenbahnen für Ionen leichter Massen ($85 \text{ eV} \hat{=} \text{ Bor}$) und solchen schwerer Massen ($5 \text{ eV} \hat{=} \text{ Tantal}$), da $m \sim \frac{1}{u}$ ist (siehe Seite 10). Man sieht recht gut, daß man trotz Energieänderung von 100 V alle Massen ins Channeltron bekommt.

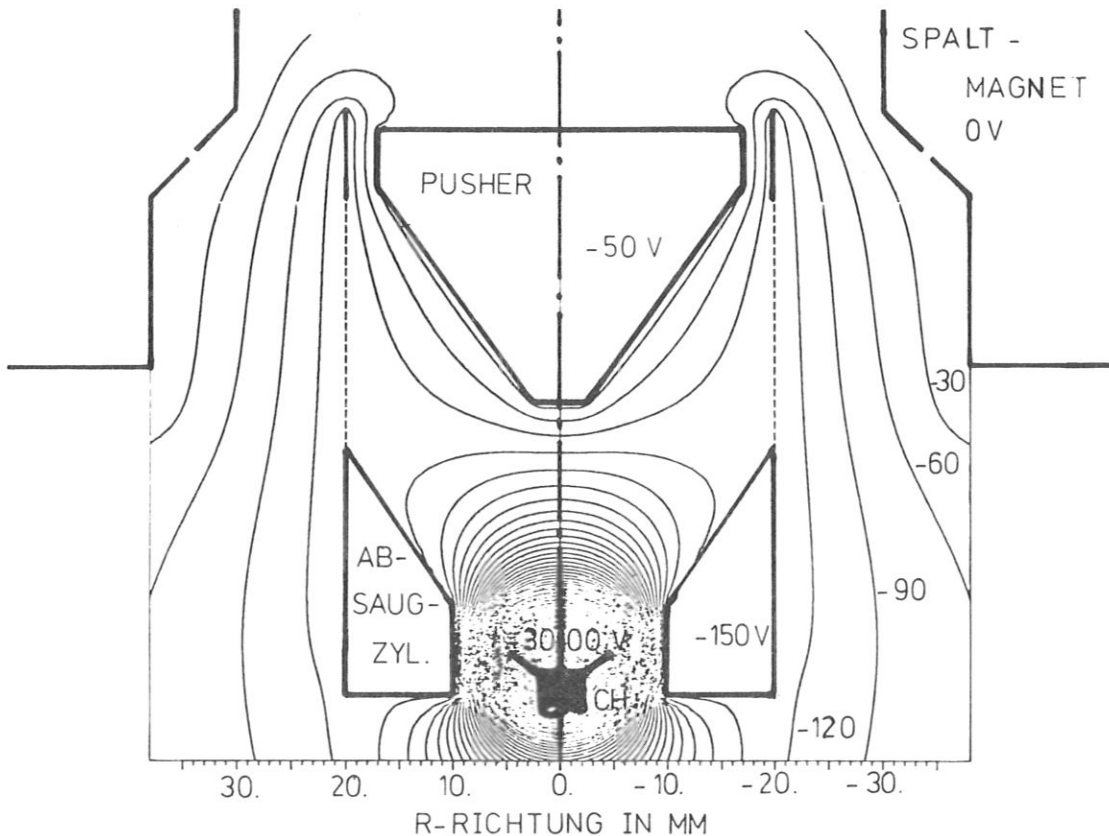


Abb. 11: Numerisch berechnete Potentialverteilung im Detektorsystem

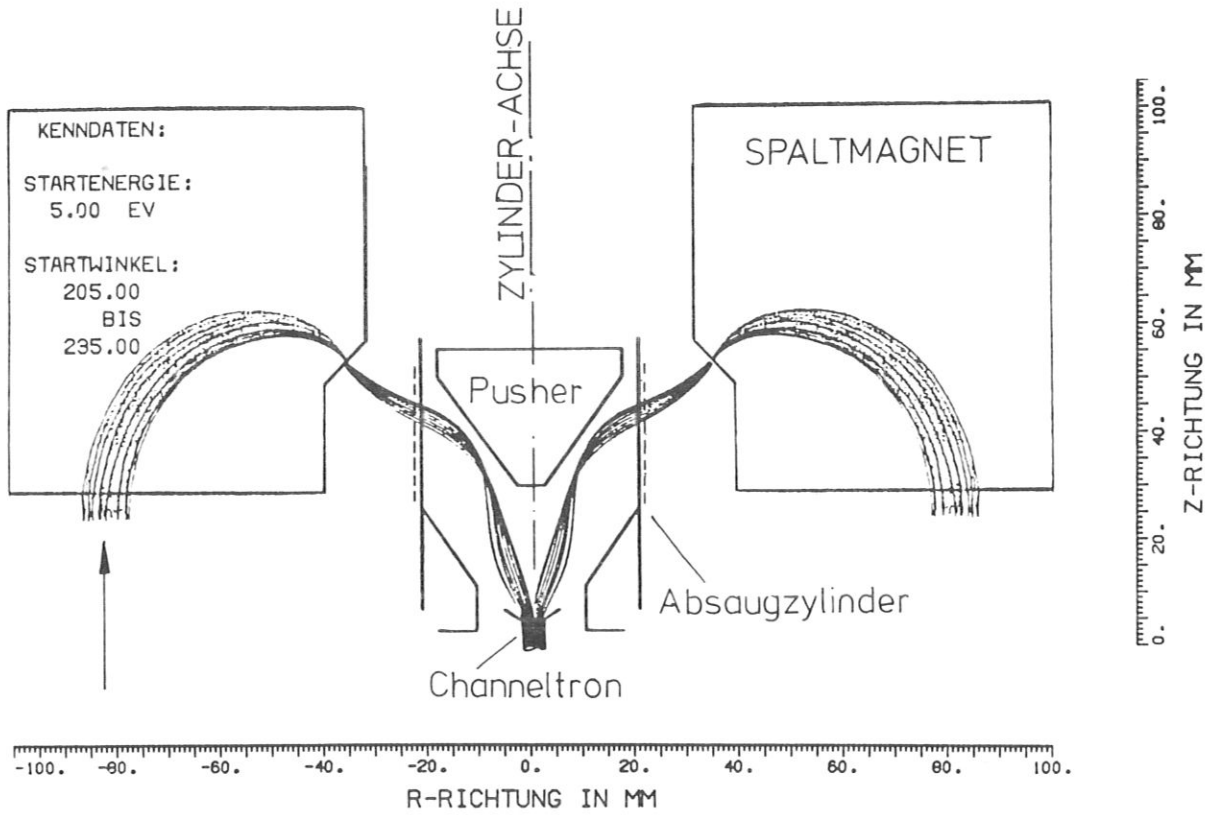


Abb. 12

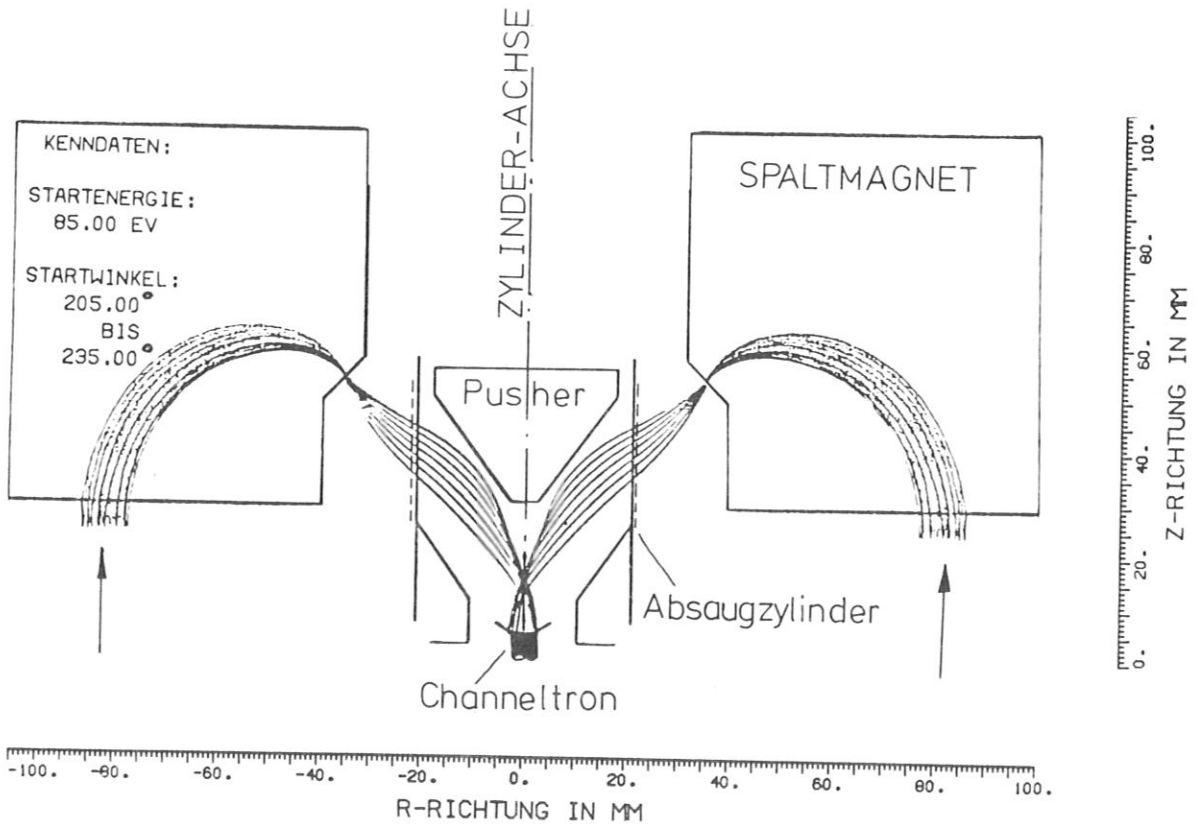


Abb. 13

Abb. 12 + 13: Teilchenbahnen im Magnet- und Detektorsystem für 5 V und 85 V

Da man nur Teilchenbahnen in gleichen diskreten Energieabständen rechnen kann, konnte man die Teilchenbahnen im Detektorsystem nur mit 5 V, 45 V und 85 V (anstelle von 100 V) rechnen. Auf einen Einzelplot mit 100 V wurde auf Grund des Ergebnisses in Abb. 13 verzichtet. Für die Zusammenstellung in Abb. 14 wurde die Teilchenenergie 45 V gewählt.

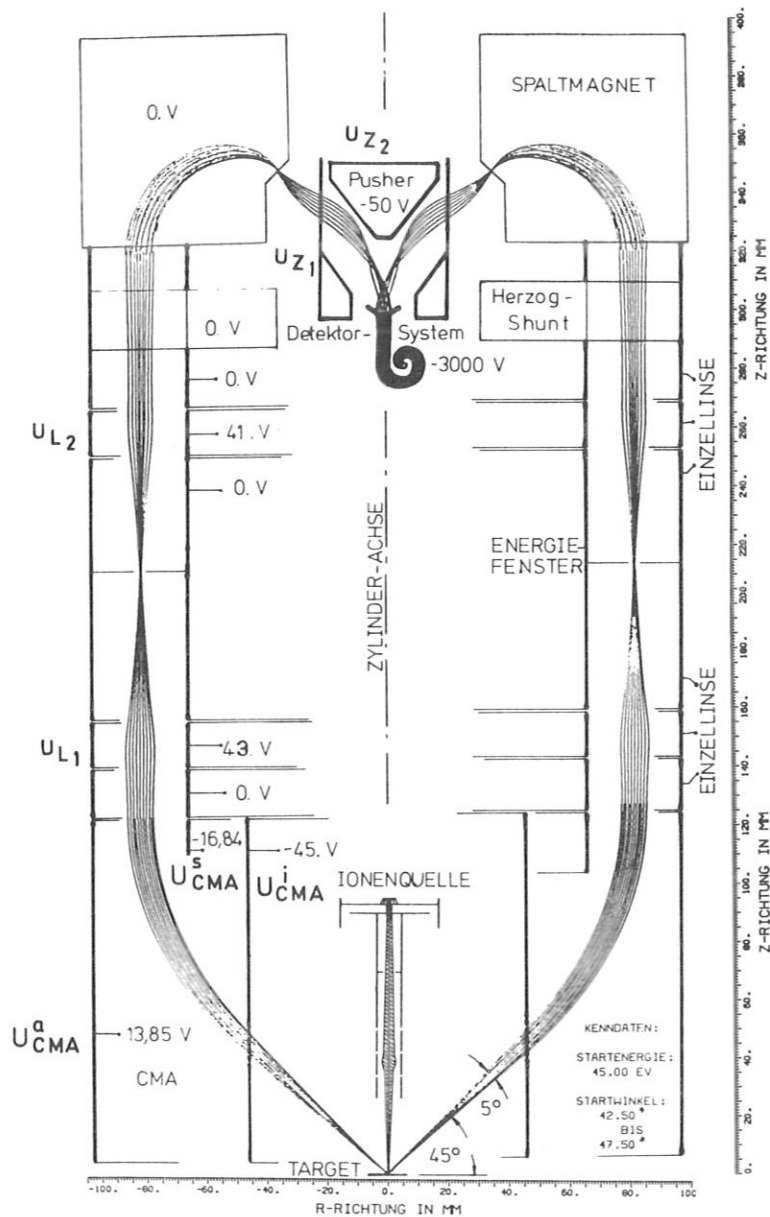


Abb. 14: Numerisch berechnete Teilchenbahnen im MSM (zusammengesetzt mit den analytisch berechneten Bahnen im Magnetfeld) für 45 V Teilchenenergie.

3.3 Doppelfokussierung

Damit die von Ionen verschiedener Energie erzeugten Zwischenbilder durch das magnetische Feld wieder in einem einzigen Bild zusammengefaßt werden, muß die energiedispersierende Wirkung des magnetischen Feldes die dispersierende Wirkung des elektrischen Feldes gerade aufheben.

Wenn also Teilchen mit der Energie eU den CMA parallel zur Z-Achse verlassen, sind die Bahnen der Teilchen mit der Energie $e(U + \Delta U)$ nach (28) um einen kleinen Winkel $\gamma_e = L_e \frac{\Delta U}{U}$ zur Achse geneigt und werden durch die Einzellinse auf einen Ort hinfokussiert, der einen Abstand y_e vom Zentralstrahl hat:

$$y_e = \gamma_e f_e = L_e f_e \frac{\Delta U}{U} \quad (33)$$

mit f_e als Brennweite der Linse L_1 (siehe Abb. 3).

In derselben Weise berechnet sich der Abstand y_m eines Strahls, den man sich vom Austrittsspalt an rückwärts verlaufend denkt nach (21) zu

$$y_m = \gamma_m f_m = L_m f_m \frac{\Delta U}{2U} \quad , \quad (34)$$

wobei f_m die Brennweite der Linse L_2 ist (s. Abb. 3).

Die Bedingung für Doppelfokussierung ist dann:

$$y_e = y_m$$

oder

$$\frac{f_e}{f_m} = \frac{L_m}{2L_e} \quad . \quad (35)$$

Somit ergibt sich mit den Werten für L_m und L_e aus (20) und (32)

$$f_e = 0,6021 f_m \quad .$$

3.4 Auflösungsvermögen

Unter Auflösungsvermögen versteht man die Trennung zweier Massenlinien mit den benachbarten Massen M und $M + \Delta M$. Damit diese Linien trotz endlicher Spaltbreite und endlicher Energiebreite der Ionen im Grenzfall gerade noch getrennt werden können, muß der durch die Massendispersion D_m (Seite 16, Gl. (21)) gegebene Abstand der Linienmitten mindestens gleich groß sein wie die Linienbreite:

$$D_m = \left| \frac{\Delta M}{M} A_m \right| = s_e'' + \left| \frac{\Delta V}{V} A_m \right|$$

s_e'' Bild der Eintrittsspaltweite

$$\left| \frac{\Delta M}{M} \right| = \left| \frac{s_e''}{A_m} \right| + \left| \frac{\Delta V}{V} \right| \quad (36)$$

Als theoretisches Auflösungsvermögen bei der Austrittsspaltweite $s_a = 0$ definiert man den reziproken Wert:

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{1}{\left| \frac{s_e''}{A_m} \right| + \left| \frac{\Delta V}{V} \right|} \quad (37)$$

Bei der Doppelfokussierung, also gleichzeitige Richtungs- und Energiefokussierung, entfällt in erster Näherung die Abhängigkeit der Linienbreite und damit des Auflösungsvermögens von der kleinen Energiebreite $\frac{\Delta V}{V}$ der durch die Energieblende hindurchgelassenen Ionen, sodaß aus (37) folgt:

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{A_m}{s_e''} \quad (38)$$

und im Falle dieses axialsymmetrischen MSM ist

$$s_e'' = d'' \quad ,$$

wobei d der Durchmesser des Beschußflecks ist, also d'' analog das durch die ionenoptische Abbildung entstandene Bild des Beschußflecks im Austrittsspalt des Magneten. Somit wird (38) mit (25)

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{0,257 r_m}{d''} \quad (39)$$

Zur Berechnung von d'' braucht man nur die Quervergrößerung G und die effektive Fleckgröße zu kennen. G ist das Verhältnis der Breite des Bildes des Beschußflecks zur effektiven Größe des Flecks.

$$\begin{aligned} d'' &= d_{\text{eff}} \cdot G \\ d'' &= d \cos 45^\circ \cdot G \end{aligned} \quad (39a)$$

Die Quervergrößerung G besteht aus zwei Teilen, nämlich dem Verhältnis

$$\frac{d'}{d} = G_e = \frac{f_e}{f_1}$$

als Quervergrößerung G_e für CMA und erste Einzellinse, wobei mit f_e die Brennweite der Einzellinse und mit f_1 die des CMA bezeichnet wird, und dem Verhältnis

$$\frac{d''}{d'} = G_m = \frac{f_2}{f_m}$$

d' Bild des Beschußflecks im Energiefenster

als Quervergrößerung G_m für die zweite Einzellinse und den Magnet, wobei f_2 und f_m analog die Brennweiten der zweiten Einzellinse und des Magneten sind. Da die gesamte Quervergrößerung G das Verhältnis d''/d ist, folgt für G :

$$G = \frac{d''}{d} = G_e \cdot G_m = \frac{f_e}{f_1} \cdot \frac{f_2}{f_m} \quad (39b)$$

Das Verhältnis f_e/f_m ist aus der Doppelfokussierbedingung (35) bekannt. Die Brennweiten f_1 und f_2 ergeben sich aus (27) und (16) zu:

$$f_1 = \frac{(\Delta r_m)_{\text{CMA}}}{\alpha} = 92 \text{ mm}$$

$$f_2 = \frac{(\Delta r_m)_{\text{Magnet}}}{\alpha} = 28,3 \text{ mm} ,$$

wobei $\Delta r_m = |r'_m - r_m|$ die jeweilige Differenz der r-Koordinaten des Mittelstrahls und einer Bahn ist, die unter einem Winkel $\alpha = \pm 1^\circ$ zum Mittelstrahl in den CMA bzw. ins Magnetsystem eintritt.

$$(\Delta r_m)_{\text{CMA}} = a(e^{K_0/2} - e^{-K_0} \sin^2(\varnothing \pm \alpha))$$

$$(\Delta r_m)_{\text{Magnet}} = r_s (e^{-K(\cos(135^\circ \pm \alpha) - 1)} - e^{-K(\cos 135^\circ - 1)})$$

Daher wird G mit (39b) und (35) zu

$$G = 0,185 \quad . \quad (39c)$$

Das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen für dieses MSM wird daher mit (39), (39a) und (39c)

$$\left(\frac{M}{\Delta M}\right)_{\text{theor.}} = 1,963 \frac{r_m}{d} \quad .$$

3.5 Transmission

Die in konventionellen statischen MSM zur Auflösungssteigerung verwendeten engen Eintrittsspalte reduzieren die Transmission eines solchen Gerätes beträchtlich. Wünschenswert wäre also ein System, das keinen Eintrittsspalt benötigt und die aus einem großen Volumen extrahierten Ionen voll verarbeiten kann, also eine hohe Gesamttransmission aufweist.

Unter Gesamttransmission versteht man dabei das Verhältnis der Zahl der registrierten Ionen zur Zahl der erzeugten Ionen.

Nach Abb. 2 auf Seite 5 ist der Bruchteil $\frac{d_n}{n_0}$ der zerstäubten Ionen, die in den Raumwinkel $d\Omega$ unter $45^\circ \pm \alpha$ emittiert werden, gleich

$$\frac{d_n}{n_0} = 2\alpha$$

und mit $\alpha \approx 2,3^\circ$

$$\frac{d_n}{n_0} = 8 \% .$$

Die Gesamttransmission T_G wird in dieser Apparatur aber noch durch das Magnetsystem, das die Hälfte des Azimutbereiches beansprucht, und durch die Durchlässigkeit der drei Gitter (ca. 60 %) vermindert, sodaß sich für diese Apparatur eine Gesamttransmission

$$T_G = 0,6 \alpha$$

ergibt. Mit $\alpha \approx 2,3^\circ$ folgt ein T_G vom 2,4 %.

4. TECHNISCHE EINZELHEITEN

4.1 Apparatur und Vakuumsystem

Die gesamte Apparatur (Abb. 15) ist in UHV-Technik ausgeführt. Sie besteht im wesentlichen aus einem Edelstahlzylinder von 20 cm Durchmesser und 50cm Höhe, wobei 4 kupfergedichtete Conflat-Flansche die Verbindung nach außen herstellen. Am großen 10"-Flansch hängt dabei das gesamte Massenspektrometer (Abb. 16). An zwei der drei $2 \frac{3}{4}$ "-Flansche sind ein Fenster und eine Ionisationsmeßröhre untergebracht. Die Verbindung zur Pumpe stellt ein Federbalg her, um unerwünschte Schwingungen zu unterdrücken. Aus diesem Grund ist auch der Tisch mit Schwingpuffern schwingungsfrei auf Rädern montiert.

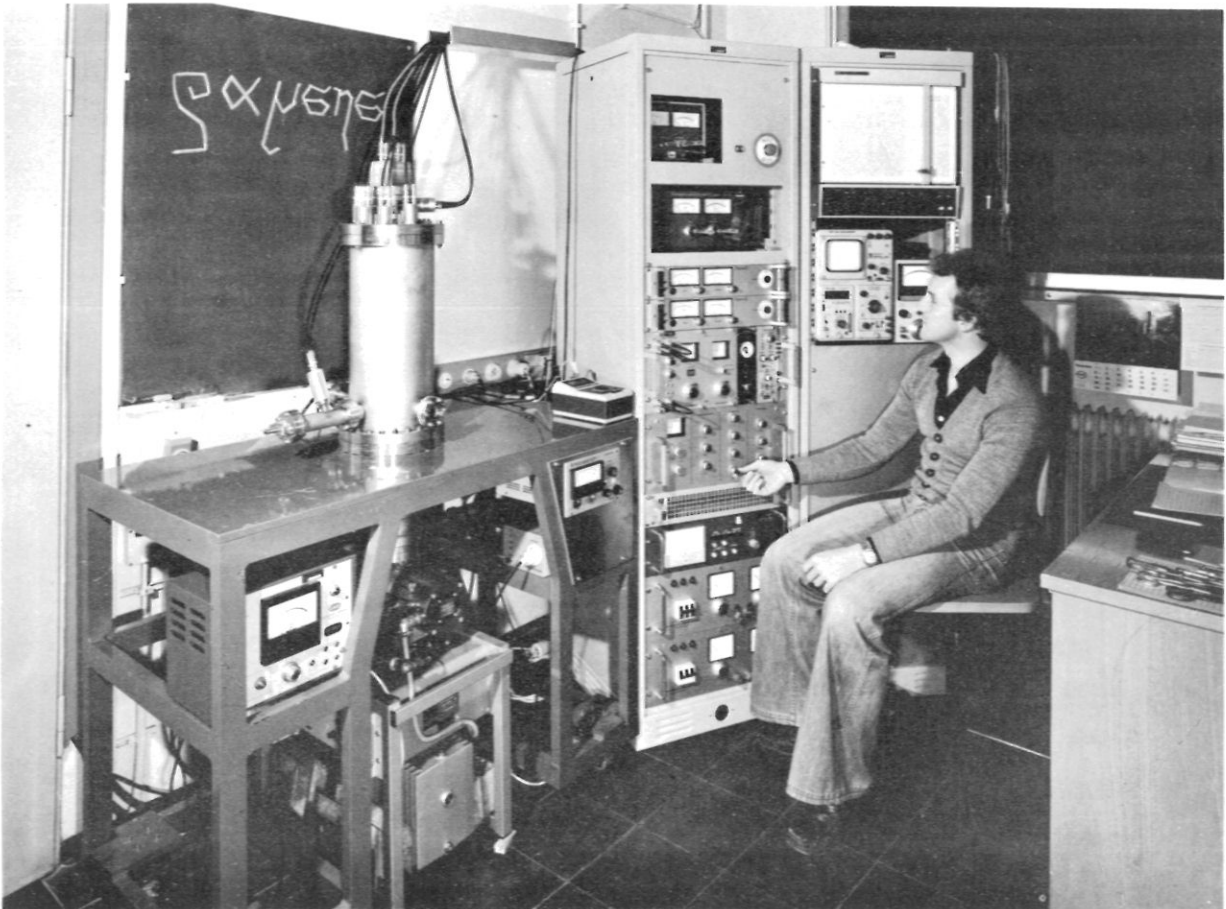


Abb. 15: gesamte Apparatur

Isolierungen
aus Vespel

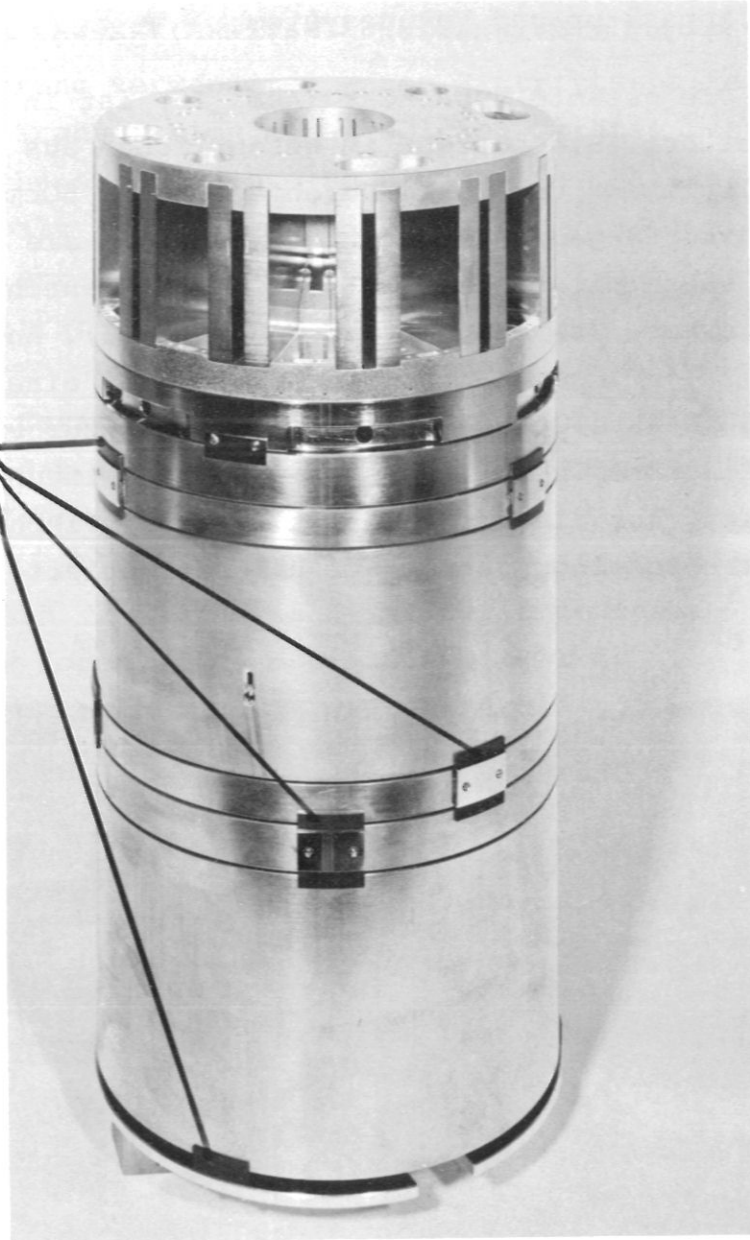


Abb. 16: Massenspektrometer vor Montage an den 10"-Flansch

Das Vakuumsystem ist einfach und besteht aus einem Gesamtpumpstand mit einer zweistufigen Drehschieberpumpe als Vorpumpe und einer Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 200 l pro Sekunde. Der Druck in der Apparatur

wird mit einer Ionisationsmeßröhre gemessen und beträgt einige 10^{-7} Torr. Daß man trotz eines Turbomolekularpumpstandes keinen besseren Druck erreicht, liegt erstens an der riesigen Oberfläche in der Apparatur, die zum größten Teil aus konzentrischen Zylindern mit relativ wenig Absaugmöglichkeiten besteht, und zweitens an der Verwendung von Vitondichtungen für die großen 10"-Flansche, da die Apparatur wegen Änderungen häufig belüftet werden mußte. Für die MS genügt es aber, wenn die mittlere freie Weglänge λ der Teilchen sehr viel größer ist als die Apparateabmessung.

$$\lambda \gg \ell \quad \ell \dots \text{Gesamtbahnlänge}$$

Bei $\ell = 50$ cm ergibt sich daraus ein Druck $< 10^{-6}$ Torr, damit die obige Bedingung erfüllt ist.

Die Isolierungen der einzelnen zylindrischen Elektroden bestehen aus Vespel SP-1 von der Fa. Du Pont. Unter dieser Firmenbezeichnung werden Präzisionsteile und Rohlinge aus ungefüllten Polyimiden verkauft. Dieses Material zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus:

1. Einsatzbereich von -240 bis 400° C
2. Hohe mechanische Festigkeit
3. Hohe Lösungsmittelbeständigkeit
4. Hervorragende Strahlungsbeständigkeit
5. Geringe Gasabgabe im Hochvakuum
6. Hohe Durchschlagfestigkeit: 16 kV/mm kurzzeitig
7. Gute mechanische Bearbeitbarkeit.

Diese isolierenden Vespelteile (s. Abb. 16) sind den Elektroden angepaßte Scheibchen mit einem 1 mm Steg in der Mitte, die zwei benachbarte Linsenelemente voneinander trennen. Diese 1 mm Stege ragen nur bis zur Hälfte der Elektrodendicke (2,5 mm) hinein, sodaß Aufladungen durch Aufprall geladener Teilchen vermieden werden. Andererseits sind die Isolierungen der Ionenquelle

und deren Zuleitungen aus Glaskeramik (s. Abb. 17), die ähnliche mechanische und elektrische Eigenschaften wie Vespel besitzt, aber gegenüber Vespel eine wesentlich höhere Temperatur (1000° C) aushält, ohne daß die Kristallstruktur geändert wird. Daher halten diese Glaskeramikisolierungen die große Hitze, die durch die Wärmestrahlung des Heizfadens erzeugt wird, mühelos aus. Aus demselben Grund sind auch die Isolierungen der Primärionenoptik aus Glaskeramik (s. Abb. 17 und 18), da diese unmittelbar an die Ionenquelle anschließt.

4.2 Ionenquelle

Die Ionenquelle ist eine einfache Thermionenquelle. Sie besteht im wesentlichen aus einer Glühwendel aus 0,2 bzw. 0,3 mm dickem Wolframdraht, die im Zentrum eines zylinderförmigen Behälters aus Molybdän hängt. In diesem

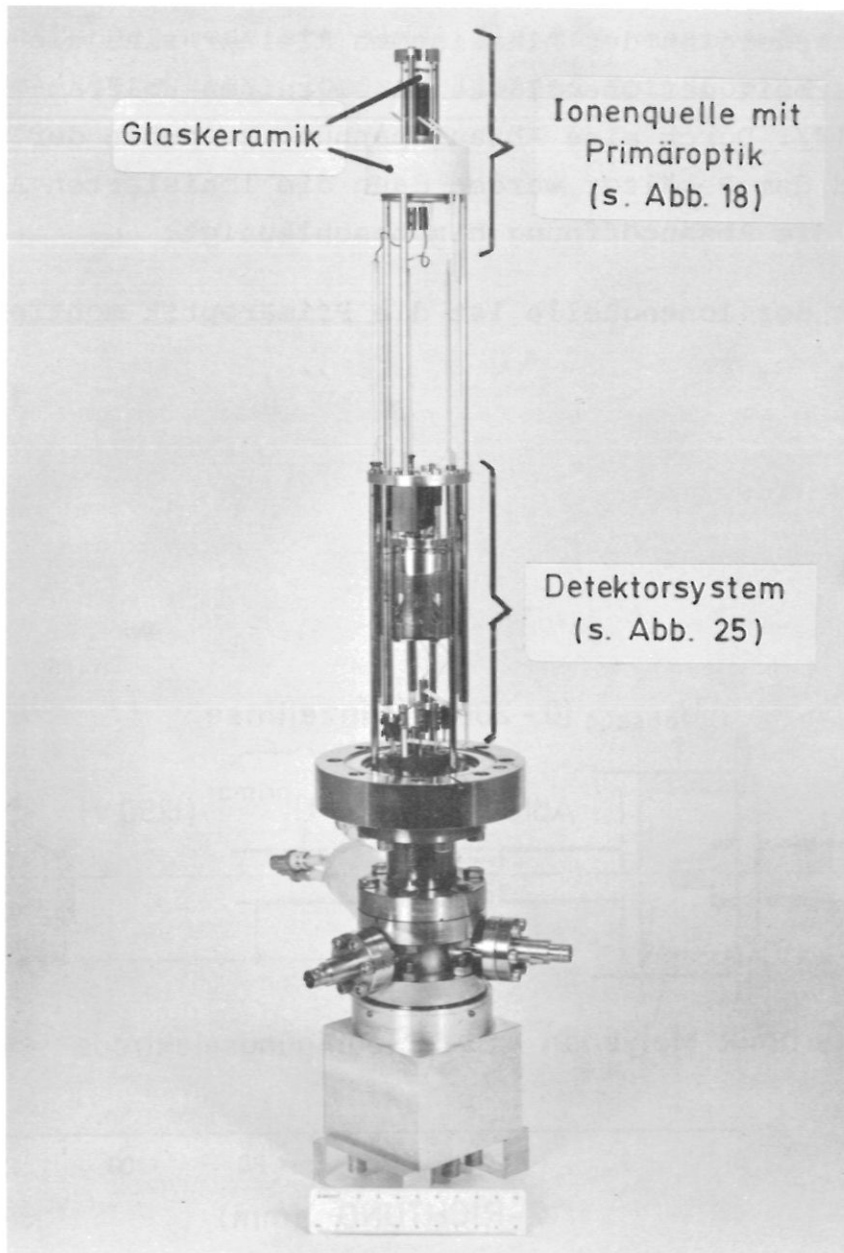


Abb. 17: Ionenquelle mit Primäroptik und Detektorsystem

Zylinder wird rund um die Absaugöffnung (die zum Erproben mit drei verschiedenen Durchmessern - 2, 1, 0,5 mm - hergestellt wurde) eine mit destilliertem Wasser angerührte Alkalichloridpaste angebracht (Abb. 18). Durch Erhitzen auf 350°C in einem Ofen verdampft das Wasser und man erhält eine glasurartige Substanz aus Alkalichlorid. Unter der Wärmestrahlung der Glühwendel (ca. 1100°C) verdampft nun dieser Belag und die Alkaliatome, die auf die Glühwendel treffen, werden dort ionisiert, da die Ionisationsenergien der Alkaliatome kleiner sind als die Austrittsarbeit der Oberfläche eines reinen Wolframdrahtes /14/. Durch eine Absaugspannung zwischen der Glühwendel und dem Behälter werden dann die ionisierten Alkaliatome auf die Absaugöffnung hin beschleunigt.

Unter der Ionenquelle ist die Primäroptik montiert (Abb. 18).

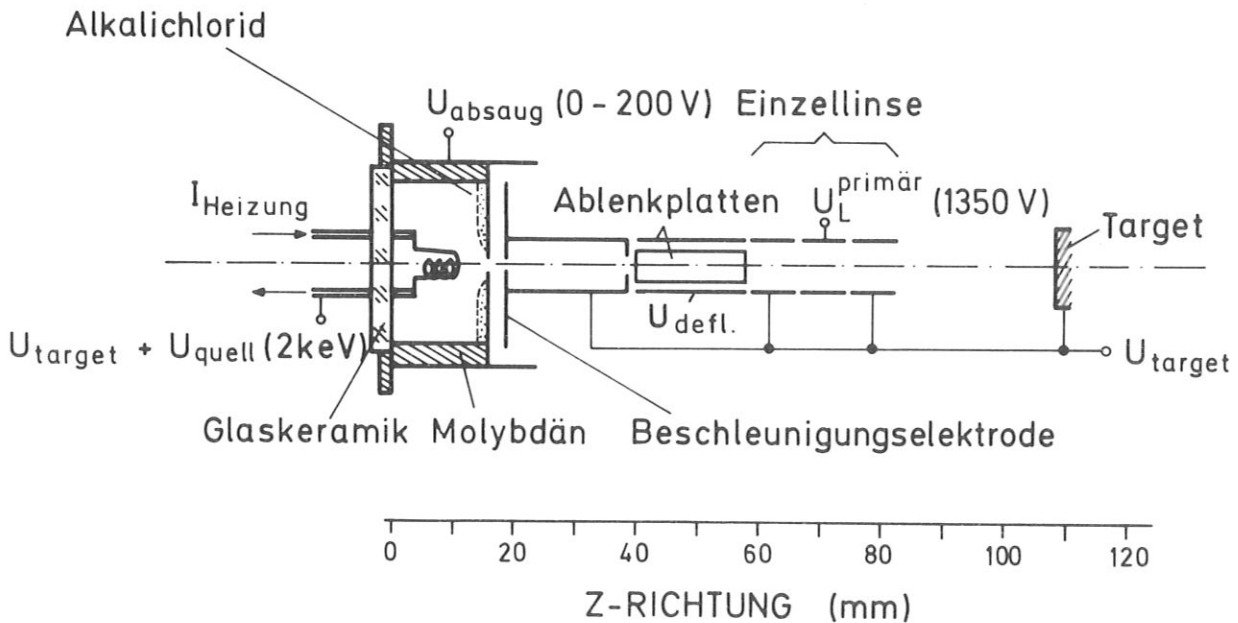


Abb. 18: Schema der Ionenquelle mit Primäroptik

Sie besteht aus zwei Paaren von Ablenkplatten - um 90° versetzt -, einer Begrenzungsblende und einer Einzel- linse, mit deren Hilfe der Primärstrahl auf das Target fokussiert wird. Die maximale Energie des Primärstrahls beträgt 3,5 keV, da bei höheren Spannungen Überschläge zwischen den einzelnen Drahtdurchführungen auftreten können. Eine Spannungsdurchführung mit größerer Überschlags- festigkeit kann nicht eingebaut werden, da auf einem Kreis von 4 cm Durchmesser insgesamt 12 Strom- und Span- nungsleitungen montiert sind, die das gesamte System, also Detektorsystem, Ionenquelle und Primäroptik versorgen.

4.3 Targethalter

Da mit einem früheren Targethalter, der seitlich über eine Schiebedurchführung eingeführt wurde, der geometrische Mittelpunkt nicht erreicht werden konnte, wurde ein provisorischer Targethalter entwickelt, der direkt mit der Apparatur verbunden ist und sicherstellt, daß das Target in der richtigen Höhe zum System und in der Zentralachse sitzt. Abbildung 19 zeigt den Targethalter mit folgenden Teilen:

- a) 1. Blende mit verschiedenen Öffnungen
- b) 12-Kanal-Öffnungen und Abschattungsblende
- c) darunter 2. Blende
- d) Target.

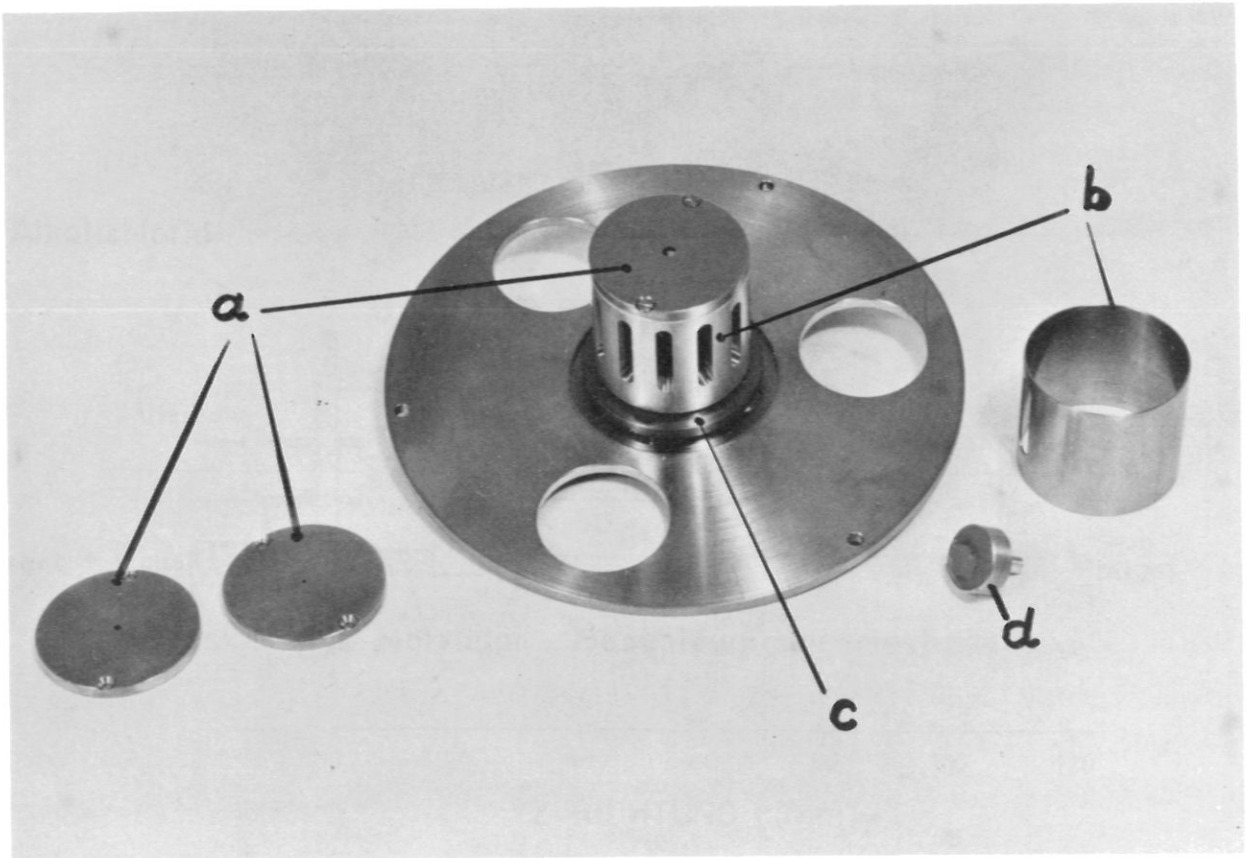


Abb. 19: Targethalter mit Blendensystem

4.4 Energieanalysator

Der Energieanalysator (Abb. 20) ist ein halber CMA (cylindrical mirror analyzer). Er besteht aus einem inneren Zylinder mit 12 Öffnungen für die Ionenstrahlen, einem äußeren Zylinder und einer kurzen, ebenfalls zylindrischen Hilfselektrode im obersten Abschnitt des CMA, um das Streufeld am Ausgang in Grenzen zu halten. Die Hilfselektrode hat denselben Radius von 64,5 mm wie die darüberliegenden Einzellinsen. Die 12 Öffnungen am inneren Zylinder sind auf der Innenseite von einem Gitter mit über 90 % Transmission bedeckt, um Feldverzerrungen zu verkleinern, die eine allzugroße Verbreiterung der Ionenbahnen zur Folge hätten.

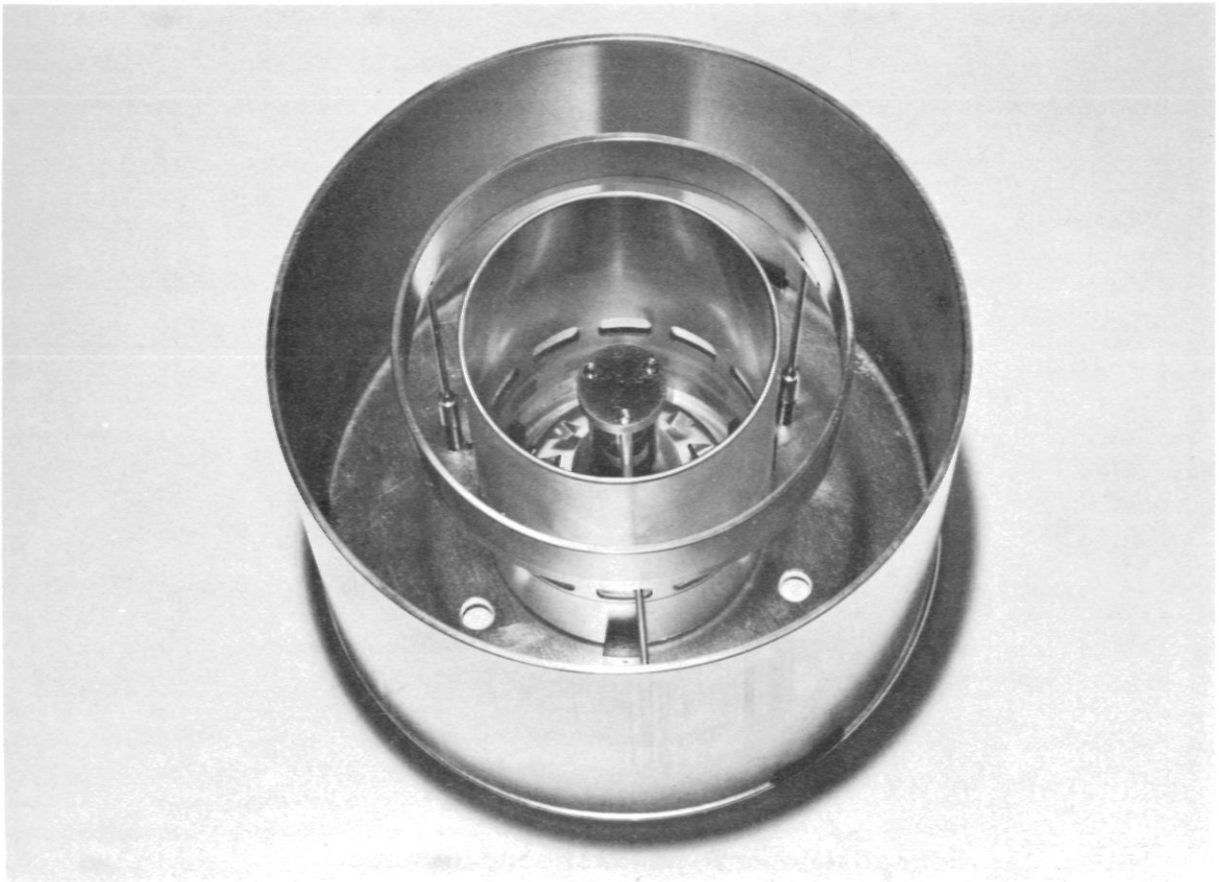


Abb. 20: Energieanalysator

4.5 Einzellinsen

Über dem CMA schließen zwei Einzellinsen (Abb. 21) an, die ebenfalls zylindrische Form haben. Die inneren Linsenelemente liegen - wie schon in 4.4 erwähnt - auf dem Radius der Hilfselektrode des CMA. Alle zylindrischen Ringe sind aus Alu, auf ein hundertstel Millimeter im Durchmesser toleriert, und mit einer dünnen Goldschicht versehen, um zu gewährleisten, daß ein einheitliches Potential vorherrscht, das durch eventuelle Oxydschichten auf dem reinen Alu gestört werden könnte. Kontaktpotentiale sind dabei vernachlässigbar, da die Spannungsversorgung der einzelnen Elektroden durch Potentiometer auf maximalen Ionenstrom eingestellt werden kann.



Abb. 21: Verschiedene Einzellinsenelemente

Die erste Einzellinse hat dabei die Aufgabe, den parallel aus dem CMA tretenden Teilchenstrahl auf das Energiefenster (Abb. 3) zu fokussieren und umgekehrt ist es die Aufgabe der zweiten Einzellinse, diesen nach Passieren des Energiefensters divergenten Strahl wieder parallel zu richten, damit alle Teilchen senkrecht in das Magnetsystem eintreten (s. Abb. 3).

Die radiale Breite des Teilchenstrahls wird dabei durch eine Winkelapertur bestimmt, die vor den zwei kugelförmigen Beschleunigungsgittern zwischen Target und CMA montiert ist. Diese Winkelbegrenzungsblende ist austauschbar und hat Öffnungsbreiten von 4° bis $0,5^\circ$ (Abb. 22).

Das oben erwähnte Energiefenster ist ebenfalls austauschbar mit Einsätzen von 3, 2, 1 und 0,5 mm Breite. Beide Blenden haben dabei die für dieses MSM charakteristische 12-Schlitz-Anordnung.

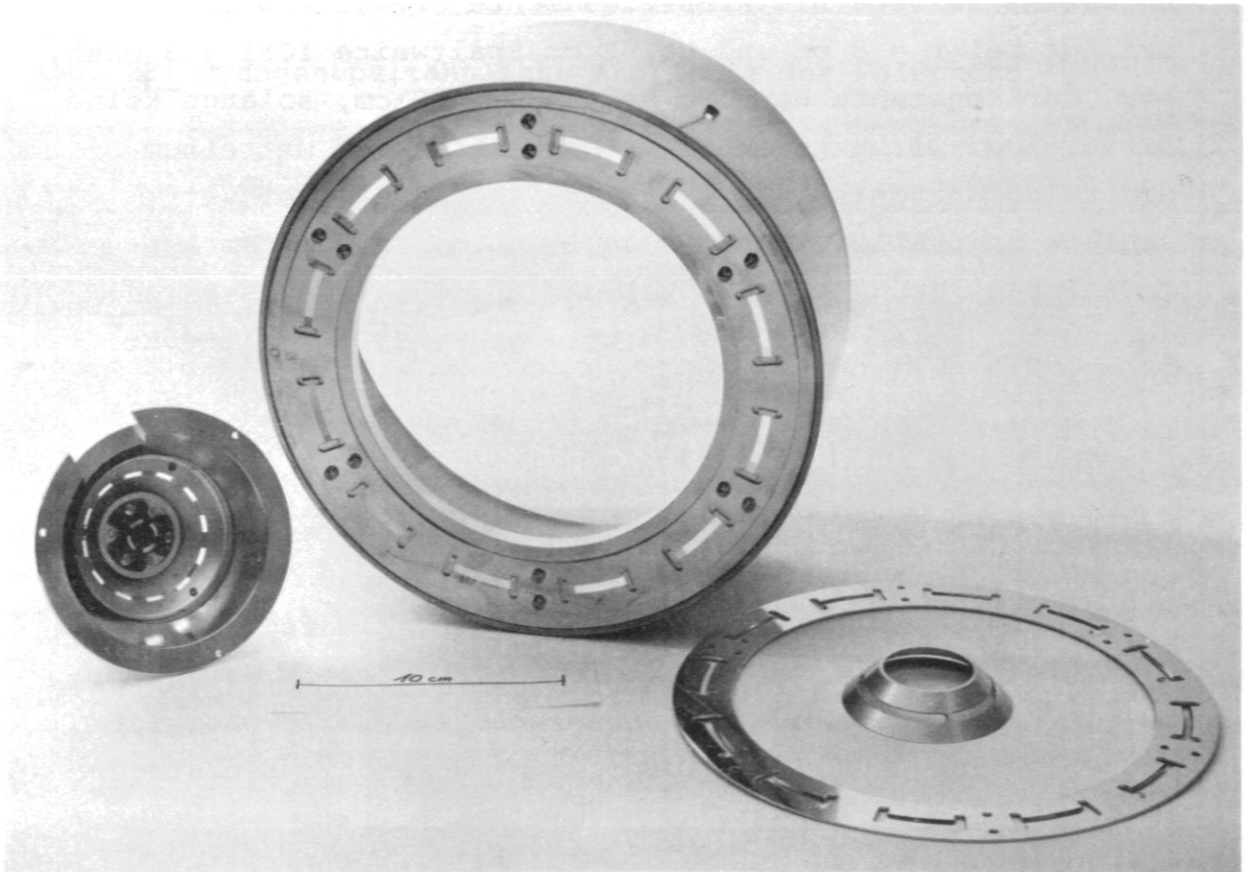


Abb. 22: Winkelapertur und Energiefenster + austauschbare
Einsätze

4.6 Magnetsystem

Das Magnetsystem (Abb. 24) ist das - vom feinmechanischen Aufbau her - wohl komplizierteste Teil des MSM, bei dem es auf hohe Genauigkeit ankommt. Zwischen zwei Aluhalteplatten mit entsprechenden Einfräsungen sind 24 Polschuhhälften aus Weicheisen angeschraubt, das auf der dem Spalt zugewendeten Seite hochpoliert ist (Abb.23). Die schmalen Spalte werden dabei von 12 Dauermagneten gleicher konstanter Dicke aus Kobalt-Samarium ausgefüllt, die dann das geschlossene radiale Feld erzeugen. Diese neuartige Legierung zeichnet sich durch hohe Remanenz und durch extrem hohe Koerzitivfeldstärke aus (ca. $6 \cdot 10^3$ A/cm). Darüber ist der Herzogshunt montiert (s. Abb. 24), der wie die Winkelapertur und das Energiefenster 12 Öffnungen besitzt, durch die die Teilchen in die einzelnen Magnetkammern gelangen können, wo sie dann ins Detektorsystem umgelenkt werden. Die Kraftflußdichte dieser Anordnung beträgt bei $r = 8$ cm und ca. 2 cm Spaltweite 1081 ± 3 Gauß, bzw. der konstante Wert $Br = 8648 \pm 24$ G·cm, solange keine Streufeldeinwirkung vorliegt. Deshalb wurden mit einem digitalen Gaußmeter die Kraftflußdichten an drei verschiedenen Stellen (am Ort des Strahleintritts, am Austrittsspalt und an einer Stelle dazwischen) gemessen und daraus für jeden Kanal ein mittlerer Wert Br ermittelt:

$$\bar{Br} = 8440 \text{ Gauß} \cdot \text{cm} \pm 0,47 \text{ \%}.$$

Das bedeutet eine Verminderung der magnetischen Starrheit gegenüber dem oben angeführten Wert $Br = 8648$ G·cm von $\sim 2,5$ %. Die Abweichung des Feldstärkenverlaufs von der $\frac{1}{r}$ -Abhängigkeit im Streufeldbereich ist vernachlässigbar, da die Bahnlänge zwischen den Polschuhen viel größer ist als im kurzen, durch den Herzogshunt abgeschirmten Streufeld.

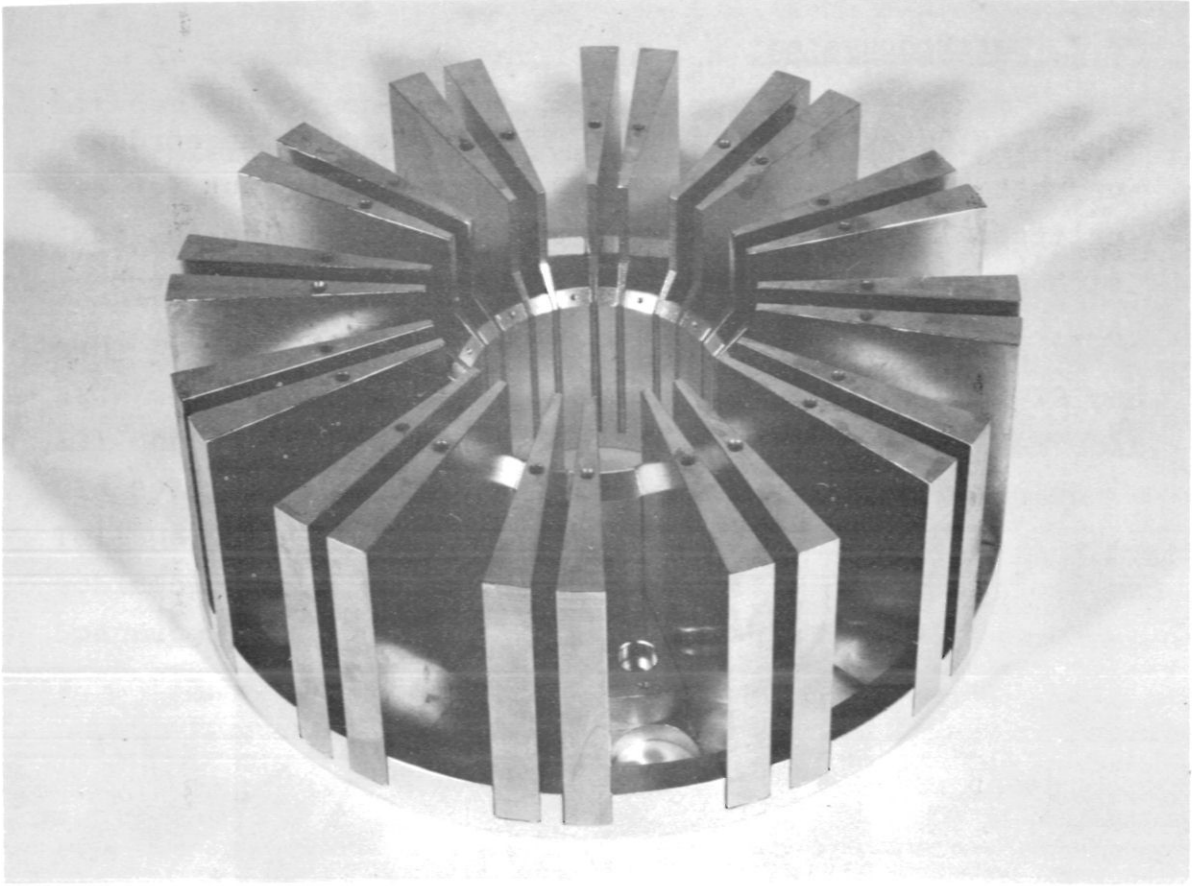


Abb. 23: Orangenspaltähnliche Anordnung der Polschuhe

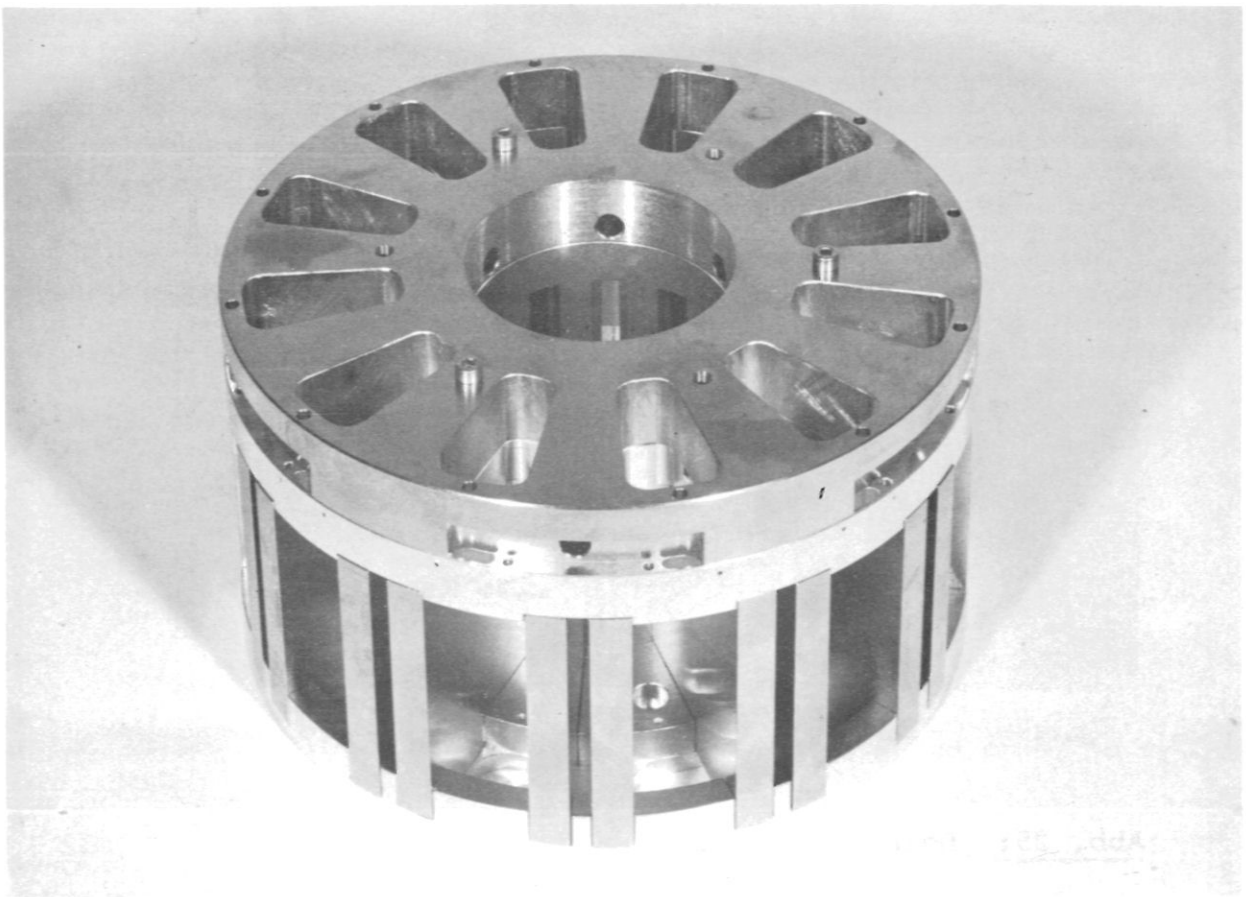


Abb. 24: Gesamtansicht des Magnetsystems

4.7 Detektorsystem

Das Detektorsystem (Abb. 25) ist zentral angeordnet und hat die Aufgabe, alle 12 Teilchenstrahlen aus den Austrittsspalten der Magnete ins Channeltron zu lenken, das sich in der Zylinderachse des MSM befindet (siehe auch Abb. 3, 12 und 13).

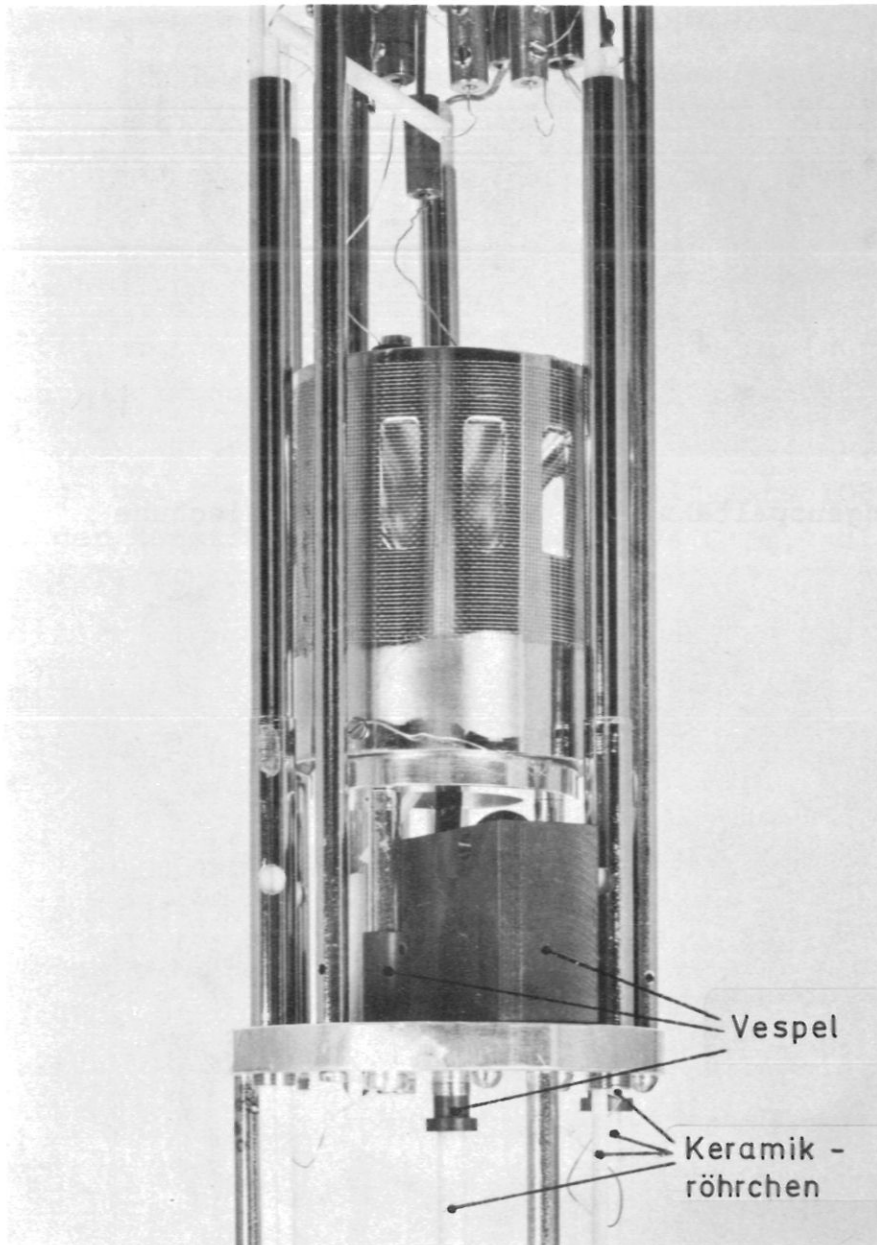


Abb. 25: Detektorsystem

Es besteht im wesentlichen aus einem Absaugzylinder mit den entsprechenden 12 Schlitzen, die mit einem electroformed mesh der Firma BMC (Buckbee-Mears-Company) mit einer Durchlässigkeit $> 90 \%$ bedeckt sind, um einen allzugroßen Durchgriff zu verhindern, einem kegelförmigen Pusher und dem Channeltron, dessen trichterförmiger Eingang in der Zentralachse sitzt. Die Teilchen werden also nach der Austrittsblende leicht angesaugt (s. Abb. 12 und 13) und durch den Pusher in Richtung Channeltron gedrückt. Die Zylinderstäbe aus Edelstahl vor dem Gitter sind zum Teil Haltestäbe für das System und Hohlzylinder als Abschirmung für die darin befindlichen isolierten Strom- und Spannungszuführungen.

4.8 Elektronik

Da aus vakuumtechnischen und Platzgründen ein permanentes Magnetsystem verwendet wurde, muß man die Energie der Teilchen verändern, um ein Massenspektrum aufzunehmen.

Die kinetische Energie der Teilchen wird durch die Potentialdifferenz zwischen Target und Magnetsystem bestimmt, sodaß gilt:

$$\frac{mv^2}{2} = eU$$
$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot eU}{m}} \quad . \quad (40)$$

Weiters ergibt sich für B aus der Gleichsetzung von Lorentz- und Fliehkraft

$$B = \frac{mv}{e\rho} \quad . \quad (41)$$

Daraus folgt für B mit (40):

$$B = \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{2 \cdot eU}{m}} \quad ,$$

also

$$B\rho = 143,6 \sqrt{\frac{M \cdot U}{n}} \quad \text{mit } m \text{ in ME}$$

V in Volt
B in Gauß
ρ in cm
n = Ladungszahl des Ions.

Mit $\rho = Kr$ und $K = 0,5$ ergibt sich

$$Br = 287,2 \sqrt{\frac{M \cdot U}{n}} \quad , \quad (42)$$

wobei r jetzt der Abstand von der Symmetrieachse ist.

Bei einem $Br = 8648 \text{ Gauß} \cdot \text{cm}$

$n = 1$ (einfach geladen) ergeben sich
folgende Potentialdifferenzen für

verschiedene Ionen, damit deren Massen im Detektorsystem nachgewiesen werden können:

Masse 16 : O = 56,668 V $\Delta M = 1; \Delta V = 3,333 \text{ V}$
Masse 17 : OH = 53,335 V

Masse 27:: Al = 33,581 V $\Delta M = 1; \Delta V = 1,119 \text{ V}$
Masse 28 : Si = 32,382 V

Masse 63 : Cu = 14,392 V $\Delta M = 2; \Delta V = 0,443 \text{ V}$
Masse 65 : Cu = 13,949 V

$$\text{für } \frac{1}{10} \Delta M; \quad \Delta V \approx 45 \text{ mV}$$

Aus diesem Beispiel sieht man schon, wie aufwendig die Elektronik, wie genau die Spannungen an den einzelnen Elementen sein müssen, um den gesamten Massenbereich zu überstreichen, der mit Hilfe einer digitalen Rampe in 4096 Stufen durchgefahen wird.

Aus dem Blockschaltbild (Abb. 26) erkennt man den prinzipiellen Aufbau der Elektronik. Die Basis ist dabei die digitale Rampe mit einer Ausgangsspannung von 10 V, die zwei Operationsverstärker versorgt, von denen der eine eine positive und der andere eine gleich große negative Spannung von $\pm 150 \text{ V}$ erzeugt. Bei einer maximalen Spannung von 100 V (entsprechend 6,666 V für den Rampenausgang) für den Massenbereich von $M = 10$ bis $M = 200$ ergibt sich damit eine Schrittweite von 1,63 mV, in der die Spannung von 100 V auf 0 V heruntergeregelt wird.

Die beiden Operationsverstärker versorgen ihrerseits je einen Spannungsteiler für die verschiedenen Linsenelemente. Zusätzlich ist auf den positiven Ausgang des

Operationsverstärkers eine Hochspannungsversorgung für 0 bis 6 kV aufgestockt, die wiederum die Heizung für den Heizfaden der Quelle und außerdem zwei Spannungsteiler für die Primäroptikelemente versorgt. Dies ist deshalb notwendig, weil gewährleistet sein muß, daß die Energie der Primärionen für alle Sekundärmassen konstant bleibt.

Für das Detektorsystem ist eine eigene Hochspannung vorhanden (Abb. 26), die über einen Spannungsteiler Absauggitter, Pusher und Channeltron versorgt.

Das Channeltron ist zum Ionennachweis auf Zählbetrieb eingestellt, wie aus Abb. 27 ersichtlich ist.

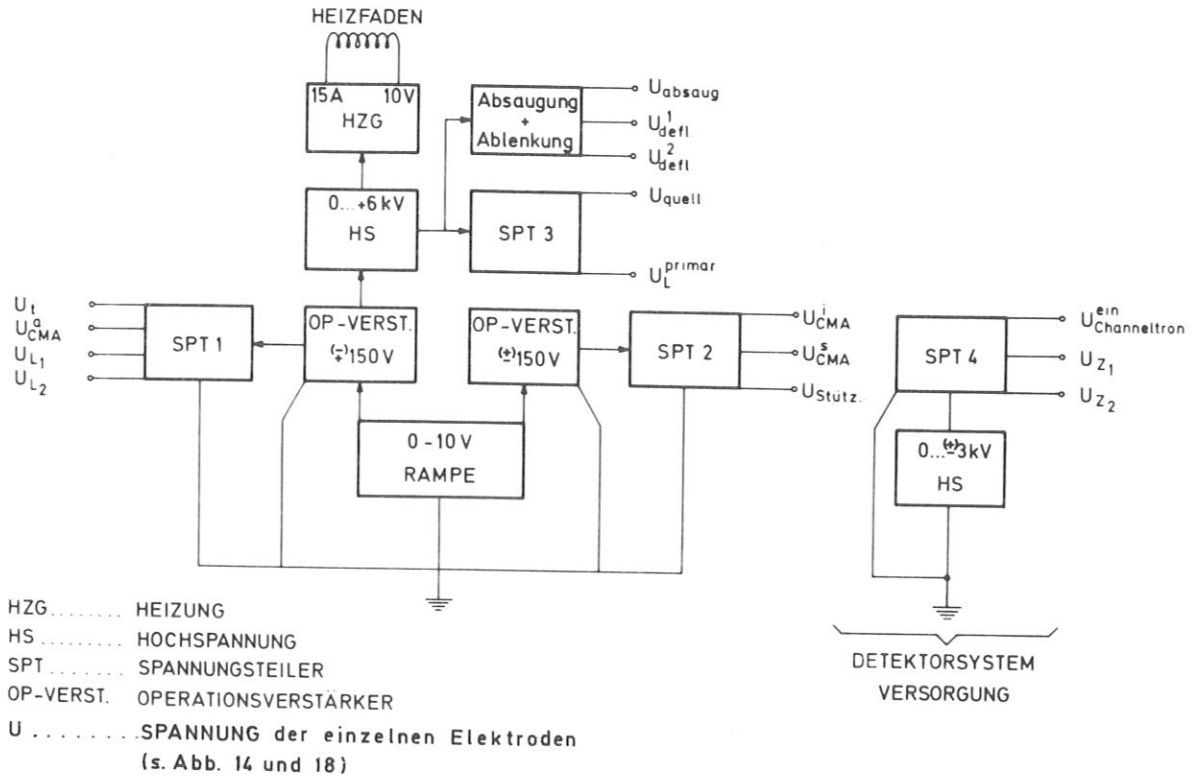
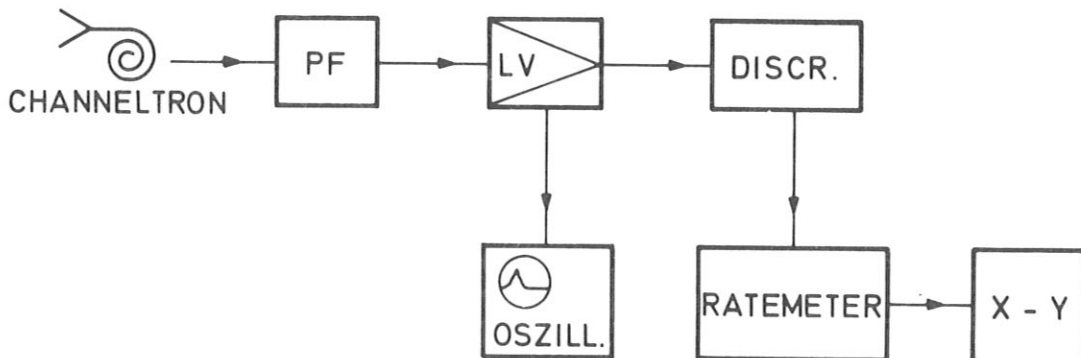


Abb. 26: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik



PF = PULSFORMER

LV = LINEARVERSTÄRKER

Abb. 27: Blockschaltbild des Ionennachweises

5. ERGEBNISSE

5.1 Einkanalmessungen

Nach zahlreichen unbefriedigenden Tests mit der Primärionenquelle wurde eine provisorische Hilfsionenquelle an Stelle des Targets eingebaut. Diese Hilfsquelle bestand im wesentlichen aus einem hohlen Keramikzylinder von 3 mm Durchmesser und 10 mm Länge, einem im Hohlzylinder spiralförmig angebrachten Heizfaden aus Wolframdraht und normalem Kochsalz als Füllung. Diese Quelle war unter 45° zur Zylinderachse geneigt, sodaß die durch thermische Ionisation am Heizdraht entstandenen Na-Ionen durch ein Absauggitter in einen der 12 Spektrometerkanäle beschleunigt wurden.

Abbildung 28 zeigt das erste Massenspektrum, das mit dieser Apparatur aufgenommen wurde. Das Auflösungsvermögen ist natürlich schlecht, da die Fleckgröße mindestens 3 mm und die Austrittsspaltweite größer als 1 mm war, was jedoch für den Zweck des ersten Tests der Apparatur keine Rolle spielte.

Nach der zufriedenstellenden Erprobung der in Abb. 18 schematisch dargestellten Ionenquelle auf einem Testpumpstand gelang es dann nach einiger Zeit, durch Beschuß von Ni mit Kaliumionen auch das in Abb. 29 dargestellte Einkanal-Massenspektrum zerstäubter Kaliumionen aufzunehmen.

Warum man nur K^+ -Ionen und keine Ni^+ -Ionen nachweisen konnte, kann man nur damit erklären, daß die Selbstzerstäubungsausbeute (d.h. die Zahl der emittierten Kaliumteilchen pro einfallendem K^+) in diesem Energiebereich kleiner als 1 beträgt.

Experimentelle Ergebnisse über die energieabhängige Selbstzerstäubungsausbeute für Kalium und Cäsium sind bis jetzt nicht veröffentlicht. Zum prinzipiellen Testen des MSM mußte man also mit einer Ionensorte vorlieb nehmen, solange man durch eine relativ lange Anwärmphase der Thermionenquelle (1/2 bis 1 Stunde) einen Schichtaufbau zuließ.

Dieses qualitative Massenspektrum wurde für jeden Kanal aufgenommen, wobei sich eine Verschiebung der Peakmaxima auf der Spannungsskala ergab, die nach Gl. (42) bedeutet, daß die im Einzelmagnetspalt konstanten Werte $B \cdot r$ von Spalt zu Spalt verschieden waren. Der maximale Unterschied $\Delta(Br)_{\max}$ war groß und betrug 7,3 %.

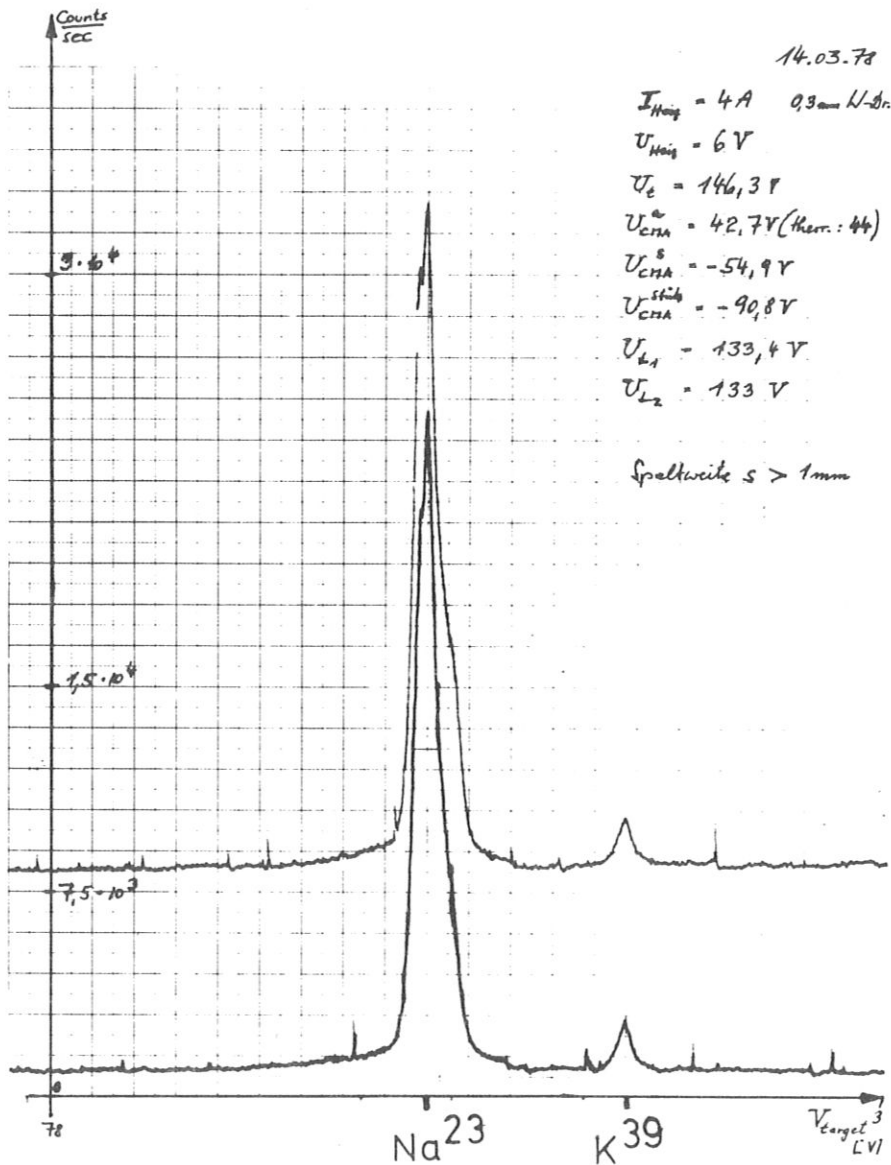


Abb. 28: Einkanal-Massenspektrum von gewöhnlichem Kochsalz mit einer Hilfsionenquelle

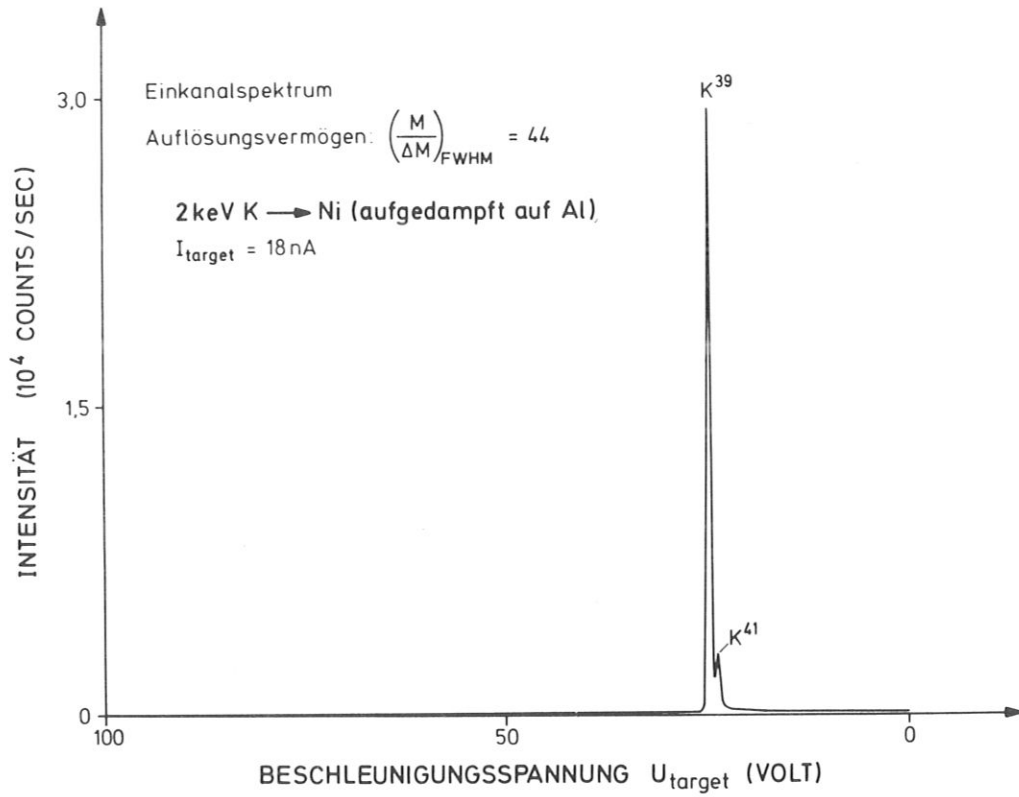


Abb. 29: Einkanal-Massenspektrum zerstäubter K^+ -Ionen einer auf Nickel aufgebauten Kaliumschicht

5.2 Zwölfkanalmessungen

a) Massenspektren positiver Ionen

Abbildung 30 zeigt im 12-Kanalspektrum Massenlinien des Kaliums wie in Abb. 29, aber mit dem Unterschied, daß mehrere Einzelpeaks auftreten. Wenn man den einzelnen beobachteten Peaks in Abb. 30 die Masse des K^{39} zuordnet, ergibt sich für die berechnete Variation des Wertes $B \cdot r$ von Spalt zu Spalt maximal 8,5 %, was mit den 7,3 % bei den Einkanalmessungen gut übereinstimmt. Daß man nur vier statt zwölf Einzelpeaks fand, wurde durch Kraftflußdichtemessungen im ausgebauten Magnetsystem erklärbar. Es wurde nämlich festgestellt, daß es vier Gruppen von Dauermagneten gab, die untereinander fast gleich stark, aber von Gruppe zu Gruppe sprunghaft verschieden waren. Diese großen Abweichungen der Kraftflußdichte in den Einzelnen Gruppen von Kanälen bestanden vor dem Einbau des Magnetsystems noch nicht, sodaß diese Änderungen vermutlich erst später infolge mechanischer und thermischer Beanspruchungen bei wiederholtem Ein- und Ausbau des MSM und durch Wärmestrahlung der Ionenquelle entstanden sind.

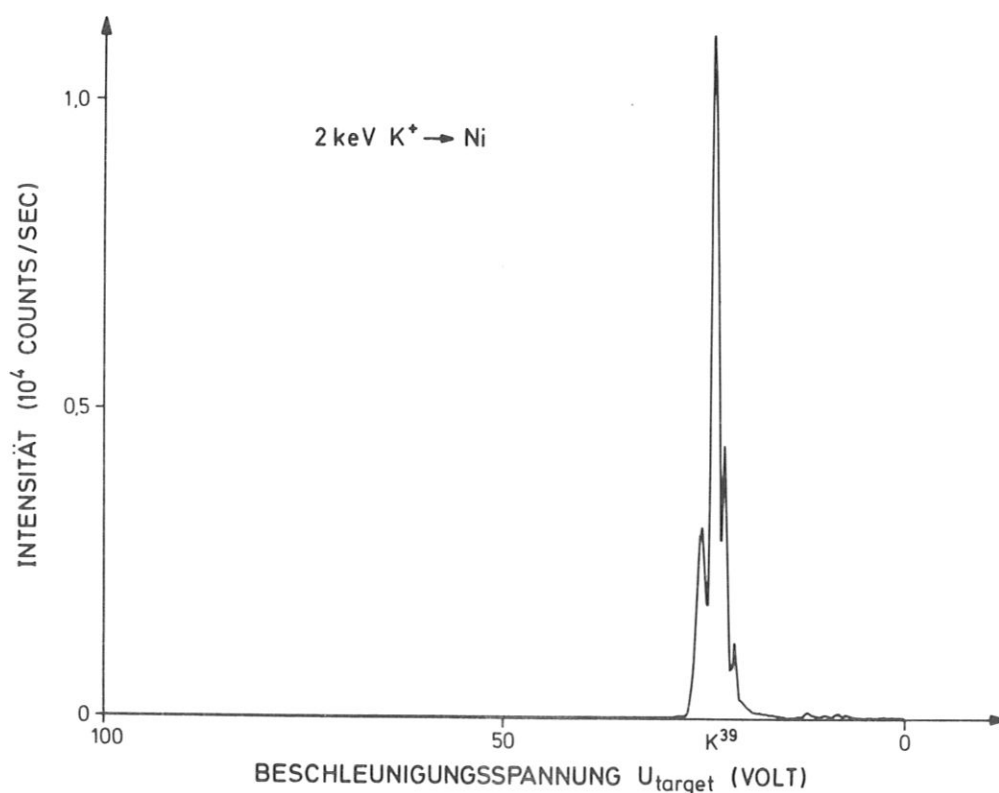


Abb. 30: 12-Kanal-Massenspektrum einer kaliumbedeckten Nickeloberfläche

Diese Vermutung wurde während meines Aufenthaltes bei der Fa. Vakuumschmelze in Hanau von dortigen Mitarbeitern bestätigt.

Die Abb. 31 und 32 zeigen Massenspektren desselben Targets wie in Abb. 30, jedoch unter Cs^+ -Beschuß. Durch die Abnahme des Kaliumpeaks und die Zunahme des Cäsiumpeaks bei längerer Beschußdauer wird die Erklärung gestützt, daß Selbstzerstäubungsausbeuten von Kalium und Cäsium bei 2 keV Primärenergie kleiner als 1 sind. Spektrum 1 in Abb. 32 wurde um 20 Uhr aufgenommen und die Ionenquelle über Nacht in Betrieb gelassen. Spektrum 2 zeigt nach 12 Stunden ein deutliches Anwachsen des C^+ -Peaks, und nach 15 Stunden (Spektrum 3) ist der Cs^+ -Peak schon

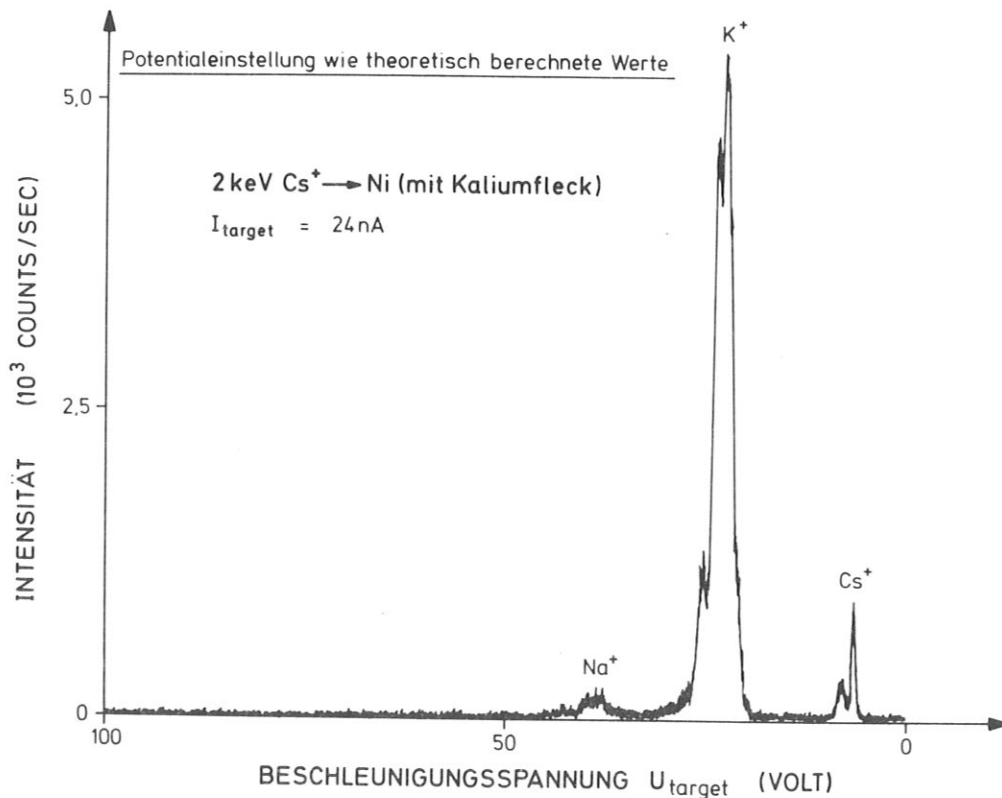


Abb. 31: 12-Kanal-Massenspektrum einer kaliumbedeckten Nickeloberfläche unter Cs^+ -Beschuß

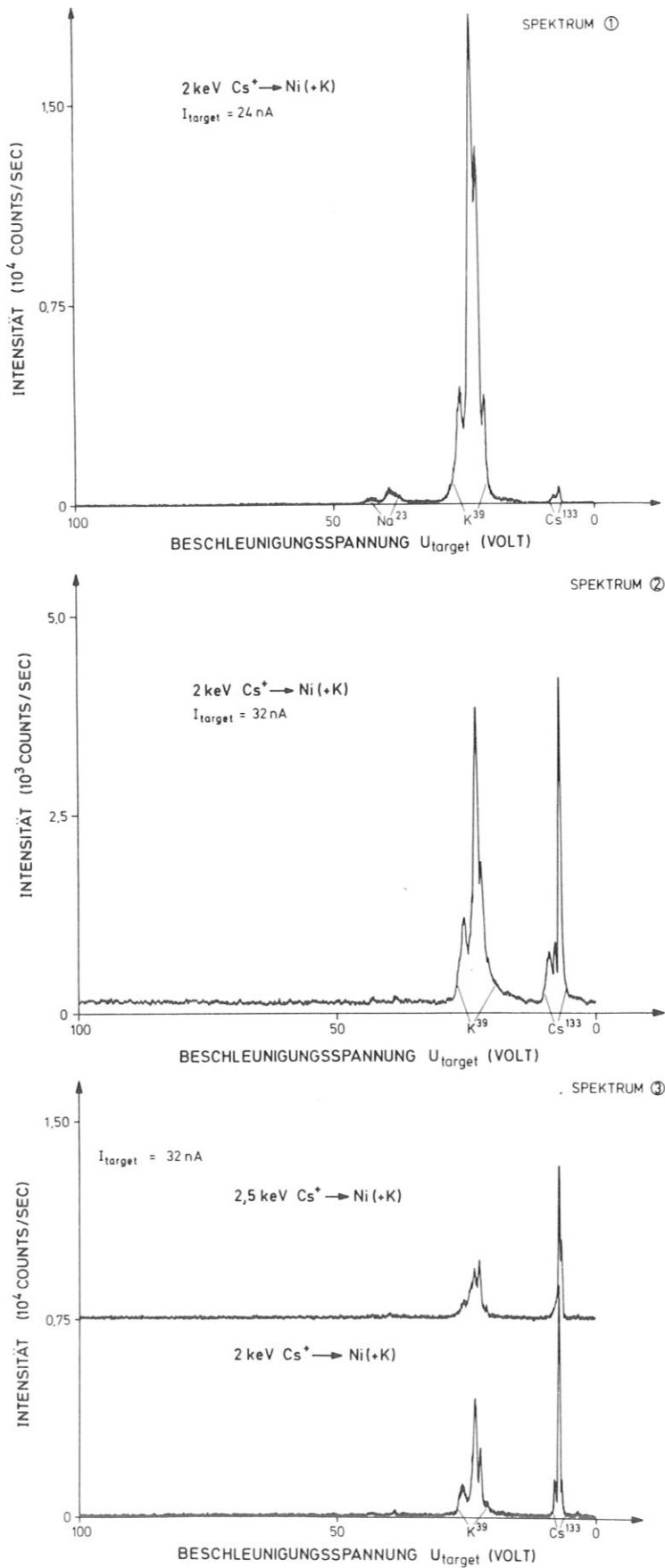


Abb. 32: Abnahme des Kaliumpeaks und Zunahme des Cäsiumpeaks bei längerem Beschuß

doppelt so hoch wie der K^+ -Peak. Bei noch längerem Beschuss tritt der Fall ein, daß die kaliumbedeckte Ni-Oberfläche mit einer mehr als monoatomaren Cs-Schicht bedeckt ist, sodaß auch der K^+ -Peak verschwindet. Es ist ja bekannt, daß der größte Teil der Teilchen aus der obersten Atomlage zerstäubt wird.

Zur Prüfung dieser Effekte wurde auch mit reinem Kalium bedecktes Titan mit Cs^+ -Ionen beschossen. Abbildung 33 zeigt zuerst das Massenspektrum des zunächst nur mit Kalium beschossenen Titans und Abb. 34 das Massenspektrum während Cs^+ -Beschuss. Es zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung mit den Abb. 30 und 31.

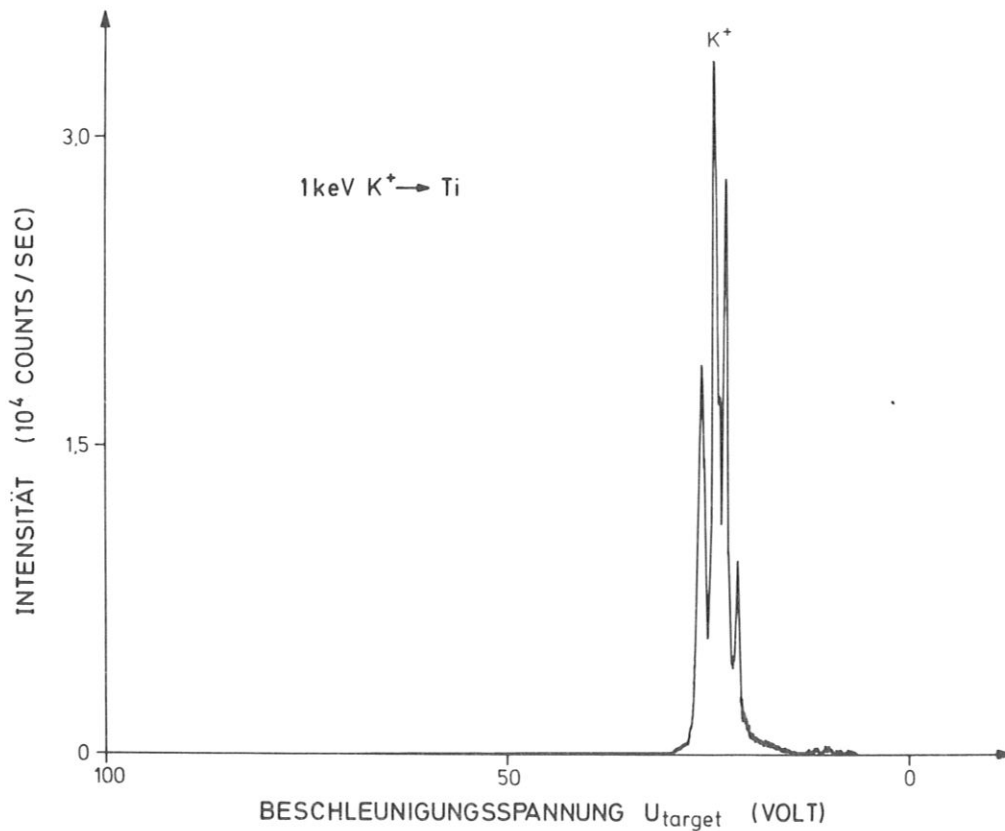


Abb. 33: Massenspektrum einer Titanoberfläche unter K^+ -Beschuss

Da bei den Messungen an Nickel und Titan eine Zeit von mindestens einer Stunde nach dem Aufheizen der Ionenquelle bis zur Aufnahme der Massenspektren verging, konnte sich sehr leicht eine mehratomige Schicht mit reinem Alkalimetall (K, Cs) und mit neutral verdampftem Alkali-chlorid (KCl, CsCl) aus der Thermionenquelle aufbauen. Bei den Messungen an Aluminium und Kupfer wurde daher versucht, unmittelbar nach dem Einschalten der Ionenquelle unter Verzicht auf einen stationären Primärionenstrom Massenspektren aufzunehmen, die auch das Targetmaterial zeigen. Diese Messungen sind in den Abb. 35 und 36 dargestellt.

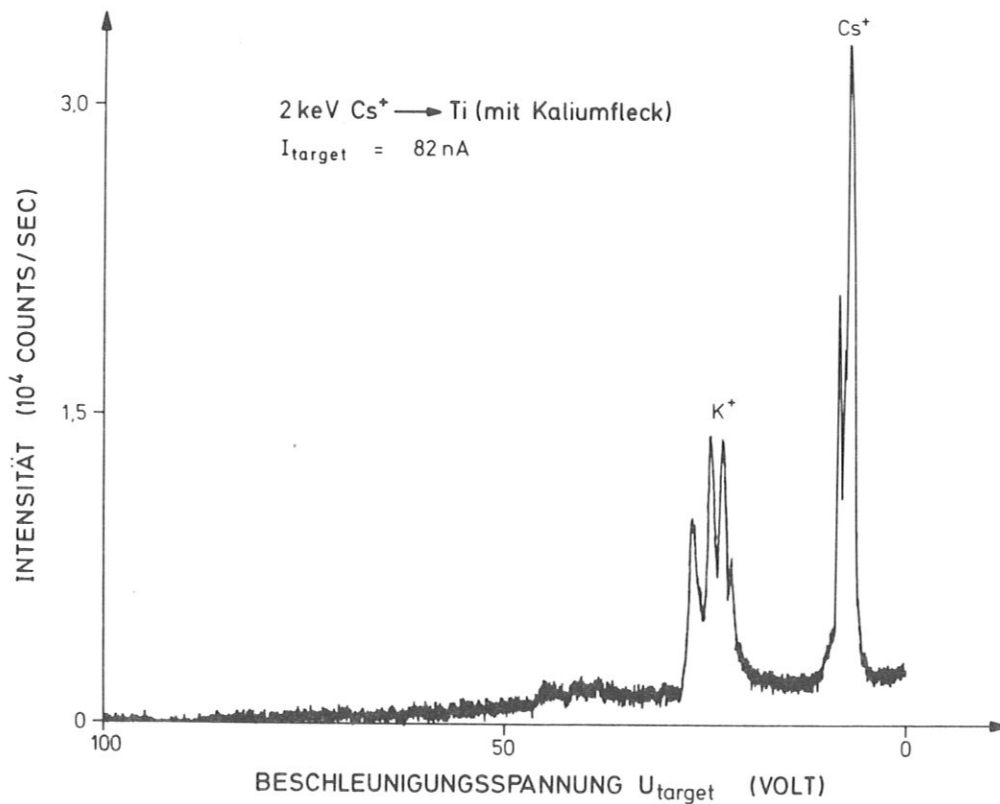


Abb. 34: Massenspektrum einer kaliumbedeckten Titanoberfläche unter Cs⁺-Beschuss

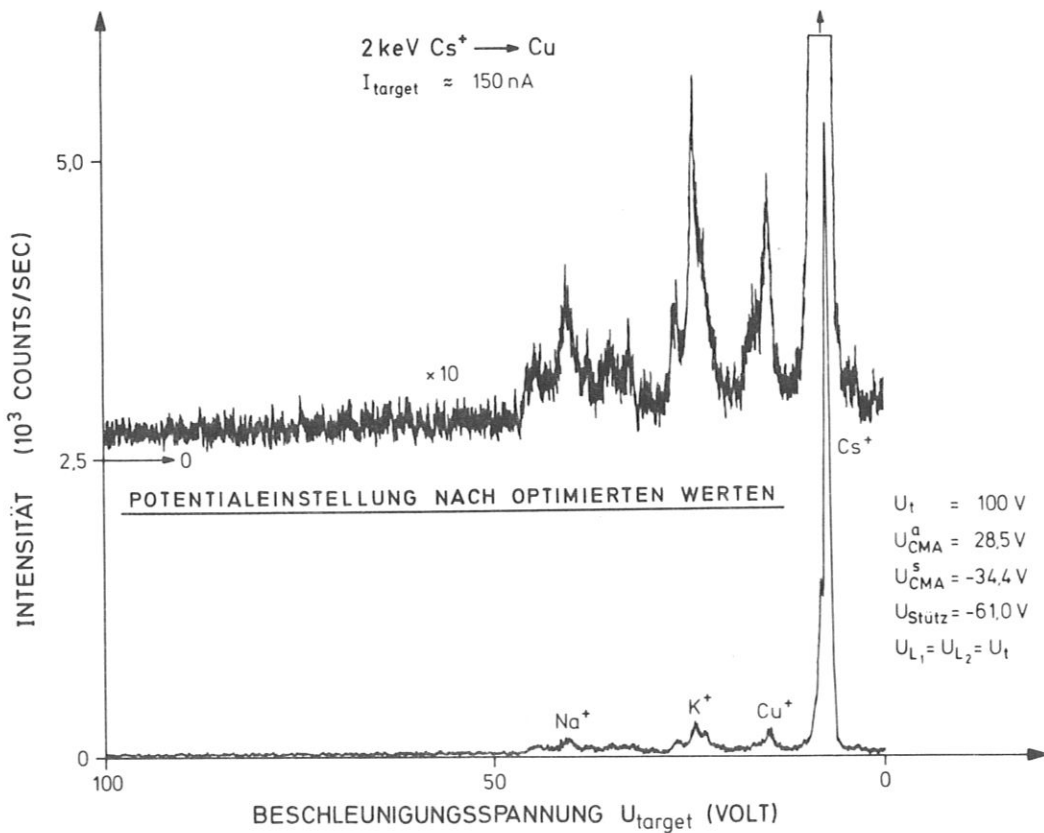
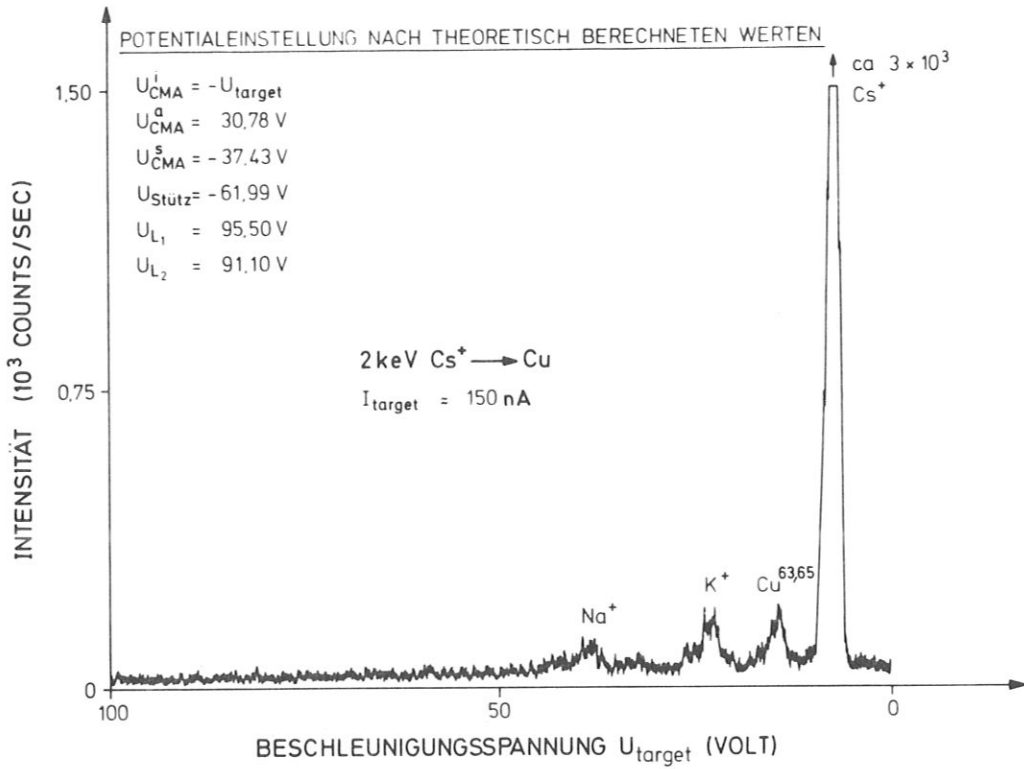


Abb. 35: Massenspektrum einer Kupferoberfläche unter Cs⁺-Beschuss

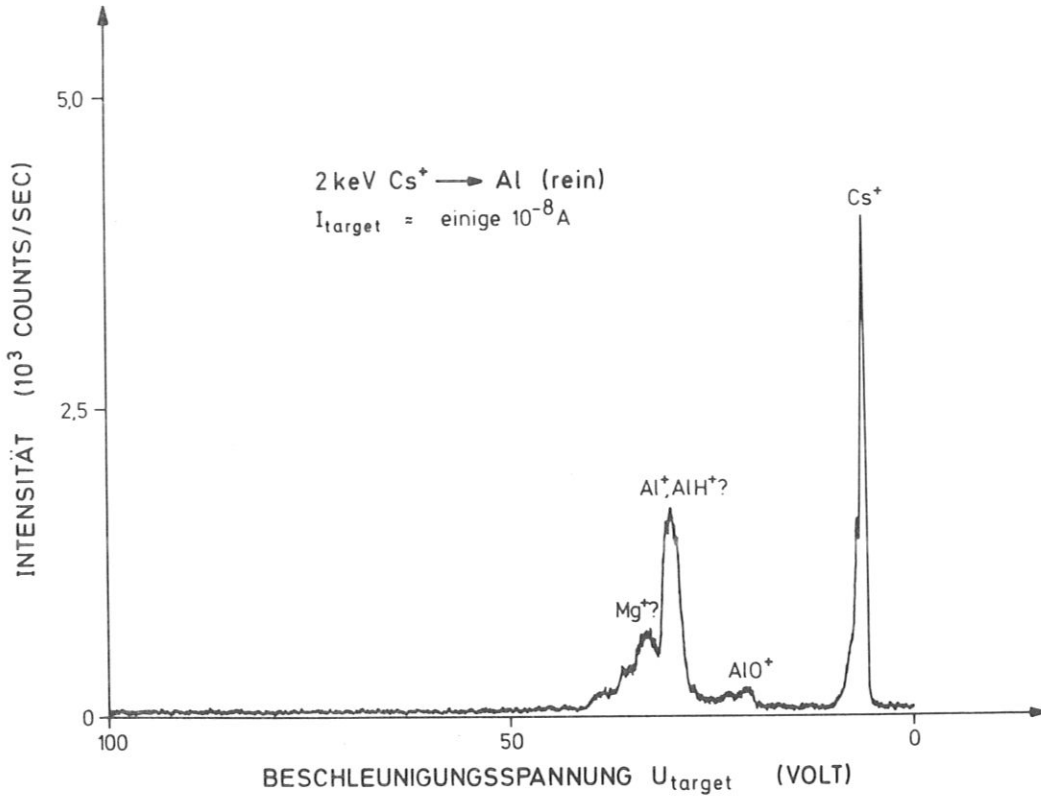


Abb. 36: Massenspektrum einer Aluminiumoberfläche unter Cs⁺-Beschuß

Als nächster Schritt wurde versucht, die Unregelmäßigkeit der zwölf Dauermagnete abzugleichen, die für das schlechte Auflösungsvermögen in den bisher gezeigten Massenspektren verantwortlich war. Dies wurde bei der Firma Vacuumschmelze in Hanau durchgeführt. In einem Gegenfeld wurden die einzelnen Dauermagnete bis auf den Wert des schwächsten Magneten in kurzzeitigen Pulsen abmagnetisiert. Die gemessene maximale Kraftflußdichteabweichung an der Oberfläche betrug danach 1,7 % gegenüber 7,3 % aus den früheren Messungen (s. Kap. 5.1, S. 55). Durch geeigneten Austausch der Magnete in der Polschuhhalterung gelang es, im eingebauten Zustand bei geschlossener Feldlinienanordnung den mittleren Wert $B_r = 8440 \text{ G}\cdot\text{cm} \pm 0,47 \%$ zu erreichen (siehe Kap. 4.6).

Die maximale Änderung $\Delta(\text{Br})$ an der Stelle $r = 40$ mm nahe am Austrittsspalt betrug jedoch 2,5 %.

Es wurde auch versucht, Massenspektren negativer Ionen aufzunehmen, wozu die Magnetfeldrichtung nach dem Abgleich der Dauermagnete vor dem neuerlichen Zusammenbau umgepolt worden ist. Als Targets wurden Kohlenstoff, Aluminium und Silizium gewählt, da sie Oxidschichten bilden, die auf Grund der großen Elektronenaffinität des Sauerstoffs hohe negative Ionenausbeuten ergeben.

b) negative Massenspektren

Man weiß /15/, daß die Sekundärionenausbeuten sehr stark von den elektronischen und chemischen Eigenschaften der Festkörperoberflächen abhängen, die man durch geeignete Wahl des Beschusses beeinflussen kann. So kann man zum Beispiel durch Beschuss mit Sauerstoff, einem elektro-negativen Element, sehr viel höhere positive Sekundärionenausbeuten erreichen; andererseits gelang es durch Beschuss mit Cs^+ , drastische Erhöhungen der negativen Sekundärionenausbeuten zu erzielen.

Die Abb. 37 bis 40 zeigen solche Massenspektren negativer Ionen. Es handelt sich dabei um zerstäubte Restgas-schichten, da man bei einem Druck von einigen 10^{-7} Torr in wenigen Sekunden eine mindestens monoatomare Schicht adsorbierter Restgasatome erhält. Die wesentlich höheren Kohlenstoffpeaks beim Kohlenstofftarget, verglichen mit denen bei Aluminium- und Siliziumtargets, kann man dann verstehen, wenn man weiß, daß Cs^+ -Ionen in den Kohlenstoff hineindiffundieren, sodaß sich auf dem Kohlenstofftarget keine monoatomare Schicht von Cäsiumatomen bilden konnte.

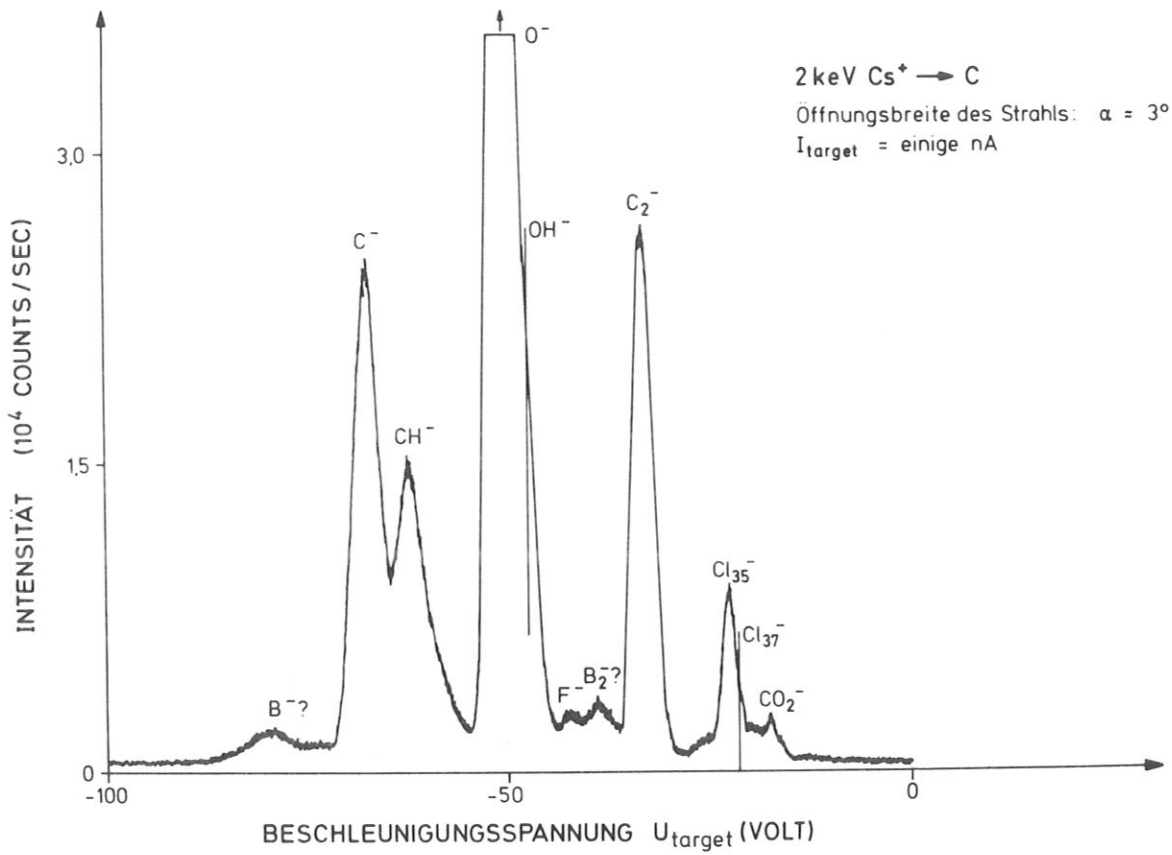


Abb. 37: Massenspektrum einer Kohlenstoffoberfläche unter Cs⁺-Beschluß

Dadurch wurde die Zerstäubung von Kohlenstoff gegenüber den anderen Restgaskomponenten durch Nachlieferung aus der Kohlenstoffoberfläche begünstigt.

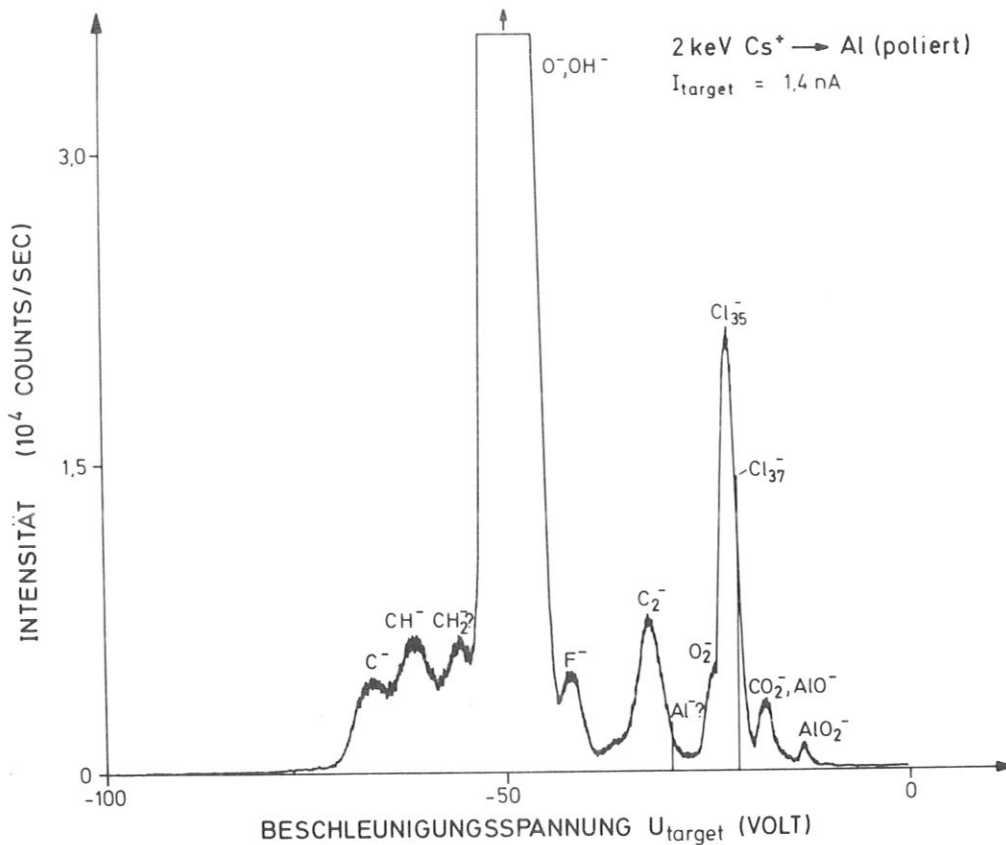


Abb. 38: Massenspektrum einer Aluminiumoberfläche unter Cs^+ -Beschluß

Die Massenspektren der zerstäubten negativen Ionen zeigen gegenüber denen der zerstäubten positiven Ionen wesentlich mehr Massenlinien, was auf die schon erwähnte erhöhte negative Sekundärionenausbeute unter Cs^+ -Beschluß zurückzuführen ist /15/. Neben den Restgaskomponenten zeigen diese Massenspektren noch die Peaks der Halogene, die wahrscheinlich aus dem Heizdraht diffundieren und als Neutrale auf die Targetoberfläche gelangen. Der große Cl-Peak gegenüber den anderen Halogenen erklärt sich ganz einfach aus der ständig nachgelieferten Menge von neutralem CsCl aus der Ionenquellenfüllung.

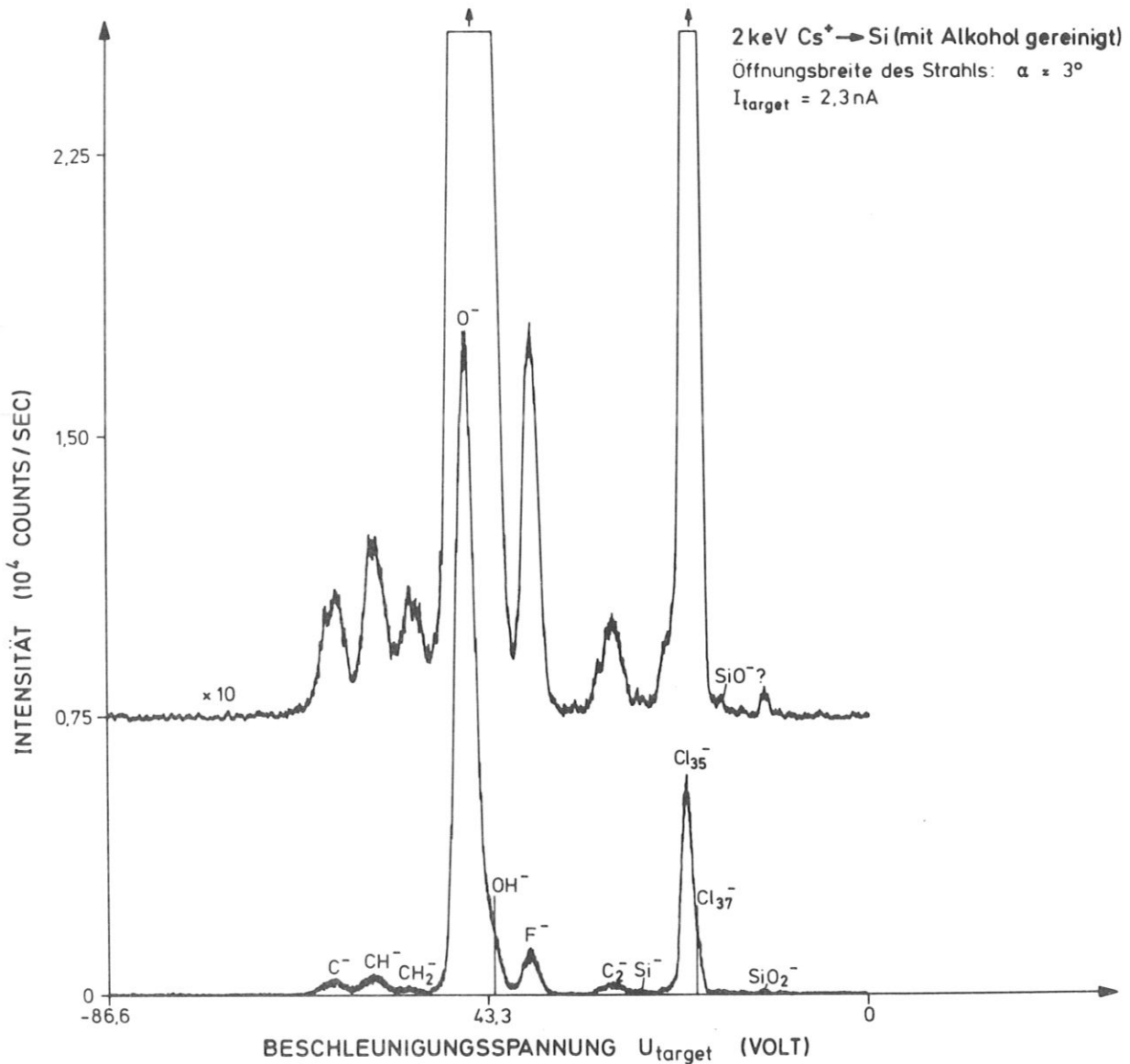


Abb. 39: Massenspektrum einer Siliziumoberfläche unter Cs⁺-Beschuß mit großer Winkelapertur α

In den Massenspektren zerstäubter negativer Teilchen erscheinen zwar keine Mehrfachpeaks, aber die trotz des Magnetabgleiches nur unwesentlich gesteigerte Massenauflösung zeigt, daß die einzelnen Massenlinien wahrscheinlich die Einhüllenden der von Spalt zu Spalt jetzt kontinuierlich verschobenen Einkanalpeaks sind. Diese Schwierigkeit

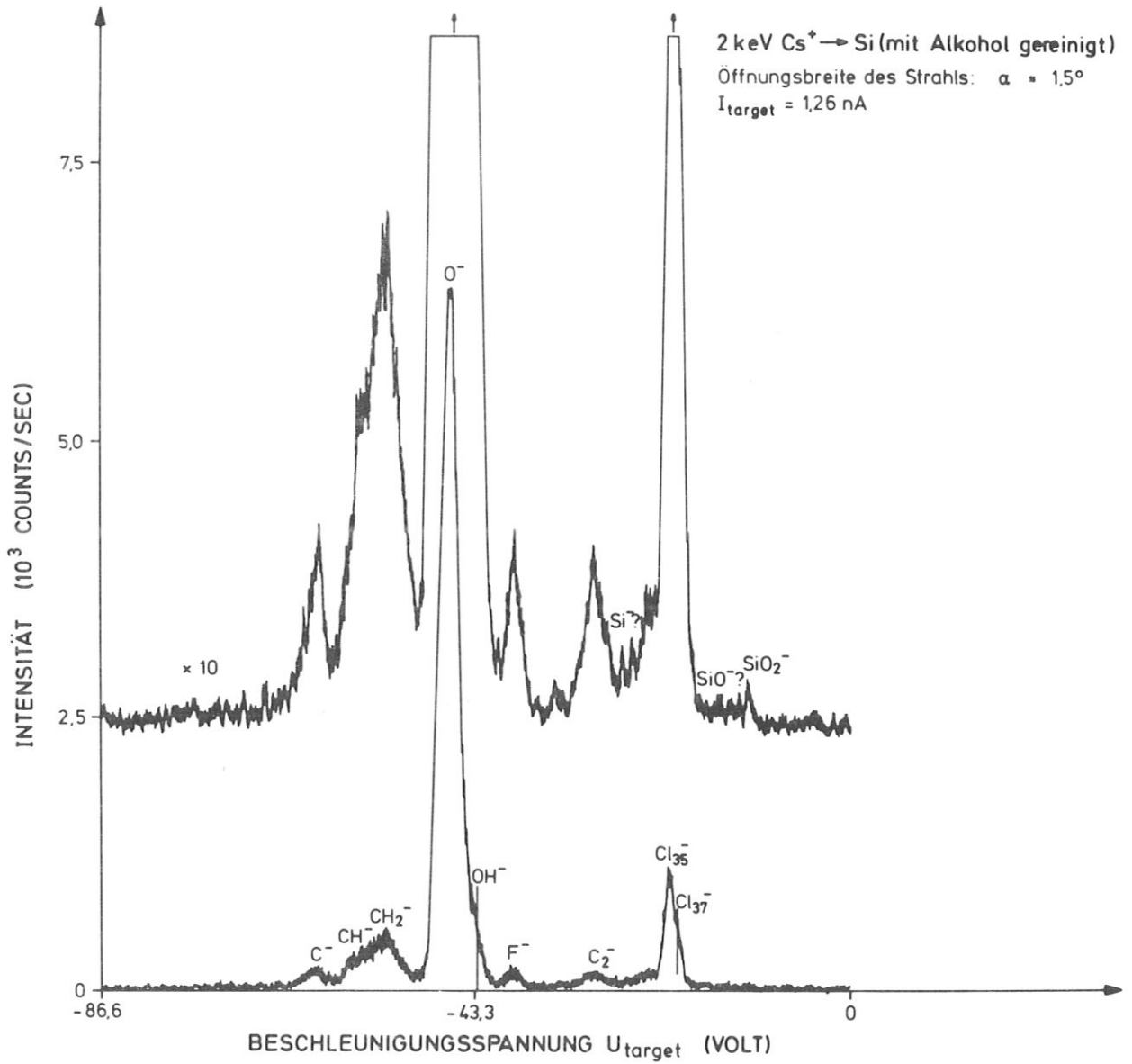


Abb. 40: Massenspektrum einer Siliziumoberfläche unter Cs^+ -Beschuss mit kleiner Winkelapertur α

scheint nur durch den Einbau von einzeln justierbaren Elektromagneten lösbar zu sein, da man die Dauermagnete nicht so genau herstellen kann, wie es für ein solches Massenspektrometer erforderlich wäre.

6. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

Es hat sich gezeigt, daß dieser entwickelte Prototyp eines axialsymmetrischen MSM prinzipiell Massenspektren positiver sowie negativer Ionen erzeugen kann. Die Zwölfkanalanordnung ergibt äußerst hohe Sekundärionenströme schon bei niedrigen Primärströmen. Das Auflösungsvermögen ist nicht besonders hoch, was in erster Linie auf die Unregelmäßigkeit der zwölf Dauermagnete zurückzuführen ist. Magnetfachleute der Fa. Vakuumschmelze in Hanau haben aber erklärt, daß Abweichungen unter den einzelnen Dauermagneten in der Prozentgegend durchaus normal sind. Da es also praktisch unmöglich ist, die einzelnen Magnete gleich stark zu bekommen und sich unter anderem gezeigt hat, daß schon kleinste Metallpartikel auf der Magnetoberfläche die Kraftflußdichte beeinträchtigen, müßte man einen Weg finden, feinjustierbare Elektromagnete einzubauen, die vakuumfreundlich und platzsparend sind.

Vakuumfreundlich deswegen, weil SIMS-Analysen nur bei Ultrahochvakuumbedingungen oberflächenspezifische Resultate bringen, da die Targetoberfläche bei ca. 10^{-6} Torr schon in einer Sekunde mit einer monoatomaren Restgasschicht bedeckt wird. Die Kombination eines Turbumolekularpumpstandes und einer Titansublimationspumpe wäre dafür geeignet, da damit schon Drücke $< 10^{-11}$ Torr erzielt worden sind, wenn eine Apparatur ausgeheizt wird. Wenn das Target außerdem noch mit einem Strahl von so hoher Energie beschossen wird, daß die Selbstzerstäubungsausbeute größer als 1 beträgt, hätte man mit der großen Akzeptanz dieses MSM ideale Bedingungen für SIMS.

Platzsparend müßten die Elektromagnete sein, weil man um die Zentralachse einen zylinderförmigen Hohlraum für das Detektorsystem mit einem Durchmesser von mindestens 55 mm benötigt.

Die gemessenen Massenspektren zeigen außer der schlechten Auflösung durch Peakverbreiterung infolge der Unregelmäßigkeit der Dauermagnete noch eine weitere Schwierigkeit auf. Die Thermionenquelle liefert zwar über lange Zeit einen ziemlich konstanten Ionenstrom, aber die Eigenschaft des Alkaliions, insbesondere des Cäsiums /15/, die Oberflächenaustrittsarbeit zu erniedrigen, begünstigt die Emission negativ geladener Teilchen. Außerdem ergibt sich bei zu niedrigen Primärenergien ein Schichtaufbau auf der Targetoberfläche, sodaß nach einiger Zeit nur mehr zerstäubte Alkaliionen nachgewiesen werden können. Abhilfe kann nur eine andere Ionenquelle bzw. die Auslegung der Thermionenquelle auf höhere Primärenergien schaffen. Bei diesen Überlegungen über eine effektivere Ionenquelle sollte man auf die Möglichkeit hinweisen, den Primärionenstrahl unter 45° zwischen zwei der zwölf Sekundärionenbündeln einfallen zu lassen. Das hätte den Vorteil, daß man erstens mehr Platz für das Detektorsystem hätte (eventuell Channelplate, wodurch auch Pusher und Absaugzylinder (s. Abb. 25) vermieden würden) und zweitens den Untergrund vermindern würde, da der Ionenquellenaufbau auf einem eigenen, seitlich unter 45° angeschweißten Flanschteil bewerkstelligt werden könnte. Die Beeinflussung des Primärstrahls durch die Potentiale am CMA und den Kugelgittern wäre auf Grund des großen Energieunterschiedes (> 5 kV gegenüber max. 100 V) sehr gering und außerdem noch berechenbar, sodaß man Ablenkungen durch geeigneten Einfall kompensieren könnte.

7. ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION

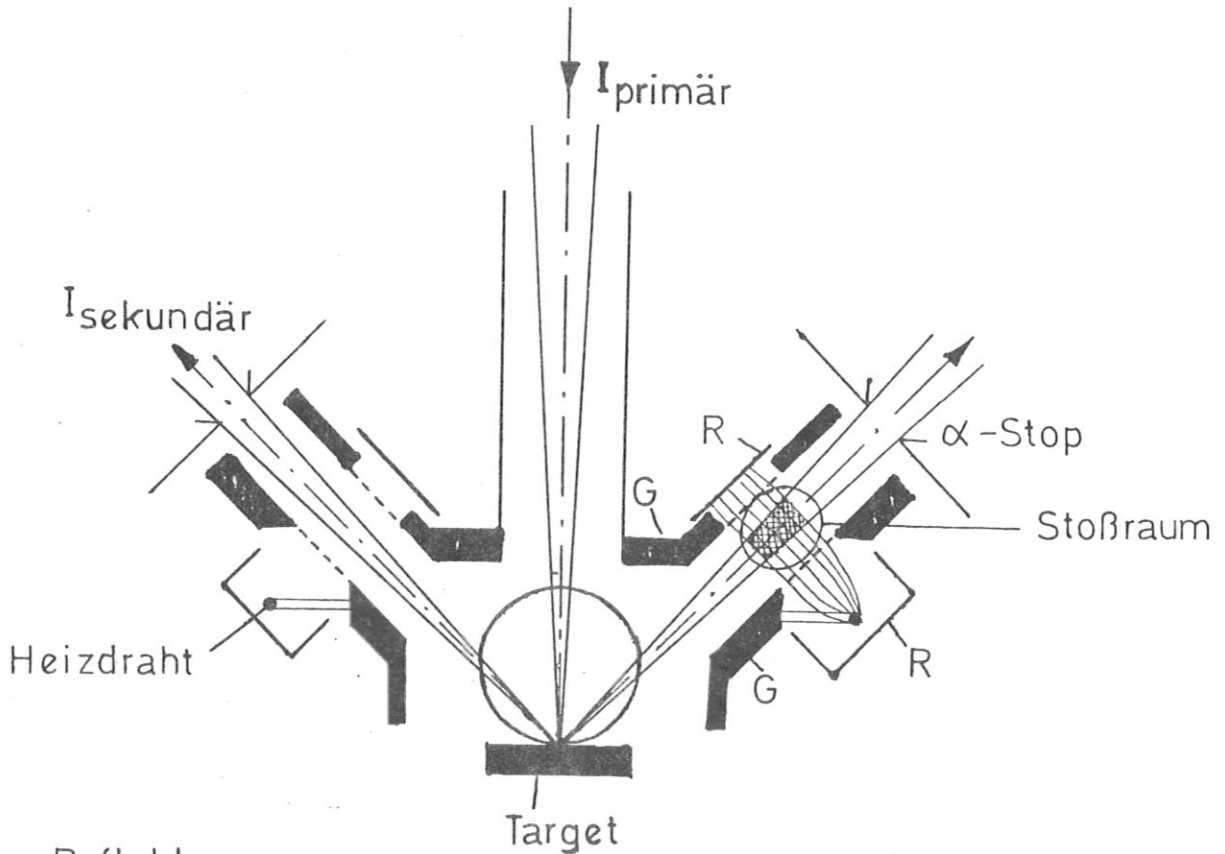
Wie gezeigt wurde, müßte man die Nachfolgeapparatur dieses Prototypes in einigen Punkten ändern, um relevante Messungen an Metalloberflächen bzw. in Gasen, die aus einer kleinen Öffnung effundieren, durchführen zu können. Eine dieser Änderungen ist der schon erwähnte Einbau eines Elektromagneten. Bei Beibehaltung der gleichen Dimensionen käme nur der Einbau von 12 wassergekühlten Luftspulen in Frage, die in der Form der bisher eingebauten Dauermagnete angefertigt werden müßten. Um dieselbe Kraftflußdichte zu erreichen, würde man aber Ströme von mehr als 1000 Ampere benötigen, was aber in der Praxis bei einer so kleinen Apparatur kaum zu realisieren sein wird.

Eine Alternative wäre der Einbau von 12 mit Spulen umwickelten Weicheisenkernen. Da man aber bei kleinen Spulenströmen zur Erreichung der erforderlichen Kraftflußdichte mehrlagige Wicklungen anbringen muß, die aber dann das Innere des Massenspektrometers ausfüllen würden, müßte man in diesem Fall die Abmessungen dieser Anordnung vergrößern. Das hätte noch dazu den Vorteil, daß man bei größerem r_m und derselben Amperewindungszahl bei gleichem Spulenstrom eventuell höhere Kraftflußdichten erreichen würde als mit den Dauermagneten. Dazu bedarf es allerdings grundlegender Überlegungen über Isolierung und Montage der Wicklungen (z.B. Form der Drähte, keine Lackisolierung wie bei herkömmlichen Spulendrähten wegen Ausheizbarkeit, Strombelastbarkeit etc.). Mit einem zwar voluminöseren, aber dafür elektrisch abstimmbaren Magnetsystem könnte man also erstens die Massenspektren durch elektrische Änderung der Kraftflußdichte aufnehmen und zweitens durch geeignete Wahl der damit konstanten Beschleunigungsenergie den gewünschten Massenbereich einstellen.

Anstelle des in diesem Prototyp verwendeten Targethalters (s. Kap. 4.3, S. 42) sollte bei einer nächsten Version ein drehbares Targetkarussell eingebaut werden. Darauf könnte man mehrere verschiedene Targets gleichzeitig befestigen, um den bisher jedesmal notwendigen, etwas umständlichen Targetwechsel zu umgehen.

Eine weitere Notwendigkeit bei einer größeren Anordnung wäre eine bessere Kontrolle des Ionenstrahls auf dem Weg zum Detektorsystem. Eine erste Kontrolle, die gleichzeitig zur Bestimmung der Sekundärionen- und der Zerstäubungsausbeuten dienen könnte, sollte in der Verlängerung der Eintrittsrichtung des Strahls in den CMA eingebaut sein. Dafür benötigt man lediglich eine entsprechende, mit einem hochtransparenten ($> 90\%$) Gitter bedeckte Öffnung im äußeren Zylinder des CMA und ein dahinterliegendes Channeltron, sodaß man bei abgeschaltetem CMA die Anzahl der emittierten Sekundärteilchen zur Anzahl der einfallenden Primärionen, also die Zerstäubungsausbeute für die verschiedenen Targetmaterialien, messen könnte. Dies ist natürlich nur möglich, wenn die zerstäubten Neutralteilchen in der auf der nächsten Seite beschriebenen Weise nachbeschleunigt würden und somit mit genügender Energie auf das Channeltron aufprallen. Voraussetzung für eine genaue Messung der Zerstäubungsausbeute ist die Kenntnis der Ionisierungswahrscheinlichkeit. Bei gemessener Zerstäubungsausbeute und Unterdrückung der zerstäubten Ionen durch eine Bremsspannung vor der Elektronenstoßquelle könnten dann außerdem aus der Differenz der Zählraten Sekundärionenausbeuten berechnet werden. Eine zweite Kontrolle wäre dann noch unmittelbar hinter dem Energiefenster wünschenswert, um erstens den besten Zwischenfokus einzustellen, und zweitens Energieverteilungen zerstäubter Ionen messen zu können. Das wäre zum Beispiel mittels eines abgeschirmten Ablenkplattenpaares möglich, das einen der zwölf Strahlen in ein weiteres Channeltron umlenkt.

Eine der interessantesten Anwendungsmöglichkeiten eines solchen Massenspektrometers mit großer Akzeptanz wäre neben SIMS-Analysen positiver sowie negativer Ionen mit größerer Intensität die massenspektroskopische Untersuchung der zerstäubten Neutralteilchen, die ja den größten Prozentsatz der emittierten Teilchen ausmachen, mittels zusätzlicher Elektronenstoß-Ionisierung. Bei Kenntnis der Ionisierungswahrscheinlichkeiten wäre es dann relativ einfach, quantitative Massenspektren zerstäubter Metalloberflächen aufzunehmen. Die Nachionisierung durch Elektronenstoß sollte im feldfreien Raum zwischen Target und erstem Kugelgitter schon in diesem Prototyp getestet werden, konnte aber aus den beschriebenen Gründen nicht durchgeführt werden, obwohl die Elektronenstoßquelle (s. Abb. 3, S. 8) einbaufertig vorlag. Eine schematische Darstellung zeigt Abb. 41.



R..... Reflektor

G....Abschirmelektroden mit Gittern

Abb. 41: Schema der Elektronenstoßquelle

Die von einem ringförmigen Heizdraht durch Glühemission erzeugten Elektronen würden durch ein Gitter in den Stoßraum beschleunigt werden und dort einen Teil der neutralen Sekundärteilchen ionisieren. Nach Passieren eines zweiten Gitters sollten sie durch einen ebenfalls ringförmigen Reflektor, der außerdem als Elektronenstromauffänger verwendet werden kann, umgelenkt werden, um durch mehrmaliges Pendeln die Nachionisierungswahrscheinlichkeit zu erhöhen. Die Ionisierungswahrscheinlichkeit P_i , also das Verhältnis der Anzahl j_i der erzeugten Ionen pro cm^2 zur Anzahl j_o der den Stoßraum durchlaufenden Neutralteilchen pro cm^2 , kann man durch eine einfache Rechnung abschätzen und erhält

$$P_i = \frac{j_i}{j_o} = j_e \cdot \sigma \cdot \frac{\ell}{v} \cdot f$$

mit j_e Elektronenstrahldichte
 σ Stoßwirkungsquerschnitt
 ℓ Länge des Stoßraumes
 v Neutralteilchengeschwindigkeit
 f Pendelfaktor.

Bei aus Tabellen bekannten Werten von σ und v und geometrisch vorgegebenem $\ell = 0,5 \text{ cm}$ ergibt sich bei angenommenem $f = 2$

$$P_i \approx 10^{-3} \cdot [j_e]$$

$[j_e]$... Zahlenwert des gemessenen Elektronenstromes pro cm^2

Bei bisherigen Messungen /16, 17, 18, 19, 20/ mit Elektronenstoßnachionisierung konnten wegen der geringen Nachionisierungswahrscheinlichkeit nur wenige Resultate von der Zusammensetzung neutralzerstäubter Teilchen erreicht werden. Daher wäre es interessant, dieses Intensitätsproblem der Neutralteilchenspektroskopie, die mit Elektronenstoßquellen arbeiten, durch ein Massenspektrometer mit so großer Akzeptanz zu meistern.

LITERATURÜBERSICHT

- /1/ K. Siegbahn, "α-, β- and γ-ray Spectroscopy"
North-Holland Publ., Amsterdam (1965) 79
- /2/ K. Maeda, T. Ihara, Rev.Sci.Instr. 42 (1971) 1480
- /3/ J. Van Klinken, S.J. Feenstra, K. Wisshak, H. Faust,
Nucl.Instr.Meth. 130 (1975) 427
- /4/ H. Liebl, Advances in Mass Spectroscopy 6 (1974) 535
- /5/ H. Niehus, E. Bauer, Rev.Sci.Instr. 46 (1975) 1275
- /6/ H.H.Brongersma, N.Hazewindus, J.M. van Nieuwland,
A.M.M. Otten, A.J. Smets, Rev.Sci.Instr. 49
(1978) 707
- /7/ P. Staib, U. Dinklage, J.Phys.E: Sci.Instr. 10
(1977) 914
- /8/ J.C. Rivière, Contemporary Physics 14 (1973) 513
- /9/ H.O.W. Richardson, Proc.Phys.Soc. London 59
(1947) 791
- /10/ H.Z. Sar-el, Rev.Sci.Instr. 38 (1967) 1210
- /11/ V.V.Zashkvara, M.I.Korsunskii, O.S.Kosmachev,
Sov.Phys.Tech.Phys. 11 (1966) 96
- /12/ V.P.Afanas'ev, S.Ya.Yavor, Sov.Phys.Tech.Phys.
20 (1976) 715
- /13/ J.R. Mautz, R.F.Harrington, Proc.IEE 117 (1970) 850
- /14/ W. Ploch, Z.f.Phys. 130 (1951) 176
- /15/ H.A. Storms, K.F. Brown, J.D. Stein, Anal. 49
(1977) 2023
- /16/ R.E. Honig, J.Appl.Phys. 29 (1958) 549
- /17/ R.E. Honig, Proc. 5th Intern.Conf.Phenomena
Ionization in Gases, München, Vol. 1 (1961) 106
- /18/ A.J. Smith, L.A. Cambey, D.J. Marshall,
J.Appl.Phys. 34 (1963) 2489

- /19/ Th.R. Lundquist, J.Vac.Sci.Technol. 15
(1978) 684
- /20/ J. Giber, W.O. Hofer, Verhandl. DPG, Bd. 14,
Heft 1 (1979) 294