

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Die Erprobung einer Ionenquelle
für Untersuchungen von Festkörperoberflächen
im Energiebereich von 100 eV bis 1,5 KeV

M. Grundner, W. Heiland, E. Taglauer

IPP 9/8

März 1973

M 359

*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.*

ABSTRACT

An electron impact ion source for scattering rare gas ions (in the energy range 100 eV to 1,5 KeV) from metal surfaces is investigated to determine the optimum operating conditions and efficiency. It is found that maximum ion extraction is only achieved under certain potential conditions. Furthermore, the value of the total ion current is influenced by the voltage drop at the cathode. At a pressure of about 5×10^{-4} torr in the source the ion current transmitted by the einzel lens attains values of 0,5 μA at 100 eV to 2 μA at 1 KeV with maximum current densities of $0,40 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ to $42 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$. The corresponding beam profiles show half-widths of 5,5 mm to 1,25 mm for a beam divergence from the target of approx. 1° .

Energy analysis of the beam with a spherical capacitor yields a half-width of the energy distribution of 1 %. At an electron acceleration voltage of 100 V the beam contains 12 % of doubly charged ions. This becomes less than 3 % at an acceleration voltage of 50 V.

In a backscattering experiment low-energy Ar^+ ions are fired at polycrystalline copper. This yields backscattered, sputtered or desorbed ions, depending on the degree of surface contamination. The energy distribution of these positive secondary ions is investigated at a scattering angle of 90° . With a clean target surface Ar^+ ions (Ar^{2+} ions) in the energy range 300 eV to 1,5 KeV are scattered by binary collisions.

Zusammenfassung:

Eine Elektronenstoßionenquelle für die Streuung von Edelgasionen an Metalloberflächen im Energiebereich von 100 eV bis 1,5 KeV wird auf optimale Betriebsbedingungen und Leistungsfähigkeit untersucht.

Es zeigt sich, daß nur für spezielle Potentialverhältnisse maximale Absaugung der Ionen erreicht wird. Außerdem wird die Größe des Gesamtionenstromes durch den Spannungsabfall an der Kathode beeinflusst. Der durch die Einzellinse transmittierte Ionenstrom erreicht bei ca. $5 \cdot 10^{-4}$ Torr Druck in der Quelle Werte von 0,5 uA bei 100 eV bis 2 uA bei 1 KeV mit maximalen Stromdichten von $0,40 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ bis $42 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$. Die zugehörigen Strahlprofile weisen Halbwertsbreiten von 5,5 mm bis 1,25 mm auf bei einer Strahldivergenz vor dem Target von ca. 1° .

Die Energieanalyse des Strahles mit einem Kugelkondensator ergibt eine Halbwertsbreite der Energieverteilung von 1 %. Der Anteil doppelt geladener Ionen im Strahl beträgt 12 % bei 100 V Elektronenbeschleunigungsspannung. Er wird kleiner als 3 % bei 50 V Beschleunigungsspannung.

In einem Rückstreuexperiment werden niederenergetische Ar^+ -Ionen auf polykristallines Kupfer geschossen. Je nach dem Grad der Kontamination der Oberfläche erhält man zurückgestreute, zerstäubte oder desorbierte Ionen. Die Energieverteilung dieser positiven Sekundärionen wird unter einem Streuwinkel von 90° untersucht. Im Energiebereich von 300 eV bis 1,5 KeV werden bei sauberer Targetoberfläche die Ar^+ -Ionen (Ar^{2+} -Ionen) im Zweierstoß gestreut.

Inhaltsangabe:

- 1.) Einleitung
- 2.) Aufgabenstellung
- 3.) Untersuchung der Ionenquelle auf optimale Betriebsbedingungen
 - 3.1 Bauteile der Quelle und ihre Funktion
 - 3.2 Quellenparameter die den Ionenstrom und das Strahlprofil beeinflussen
 - 3.2.1 Abhängigkeit vom Druck
 - 3.2.2 Abhängigkeit des Ionenstromes von der Blendenspannung V_B
 - 3.2.3 Der ionisierende Elektronenemissionsstrom
 - 3.2.4 Der effektive Elektronenemissionsstrom
 - 3.2.5 Einfluß der Raumladung der Elektronen
 - 3.2.6 Einfluß eines zusätzlichen Spannungsabfalls an der Wendel
- 4.) Die Leistungsfähigkeit der Quelle
 - 4.1 Der Richtwert der Quelle
 - 4.2 Strahlprofile mit Linse
 - 4.3 Zusammenstellung charakteristischer Werte der Ionenquelle
 - 4.4 Reproduzierbarkeit und Konstanz des Ionenstromes
- 5.) Energie und Massenanalyse des Ionenstrahls
 - 5.1 Energieanalyse
 - 5.1.1 Versuchsbeschreibung
 - 5.1.2 Kalibrierung
 - 5.1.3 Bestimmung der experimentellen Auflösung des Kugelkondensators
 - 5.1.4 Analyse des Ar^+ -Ionenstrahles
 - 5.2 Massenanalyse des Strahles
- 6.) Streuung von niederenergetischen Ar^+ -Ionen an einer polykristallinen Kupferoberfläche
 - 6.1 Versuchsbeschreibung
 - 6.2 Messungen
 - 6.2.1 Massenspektrometrische Untersuchung
 - 6.2.2 Energieanalyse
- 7.) Anhang
 - 7.1 Halbschnitt der Ionenquelle
 - 7.2 Vakuumsystem
 - 7.3 Ionennachweis
 - 7.4 Raumladung der Elektronen
 - 7.5 Berechnung des Potentials im Analysator
 - 7.6 Bildfehler des Kugelkondensators
 - 7.7 Berechnung der Einfallrate der Teilchen aus der Gasphase
 - 7.8 Photographische Aufnahme des Beschußfleckes
- 8.) Diskussion
- 9.) Literaturverzeichnis

1.) Einleitung

Zum erstenmal wurden Ionenstrahlen 1886 von E. Goldstein /1/ als Kanalstrahlen experimentell benützt. Vor allem in der Atom- und Kernphysik haben Ionenstrahlen und somit Ionenquellen eine große experimentelle Bedeutung erlangt. /2, 3/ Eine wichtige Anwendung von Ionenquellen wurde auch der Beschuß von Festkörpern in der Form der Kathodenzerstäubung /4/ und zur Analyse von Festkörperoberflächen /5/. In dieser Arbeit wird eine Ionenquelle beschrieben, die einerseits zur Zerstäubung einer Festkörperoberfläche dient, andererseits auch zu Oberflächenanalysen verwendet werden kann. Für beide Anwendungen liegt der Energiebereich um 1 KeV. Es hat sich gezeigt, daß für diese Zwecke eine Elektronenstoßionenquelle am geeignetsten ist. Die Ionen werden in einer solchen Quelle durch Stöße langsamer Elektronen mit freien Gasatomen erzeugt und durch ein ionenoptisches System zu einem Ionenstrahl geformt.

Die Idee zur Elektronenstoßionenquelle stammt von Dempster /6/, der sie für massenspektrometrische Untersuchungen baute. In der Folgezeit wurde die Ionenquelle im Hinblick auf Ionenausbeute und Energiebreite des Strahles verbessert. Finkelstein /7/ und Nier /8/ erhöhten die Stoßwahrscheinlichkeit des Elektronenstromes, indem sie mittels eines Magnetfeldes schraubenförmige Bahnen der Elektronen um die Kraftlinien erzwangen, und so deren Weglänge im Ionisierungsraum erhöhten. Diesem Zweck diente auch eine gegenüber der Kathode gelegene Reflektorplatte auf gleichem oder niedererem Potential.

H.Heil /9/ ersetzte die Reflektorplatte durch eine zweite Glühkathode, um dadurch den Elektronenstrom zu erhöhen. Bei der Nier'schen Quelle wird außerdem der Ionenstrom senkrecht zur Richtung des scharfgebündelten Elektronenstromes extrahiert. Dies bewirkt eine geringe Energiebreite des Strahles, da der Entstehungsort der Ionen auf ein schmales Gebiet um eine Äquipotentiallinie des Extraktionsfeldes beschränkt wird.

In neuerer Zeit wurden Elektronenstoßionenquellen in der Oberflächenphysik, zum Studium chemischer Reaktionen und zur optischen Anregung durch Ionen angewendet: So untersuchten Hagstrum /10, 11/, Probst und Lüscher /12/ mit speziell für die Erzeugung sehr niederenergetischer Ionenstrahlen entwickelten Systemen die Emission von Sekundärelektronen aus Festkörperoberflächen.

S. Dworetzky, R. Novick et al. /13/ beschrieben eine Ionenquelle zum Studium der Anregung von atomaren Dämpfen mit monoenergetischen Ionenstrahlen niedriger Energie. Sie liefert $5 \frac{\mu A}{cm^2}$ bei 25 eV Ionenenergie und einer Energiebreite von einigen Zehntel eV. Ähnliche Leistungen erbringt eine Quelle von M. Menzinger und L. Wahlin /14/, die sie für die Untersuchung chemischer Reaktionen bei Teilchenenergien über der Schwellenenergie der Reaktion benutzten.

Grundlegende Ergebnisse über die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Metalloberflächen lieferte in letzter Zeit die Streuung niederenergetischer Ionen. Aus den Rückstreuenspektren lassen sich Aussagen gewinnen über die an der Oberfläche vorhandenen Atome und die Oberflächenstruktur. Solche Analysen führten D.P. Smith /15/, T. Buck et al. /16/, E. Taglauer und W. Heiland /17/ durch. Die im folgenden beschriebene Ionenquelle ist aus dem Bestreben entstanden, ein brauchbares Instrument zur Streuung an Oberflächen zur Hand zu haben.

2.) Aufgabenstellung

Für die Rückstreuung langsamer Edelgasionen an Metalloberflächen wird eine Ionenquelle gebraucht, die Stromdichten bis zu einigen $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ erreicht. Dabei sollte die Energiebreite etwa 1 % nicht überschreiten und die Strahldivergenz nur etwa $\pm 1^\circ$ betragen. Die Forderungen ergaben sich aus Experimenten, die bereits beschrieben wurden /15, 16, 17/. Die hohen Stromdichten sind für die Targetreinigung durch Zerstäubung erforderlich. Ar^+ -Ionen erreichen bei 600 eV eine Zerstäubungsrate von 2,5 auf Cu /4/. Mit einer Stromdichte von $5 - 10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ Ar^+ auf Cu werden bei 600 eV also etwa 1/10 einer Monolage pro Sekunde zerstäubt. Andererseits soll die Ionenquelle, um quasi zerstörungsfreie Oberflächenuntersuchungen zu ermöglichen, auch bei wesentlich kleineren Stromdichten arbeiten, also äquivalent einer Zerstäubung von etwa 1/1000 Monolage/s mit $10^{-8} \text{A}/\text{cm}^2$. Die Energiebreite soll kleiner als die Auflösung des zur Zeit in den genannten Experimenten /17/ verwendeten Energiespektrometers sein, die 3 % beträgt. Die geringe Strahldivergenz ist bei der Rückstreuung an Einkristallen erforderlich, da sich dort starke Anisotropien gezeigt haben. Mit einer Elektronenstoß-Ionenquelle werden deshalb folgende Untersuchungen durchgeführt:

1. Bestimmung der optimalen Betriebsbedingungen hinsichtlich Stromdichte, Energiebreite und Strahldivergenz im Energiebereich von 100 bis 1000 eV
2. Rückstreuexperiment mit Ar^+ -Ionen an polykristallinem Kupfer.

3.) Untersuchung der Ionenquelle auf optimale Betriebsbedingungen

3.1 Bauteile der Quelle und ihre Funktion

Die verwendete Primärelektronenstoßionenquelle ähnelt im Aufbau dem Typ der Bayard-Alpert Ionisationsmanometeröhre. Das Prinzipbild zeigt die wesentlichen Elemente:

Gehäuse mit Gaseinlaß (1), Wendel (2), Kathode (3), Extraktionssystem (4) und die Linse zur Fokussierung (5).

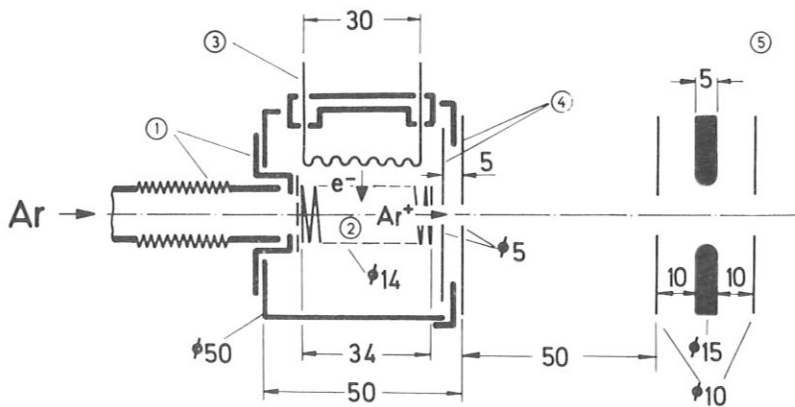


Abb.1: Prinzipbild der Ionenquelle
Halbschnitt der Ionenquelle mit Materialangaben in Anhang 7.1

Durch den Gaseinlaß wird über ein Reduzierventil (Vakuumbauplan Anhang 7.2) das jeweilige Edelgas (z.B. Argon) zugeführt. Um einen konstanten Druck im Rezipienten aufrecht erhalten zu können, muß das durch die Blendenöffnung zuströmende Gas dauernd abgepumpt werden. Der begrenzte Strömungsleitwert der Blendenöffnung bewirkt dabei, daß sich in der Quelle ein höherer stationärer Druck einstellt als im Vakuumgefäß, in dem die Druckmessung stattfindet. Dies muß bei allen Messungen, die den Ionenstrom in Abhängigkeit vom Gasdruck zeigen, berücksichtigt werden.

In einer anderen Betriebsweise wird das Vakuumsystem bei abgeschalteten Pumpen mit dem Edelgas geflutet. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde überwiegend "dynamisch" gearbeitet. Ein Vergleich beider Betriebsweisen ergibt P-Ionenqu. $\approx 10 \times$ P-Vakuumgefäß. Die Anode besteht aus einer Wendel aus Molybdändraht ($\phi = 0,2 \text{ mm}$). Ihr Potential V_A legt die Ionenenergie fest. Durch zwei Vakuumdurchführungen kann über die Wendel Strom geschickt werden, so daß durch den Spannungsabfall an der Wendel ein zusätzliches treibendes oder hemmendes Feld von einigen Volt im Anodenraum entsteht. Die Glühelektrode aus thoriertem Wolframdraht ($\phi = 0,2 \text{ mm}$) wird durch direkten Stromdurchgang (max. 4 A Gleichstrom) geheizt. Die emittierten Elektronen werden durch die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Wendel in den Anodenraum eingeschossen. Das Potential des Heizfadens und des Gehäuses sind dabei gleich, damit die Elektronen nicht zum Gehäuse abfließen.

Um den Außenraum feldfrei zu halten, liegt Blende B 1 (äußere Blende) auf Erdpotential. Das Potential der Blende B 2 (innere Blende), V_{B2} , ist variabel mit Werten zwischen Null und dem Potential der Wendel. Der Durchgriff ihres Feldes in den Anodenraum bestimmt weitgehend die Effizienz der Ionenabsaugung und die Strahldivergenz.

Bild 2 zeigt eine numerisch berechnete Potentialverteilung für den Fall

$V_A = \text{beliebig}$; $V_G = \text{Pot. des Gehäuses} = V_A - 100 \text{ V}$ $V_{B2} = 0,8 V_A$;
(sämtliche Potentialangaben haben das Erdpotential als Bezugspunkt).

Man sieht, daß das Potential sehr schnell ansteigt und sich bereits vor der Mitte des Anodenraumes bis auf etwa 1 % der Spannungsdifferenz von $0,2 V_A$ zwischen Anode und Blende B_2 dem Anodenpotential genähert hat. Zusammen mit einer Bestimmung der Energie des Maximums der Energieverteilung des Ionenstrahles bei festem V_A läßt sich der Entstehungsort der Ionen auf das Gebiet um die entsprechenden Äquipotentiallinien im Anodenraum festlegen.

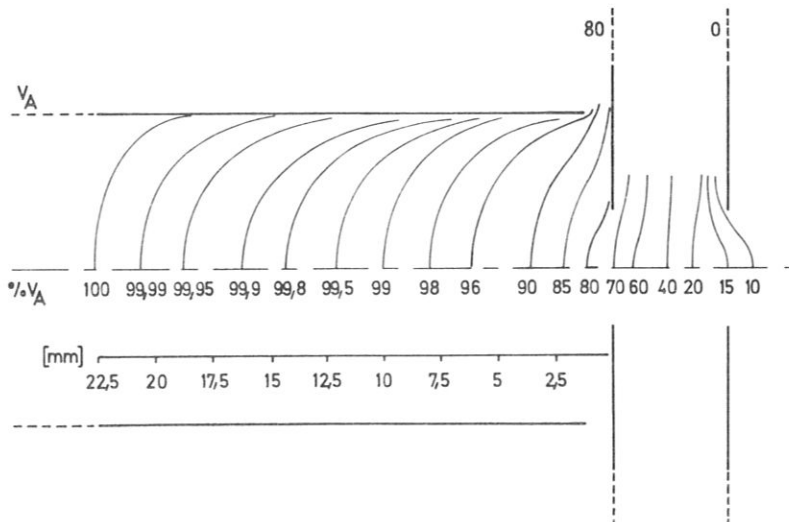


Abb. 2: Potentialverteilung in der Ionenquelle

Die Linse ist als Einzellinse ausgebildet. Die äußeren Elektroden liegen auf Erdpotential, die mittlere auf variablem positiven Potential; d.h. die Energie der transmittierten Ionen bleibt erhalten. Objekt- und bildseitiger Brennpunkt sind dabei gleich und eine Funktion des Potentials der Mittelelektrode und der Ionenenergie /3/. Da die Ionen räumlich verteilt im Anodenraum entstehen, ist keine definierte Abbildung der Austrittsblendenöffnung auf den Auffänger möglich. Das Potential und die Abmessungen der Linse sind so gewählt, daß bei nicht zu großer Strahldivergenz am Target eine hohe Stromdichte erreicht wird.

3.2 Quellenparameter, die den Ionenstrom und das Strahlprofil beeinflussen.

3.2.1 Abhängigkeit vom Druck

Die fundamentale Beziehung, die eine Abschätzung des maximal erreichbaren Ionenstromes erlaubt, lautet:

$$(1) \quad J^+ = l \cdot s \cdot J^- \cdot p$$

J^+ : Ionenstrom [A]
 J^- : Elektronenstrom [A]
 s : differentielle Ionisierung $\left[\frac{\text{Anzahl der erzeugten Ionen}}{\text{Weglänge} \cdot \text{Druck}} \right]$
 p : Druck [Torr]
 l : effektive Weglänge

Diese lineare Beziehung gilt nur so lange, bis bei höheren Drücken die entstehende positive Raumladung der Ionen beginnt, das Extraktionsfeld abzuschirmen.

Die differentielle Ionisierung erreicht für das verwendete Gas Argon ein Maximum bei etwa 100 V Elektronenbeschleunigungsspannung /18/, so daß die Potentialdifferenz V_{EL} zwischen Anode und Heizfaden für maximale Ionenströme auf konstant 100 V eingestellt werden kann. Die differentielle Ionisierung für die Bildung von Ar^{2+} - Ionen beträgt dabei etwa 10 % des Wertes für Ar^+ - Ionen, so daß ein entsprechender Anteil von zweifach geladenen Ionen auftritt (siehe Abschnitt 5.2). Die Ionisierung durch Ionenstoß spielt im Arbeitsbereich der Quelle (10^{-7} - 10^{-4} Torr) keine Rolle, da die mittlere freie Weglänge der Ionen wesentlich größer als die Quellendimension ist.

Da wegen der zylinderförmigen Elektrodengeometrie nicht alle Elektronen den kürzesten Weg zur Anode nehmen, und weil ferner die Möglichkeit des Pendelns der Elektronen im Anodenraum besteht, ist die effektive Weglänge l stark von der Geometrie der Anordnung abhängig. Man faßt deshalb in der Beziehung (1) die Größen l und s zu einer experimentell zu ermittelnden Größe $S \left[\frac{1}{\text{Torr}} \right]$, der Empfindlichkeit zusammen und schreibt:

$$(2) \quad J^+ = S \cdot J^- \cdot p$$

Abb. 3 zeigt den Gesamtstrom in Abhängigkeit vom Druck. Die Empfindlichkeit S läßt sich aus der Steigung der Kurve berechnen. Für die angegebenen Werte gilt im linearen Bereich: $S \approx 1$.

Da nur der extrahierte Ionenstrom gemessen werden kann, geht in die Empfindlichkeit auch die Effizienz der Ionenabsaugung ein.

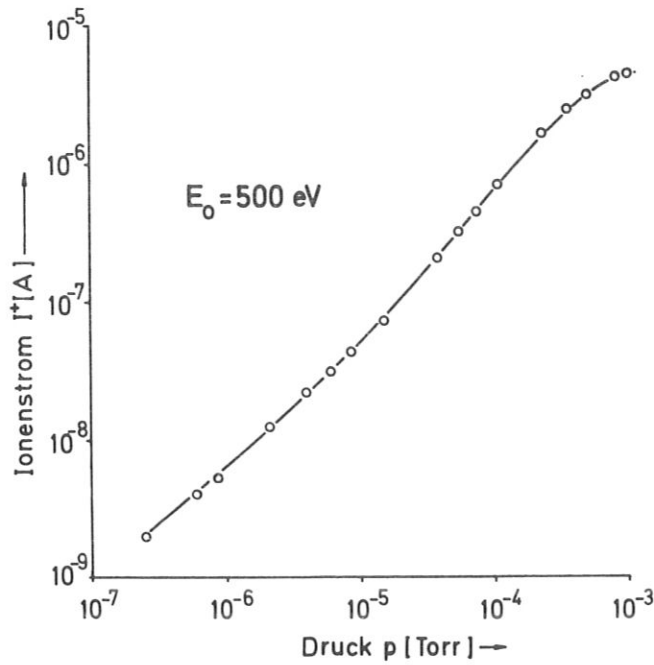


Abb. 3: J^+ in Abhängigkeit vom Druck
 $J_{EL}^- = 6,8 \text{ mA}$; $V_A = 500$; $V_{EL} = 100 \text{ V}$
 (Ionennachweis Anhang 7.3)

3.2.2 Die Abhängigkeit des Ionenstromes von der Blendenspannung V_{B2} :

Das Potential der Blende B 2 beeinflusst sowohl das Strahlprofil wie auch die Größe des Gesamtstromes. Der Durchgriff des Blendenpotentials in den Anodenraum läßt einen kleinen Feldgradienten entstehen, der die Ionen in Richtung der Blende fokussiert und beschleunigt, das Blendensystem B 1 und B 2 stellt also eine Immersionslinse dar. Der Feldgradient und damit die Effizienz der Ionenabsaugung, ist vom Potentialverhältnis $\frac{V_{B2}}{V_A}$ abhängig. Es kommt dabei auf Grund der Linsenwirkung des Blendensystems für achsennahe Strahlen zwischen den Blenden zur Ausbildung eines Bündelknotens (Cross-Over) /19/. Voraussetzung für die Entstehung eines Bündelknotens ist ein kleiner Öffnungswinkel ψ , gegeben durch:

$$\psi = \sqrt{\frac{E_A}{E_B}}$$

- E_A = Anfangsenergie der Ionen
 = therm. Energie = $\frac{1}{40} \text{ eV}$
- E_B = Beschleunigungsspannung der Ionen

Diese Bedingung ist im ganzen Energiebereich erfüllt. Die räumliche Verteilung der Entstehungsorte der Ionen bewirkt eine "Verschmierung" und Aufweitung des Knotens. Die Abhängigkeit des Gesamtstromes J und der Stromdichte j von der Blendenspannung (gemessen ohne Einzellinse und in 12 cm Abstand von der Quelle, auf den maximalen Wert normiert) zeigen die Abbildungen 4 und 5:

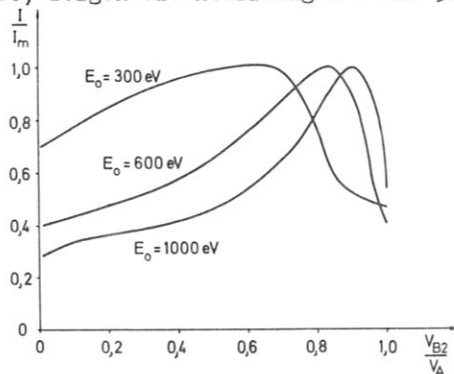
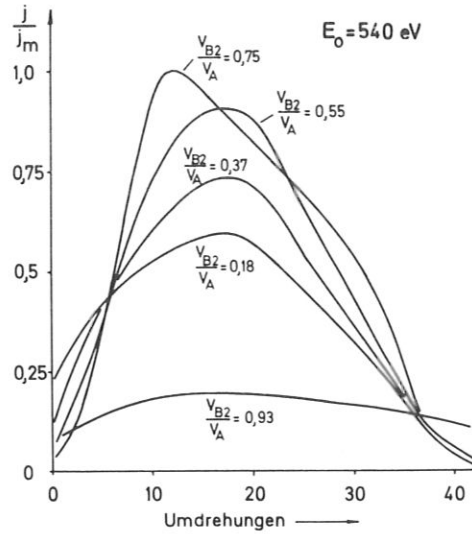


Abb. 4: $\frac{j}{j_m}$ in Abhängigkeit von $\frac{V_{B2}}{V_A}$

Abb. 5: $\frac{j}{j_m}$ in Abhängigkeit von

$$\frac{V_{B2}}{V_A}$$



Die Werte von $\frac{V_{B2}}{V_A}$ für maximalen Strom bewegen sich zwischen 0,65 (100 eV) und 0,9 (1 KeV) und für maximale Stromdichte zwischen 0,7 (100 eV) und 0,8 (1 KeV).

3.2.3 Der ionisierende Elektronenstrom

Die Kathode aus thoriertem Wolframdraht ($\varnothing = 0,2 \text{ mm}$) wird im direkten Stromdurchgang geheizt. Der Heizstrom ist bis 4 A regelbar. Der Elektronenemissionsstrom wurde in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Heizfaden und Wendel bei 4 A Heizstrom gemessen.

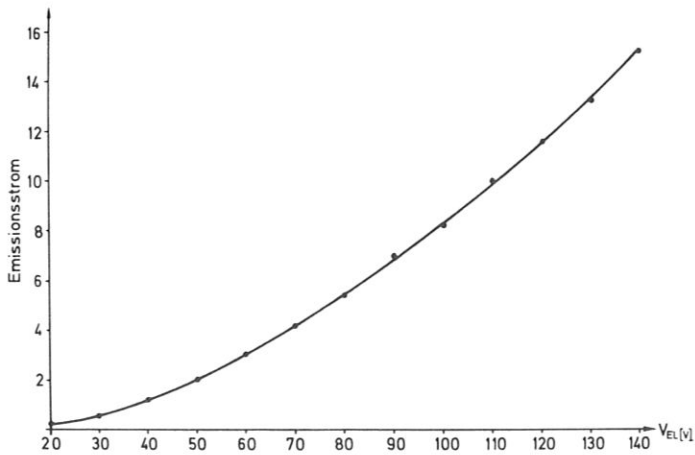


Abb. 6: Elektronenstrom [mA] aus der Kathode in Abhängigkeit von der Elektronenbeschleunigungsspannung. Abstand Kathode - Wendel 9 mm, Heizstrom 4 A.

Neben der Elektronenbeschleunigungsspannung hat der Abstand der Kathode von der Anode Einfluß auf die Ionenerzeugung.

Gegeben war:

Kathode 1: Abstand $d = 6$ mm von der Anode;
Gesamt-Ionenstrom $4,7$ μ A

Kathode 2: Abstand $d = 9$ mm von der Anode;
Gesamt-Ionenstrom $3,25$ μ A

bei sonst gleichen Bedingungen

$$\frac{J^+ (1)}{J^+ (2)} = \frac{4,7}{3,25} = 1,45.$$

Für eine gute Reproduzierbarkeit des Ionenstromes ist bei Einbau des Heizfadens sorgfältig der einmal gewählte Abstand Heizfaden - Wendel einzuhalten.

3.2.4 Der "effektive" Elektronenstrom

Zur Ionenerzeugung steht nur der Anteil des Emissionsstromes zur Verfügung, der in den Ionisationsraum gelangt. Der effektive Elektronenstrom wird außer durch die Potentiale von Gehäuse, Wendel und Heizfaden auch von der Stromrichtung im Heizfaden beeinflusst, weil dadurch ein zusätzliches Potential (positiv oder negativ) gegenüber dem Gehäuse entsteht.

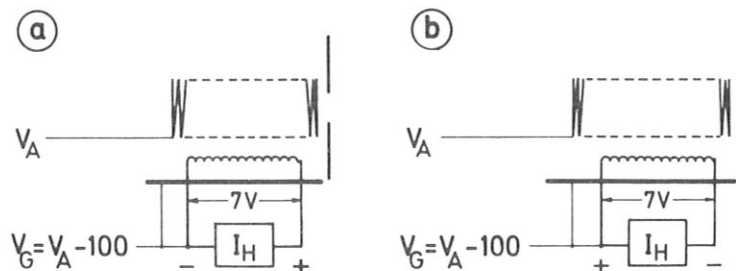


Abb. 7: Potentialverhältnis bei Berücksichtigung des Spannungsanstiegs (a) oder Spannungsabfalls (b) am Heizfaden.

Die Spannungsdifferenz am Heizfaden beträgt bei 4 A Heizstrom 7 Volt, woraus folgt, daß sich im 1. Fall (Abb. 8a) das Potential der Kathode im Mittel gegenüber Gehäuse und Anode erhöht.

Im 2. Fall (Abb. 8b) wird das Potential der Kathode im Mittel erniedrigt. Der Emissionsstrom ist bei gleichem Heizstrom deshalb höher als im Fall 1.

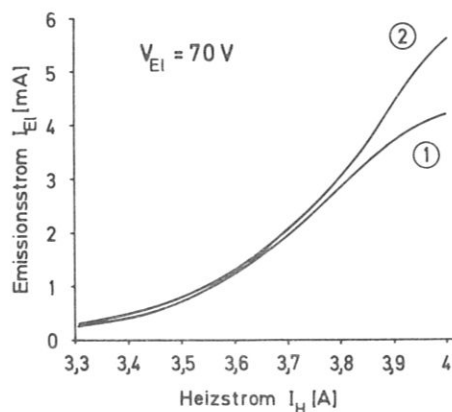


Abb. 8: Emissionsströme im Fall 1 und 2.

Nach Abb. 8 erwartet man einen entsprechend höheren Ionenstrom im Fall 2. Tatsächlich mißt man aber im Fall 1 den höheren Ionenstrom (Abb. 9).

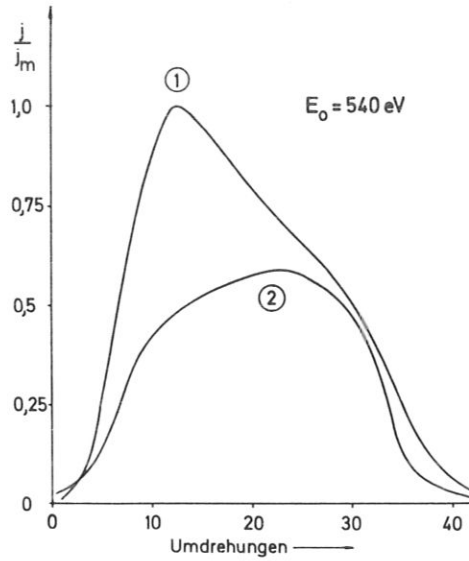


Abb. 9: Strahlprofile im Fall 1) und 2), auf maximale Stromdichte normiert; 1 Umdr. = 1,27 mm

Eine Messung der Wandströme zeigt, daß im Fall 2 ein Teil des Emissionsstromes auf die Wand fließt.

Tabelle 1:

	1.	2.
	$+ 10^{-6} \text{ A}$	-10^{-3} A

Der positive Wandstrom im Fall 1 rührt von Ionen, die, zwischen Kathode und Wendel gebildet, zur Wand abfließen. Im Fall 2 wird dieser pos. Wandstrom vom Elektronenemissionsstrom überdeckt. Außerdem gibt die Anordnung 1 den Elektronen zusätzlich die Möglichkeit, im Anodenraum zu pendeln (Abb. 10).

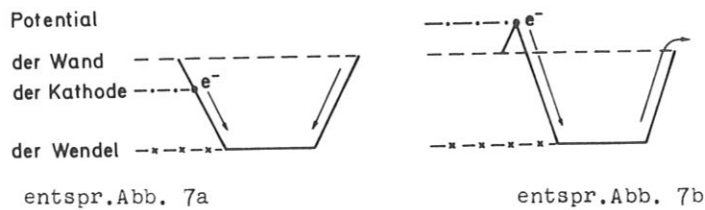


Abb. 10: Schematische Darstellung der Potentiale bei verschiedener Polung des Heizfadens

3.2.5 Einfluß der Raumladung der Elektronen

Das Potential im Anodenraum wird durch die Raumladung der Elektronen abgesenkt. Eine Abschätzung des Rand-Mitte-Potentialunterschiedes eines Elektronenstrahls homogener Dichte ergibt eine Potentialabsenkung im Zentrum der Wendel von einigen Zehntel eV (siehe Anhang 7.4). Da das Potential im Zentrum der Wendel sich nur noch langsam ändert, (siehe Abb. 2) behindert diese Potentialabsenkung die Absaugung der Ionen. In einer Potentialsenke sammeln sich Ionen an, bis Gleichgewicht zwischen den Raumladungen herrscht und die Ionen wieder abgesaugt werden, falls sie nicht vorher

schon neutralisiert werden.

3.2.6 Einfluß eines zusätzlichen Spannungsabfalls an der Wendel

Bei Stromfluß durch den Widerstandsdraht der Wendel erzeugt der Spannungsabfall (bis 8 V) je nach Polung ein kleines zusätzliches treibendes oder hemmendes Feld für die Ionen. Qualitativ kann man erwarten, daß sich bei treibendem Feld (Abb. 11 a) der Gesamtstrom erhöhen, bei bremsenden Feld (Abb. 11 b) erniedrigen wird. Der Effekt ist jedoch gering:

Die Erhöhung bzw. Erniedrigung der Ionenausbeute liegt bei 5 %. Das liegt daran, daß das zusätzliche Feld klein ist gegen den Durchgriff der Blende B 2. Außerdem beeinflußt die Wendel das Strahlprofil. Bei bremsenden Feld (Abb. 11 b) ergibt sich auf Grund der Potentialverhältnisse eine fokussierende Feldkomponente in Richtung Anodenachse, bei beschleunigendem Feld (Abb. 11 a) eine defokussierende Komponente von der Achse weg.

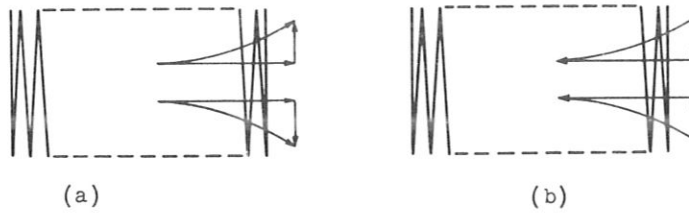


Abb. 11: Zusätzliche Feldkomponenten bei Stromfluß durch die Wendel

Entsprechend unterscheiden sich die Strahlprofile.

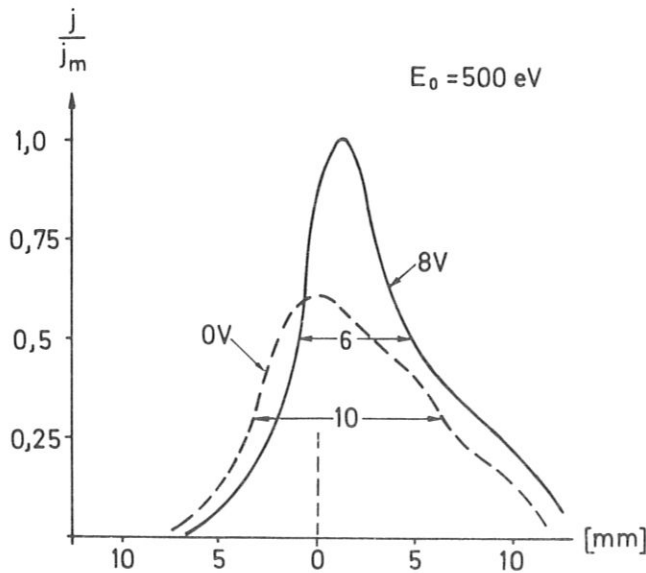


Abb. 12: Strahlprofiländerung bei Stromfluß durch die Wendel nach Abb. 11 b

Die Erhöhung der Stromdichte im Maximum beträgt bei 500 eV Ionenenergie ohne Fokussierung durch die Einzellinse bis zu 50 %, mit Fokussierung etwa 10 %.

4.) Die Leistungsfähigkeit der Quelle:

4.1 Der Richtstrahlwert der Ionenquelle

Zur Bestimmung des Richtstrahlwertes wurde die Strahlapertur am Ort der ersten Linsenblende gemessen. Die Quelle wurde dabei entsprechend den Ergebnissen von Abschnitt 3 mit den optimalen Parametern betrieben. Abb. 13 zeigt das normierte Strahlprofil in 50 mm Entfernung von der Ionenquelle. " 0 " bezeichnet die geometrische Achse. Der Teil des Strahles, der auf der 1. Linsenblende verlorengeht, ist strichliert.

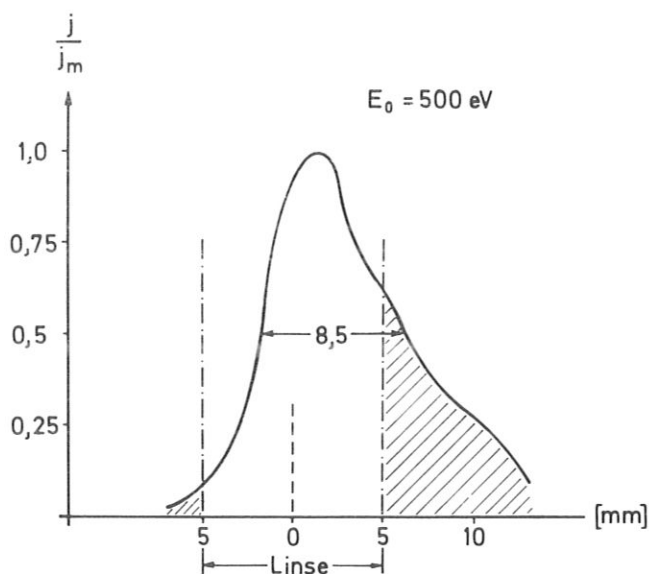


Abb. 13: Strahlprofil am Ort der 1. Linsenblende, auf maximale Stromdichte normiert.

Die Halbwertsbreite ist geringer als der Durchmesser der Blendenöffnung der Linse ($\varnothing = 10$). Wegen des einseitigen Elektroneneinschusses in den Anodenraum verläuft der Strahl nicht symmetrisch zur Achse, so daß etwa 50 % des Stromes auf der Linse verlorengehen. Durch ein elektrostatisches Ablenkensystem vor der Linse kann der Ionenstrom der Quelle erhöht werden.

Für den mittleren Richtstrahlwert \bar{R} der Ionenquelle gilt:

$$\bar{R} = \frac{J}{F \Delta\Omega}$$

J = Gesamtstrom in den Raumwinkel

F = Blendenöffnung der Ionenquelle

$\Delta\Omega$ = Raumwinkel des Strahles, bestimmt durch die Halbwertsbreite des Strahlprofils.

Mit $J = 2 \mu\text{A}$; $F = 0,196 \text{ cm}^2$; $\Delta\Omega = 2 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$ $\bar{R} = 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{ sr}}$

4.2 Strahlprofile mit Linse

Abb. 14 zeigt drei charakteristische Strahlprofile mit Linse in 115 mm Abstand von der Quelle. Bei 600 eV betrug dabei die Winkeldivergenz des Strahles vor dem Auffänger 1° .

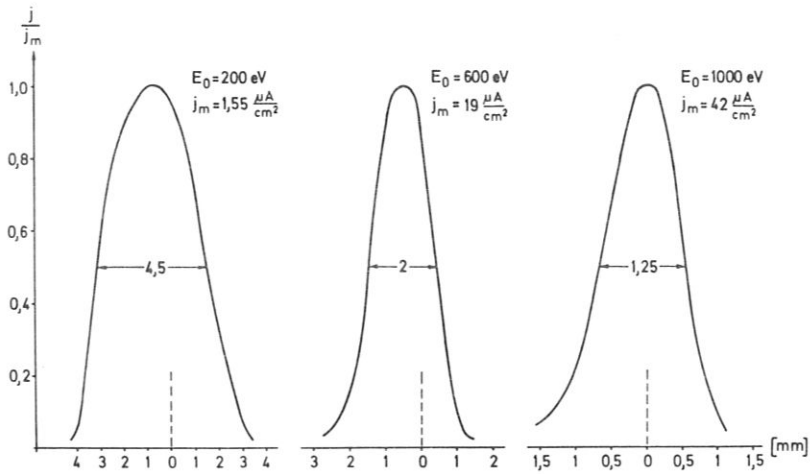


Abb. 14: Strahlprofile mit Linse in 115 mm Entfernung von der Quelle

4.3 Zusammenstellung charakteristischer Werte der Ionenquelle

Tabelle 2:

Energie [eV]	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
Gesamtstrom [μA] mit Linse	0,4	1,1	1,8	1,4	1,75	2,1	1,3	1,8	1,5	1,9
maximale Stromdichte [μA/cm ²]	0,42	1,55	3,8	4,7	12	19	20	31	33	42
Halbwertsbreite des Strahlprofils [mm]	5,5	4,5	3,7	3	2	2	1,3	1,3	1,25	1,1

Ionenausbeute a_J : Die Ionenausbeute wird angegeben in $\frac{\text{mA}}{\text{Watt}}$. Der Leistungsaufwand setzt sich zusammen aus der Heizleistung der Kathode (ca. 28 Watt) und der Leistung für den Elektronenemissionsstrom (ca. 0,71 Watt).

$$a_J = 0,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{mA}}{\text{Watt}}$$

Elektronenwirkungsgrad a_{EL} : a_{EL} gibt das Verhältnis von entnommenen Ionenstrom J^+ zum Elektronenstrom J^-

$$a_{EL} = 0,25 \cdot 10^{-3}$$

Die Linsenspannung lag bei allen Messungen zwischen 85 % und 95 % der Strahlspannung, der Abstand von der Quelle betrug 115 mm (40 mm Abstand von der Linse), der Druck in der Quelle ca. $5 \cdot 10^{-4}$ Torr, der Heizstrom 4 A.

4.4 Reproduzierbarkeit und Konstanz des Ionenstromes

Die Reproduzierbarkeit und Konstanz des Stromes hängen im wesentlichen von der Reproduzierbarkeit der den Ionenstrom bestimmenden Quellenparameter und der Stabilität der verwendeten Versorgungsgeräte ab.

Nach Absatz 3.2.1, Gleichung (2) gilt für den Ionenstrom

$$\frac{\Delta J^+}{J^+} = \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta J_{EL}^-}{J_{EL}^-} + \frac{\Delta p}{p}$$

S hängt nach Abb. 4 vom Verhältnis $\frac{V_B}{V_A}$ ab. Diese Spannungen können auf ± 1 V genau eingestellt werden. Da jedoch J^+ in Abhängigkeit von $\frac{V_B}{V_A}$ eine flache Steigung im Arbeitspunkt zeigt, ist ΔS vernachlässigbar. J^- und p sind auf 1 % genau einstellbar, so daß sich eine Reproduzierbarkeit von ± 2 % ergibt.

Die Konstanz des Ionenstromes hängt von der Stabilität der verwendeten Versorgungsgeräte ab. Diese beträgt bei Dauerbetrieb für die Spannungsversorgung 0,036 % + 3 mV und für die Stromversorgungsgeräte 1 %, so daß dadurch keine meßbare Stromschwankung hervorgerufen werden kann. Eine Änderung von etwa 5 - 10 % des Ionenstromes bei längerem Betrieb ist auf eine Verbiegung des Heizdrahtes zurückzuführen.

Durch die Kathodenzerstäubung bildete sich auf den isolierenden Keramikteilen in der Quelle allmählich eine leitende Schicht, so daß es zu Durchschlägen kam. Die Störung konnte durch mechanisches Säubern der Keramikteile behoben werden.

5.) Energie- und Massenanalyse des Ionenstrahles:

5.1 Energieanalyse

5.1.1 Versuchsbeschreibung

Wesentliche Eigenschaften des Ionenstrahles sind die Energiebreite und die Lage des Energiemaximums relativ zum Anodenpotential. Als Energieanalysator diente ein 90° Kugelkondensator, dessen Ablenkfeld zwischen den Kugelsegmenten zugleich dispersive und abbildende Eigenschaften aufweist /20/.

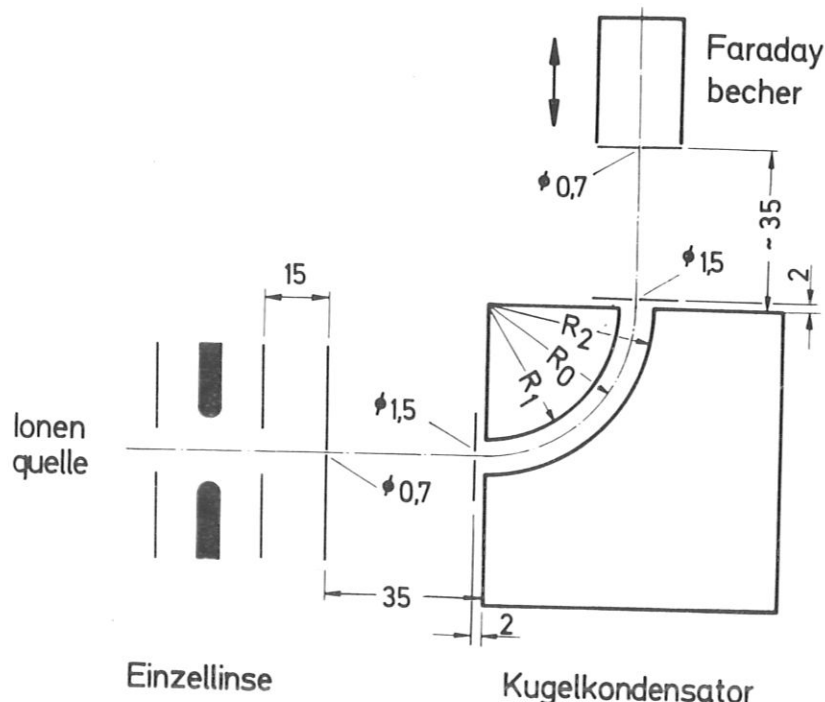


Abb. 15: Anordnung zur Energieanalyse

Die Bildblende ($\varnothing = 0,7$ mm) liegt im Abstand des Mittelradius $R_0 = 35$ mm vor dem Kondensatoreingang und wird im Verhältnis 1 : 1 stigmatisch auf den Auffänger abgebildet. Dieser befindet sich ebenfalls im Abstand R_0 vom Kondensatorausgang und ist an einer Drehdurchführung befestigt. Der Ionenstrahl wird am Bildspalt ausgeblendet und durch die Eingangsblende auf einen maximalen Öffnungswinkel $2\alpha = 4^\circ$ begrenzt, um größere Bildfehler $\sim \alpha^2$ zu vermeiden. Im Kondensator werden die Ionen dann entsprechend ihrer Energie und der angelegten Spannungsdifferenz zwischen den Segmenten abgelenkt. Zwischen Teilchenenergie E_0 und Spannungsdifferenz der Segmente für die Führung eines Teilchens auf einer Mittelbahn ($R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}$) besteht folgende Beziehung (Anhang 7.5):

$$V_2 - V_1 = E_0 \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right)$$

Zusätzlich soll die Mittelbahn noch auf Erdpotential liegen, um eine Brechung der Teilchenstrahlen an Ein- und Ausgang möglichst zu vermeiden. Dadurch werden V_1 (Potential des inneren Segmentes) und V_2 (Potential des äußeren Segmentes) festgelegt:

$$V_1 = \frac{E_0}{z} \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \right) \quad (3)$$

$$V_2 = \frac{E_0}{z} \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \quad (4)$$

z = Ladungszahl des Teilchens, E_0 in Volt

Mit $R_1 = 31$ mm, $R_2 = 39$ mm

$$V_1 = -E_0 \cdot 0,26 \quad (3)$$

$$V_2 = E_0 \cdot 0,21 \quad (4)$$

Die Steuerung der Potentiale V_1 und V_2 erfolgt über ein Doppelhelipot mit elektrischem Antrieb.

Um die Wirkung des Streufeldes am Ein- und Ausgang des Kondensators zu begrenzen, ist dieser mit geerdeten Abschirmblenden in 2 mm Abstand von den Segmenten versehen. Bei dieser Anordnung fällt die ideale Feldgrenze auf die Ein- und Austrittsöffnung, das heißt, der effektive Winkel, den das Teilchen im Kondensator durchläuft, beträgt nach Herzog genau $90^\circ / 21/$. Die ideale Feldgrenze ist so definiert, daß der Mittelstrahl im wirklichen Kondensator und im idealen Ersatzkondensator ohne Streufeld gleich stark abgelenkt wird. Seitenstrahlen erfahren durch die Wirkung des Streufeldes aber immer noch kleine Ablenkungen relativ zum Mittelstrahl, was zu Veränderungen der Bildweiten führt. Um dem Rechnung zu tragen, kann der Auffänger in Richtung des Mittelstrahles verschoben werden.

Die für die Energieanalyse relevante Größe ist das Auflösungsvermögen, definiert als das Verhältnis der Energie des Peakmaximums zur Breite der Verteilung in halber Peakhöhe.

$$R = \frac{E_0}{E}$$

Die Beziehung zwischen R und der Geometrie des Analysators ergibt sich aus den Bahngleichungen /20/, in diesem Falle:

$$R = \frac{2 R_0}{s}$$

R_0 = Radius der Mittelbahn

s = Breite des Objektpaltes

Mit den gegebenen Werten:

$$R = 100$$

5.1.2. Kalibrierung des Kondensators

Das Auflösungsvermögen wurde experimentell mittels einer thermischen Ionenquelle gemessen. Damit wurde auch eine Kalibrierung der Energie-Spannungsbeziehung nach (4) durchgeführt

$$V_2 = E_0 \cdot 0,21 \text{ bzw. } E_0 = V_2 \cdot 4,76 \quad (5)$$

Eine Kalibrierung ist erforderlich wegen der Toleranzen in der mechanischen Fertigung, den Abweichungen von der Linearität der für die Spannungsversorgung der Kondensatorsegmente verwendeten Potentiometer und eventueller Ungenauigkeiten in der Justierung des Analysators relativ zum Ionenstrahl.

Die thermische Ionenquelle besteht aus einem Wolframdraht ($\varnothing = 0,2 \text{ mm}$) mit einem Niederschlag von NaCl aus wässriger Lösung, der ausreicht, um über mehrere Stunden einen konstanten Strom von 10^{-10} A am Kondensatoreingang zu erzeugen. Der Wolframdraht ist an den isolierten Haltestangen der Einzellinse befestigt, die Linse selber geerdet.

Der Spannungsabfall am Heizfaden beträgt bei 4 A Heizstrom 4,5 V, wobei der negative Pol des Versorgungsgerätes an der Hochspannung V_B lag. Bis zur Achsenmitte der Linse beläuft sich der Spannungsanstieg auf 1,5 V, so daß die tatsächliche Beschleunigungsspannung V_B des Maximums der Energieverteilung bei $V_B = V_B + 1,5 \text{ V}$ liegt. Die Kalibrierung wurde zwischen 200 eV und 600 eV durchgeführt. Das Ergebnis zeigt die Tabelle 3:

Tabelle 3:

V_B	$V_2 \text{ theor.}$	$V_2 \text{ exp.}$
$201,5 \pm 1$	$42,3 \pm 0,2$	$41,6 \pm 0,1$
$401,5 \pm 1$	$84,3 \pm 0,2$	$82,9 \pm 0,1$
$501,5 \pm 1$	$105,3 \pm 0,2$	$103,8 \pm 0,1$
$601,5 \pm 1$	$126,3 \pm 0,2$	$124,3 \pm 0,1$

Die Werte $V_2 \text{ theor.}$ sind nach Formel (4) berechnet. Die Unsicherheit in den Spannungsangaben ist durch die Meßgenauigkeit des verwendeten Digital-Voltmeters gegeben. Die experimentell ermittelten Werte liegen durchwegs unter den theoretischen. Dies läßt auf eine geringe Neigung des Kondensators relativ zum Ionenstrahl schließen, bedingt durch die schwierige Justierung der Anordnung im Vakuumgefäß.

5.1.3 Bestimmung der experimentellen Auflösung

Die am Spektrometerausgang gemessene Energieverteilung (f) ergibt sich aus der tatsächlichen Verteilung der Ionenenergien (Verteilungsfunktion f_1) und der Einwirkung des Spektrometers auf Grund seiner begrenzten Auflösung (Spektrometerfunktion f_2) auf diese Verteilung, mathematisch formuliert als Faltung der Funktionen f_1 und f_2 /22/:

$$f(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(E') f_2(E - E') dE'$$

Unter der Annahme von Gaußverteilungen für f_1 und f_2 gilt dann: $f(E)$ ist wieder eine Gaußverteilung und für das Schwankungsquadrat

$$\sigma_f^2 = \sigma_{f_1}^2 + \sigma_{f_2}^2$$

Da sich σ und ΔE (Energiebreite in halber Höhe der Verteilung) nur um einen konstanten Faktor unterscheiden, folgt:

$$(\Delta E_f)^2 = (\Delta E_{f1})^2 + (\Delta E_{f2})^2 \quad (6)$$

E_f ist die gemessene Halbwertsbreite

E_{f1} ist die Breite der Energieverteilung des Ionenstrahles

E_{f2} ist gleich $\frac{E_0}{R}$

Bei thermischen Ionenquellen muß $(\Delta E_f)^2$ über E_0^2 aufgetragen eine Gerade geben, da $(\Delta E_{f1})^2$ nur vom Spannungsabfall am Heizfaden bestimmt wird und über den ganzen Energiebereich konstant bleibt.

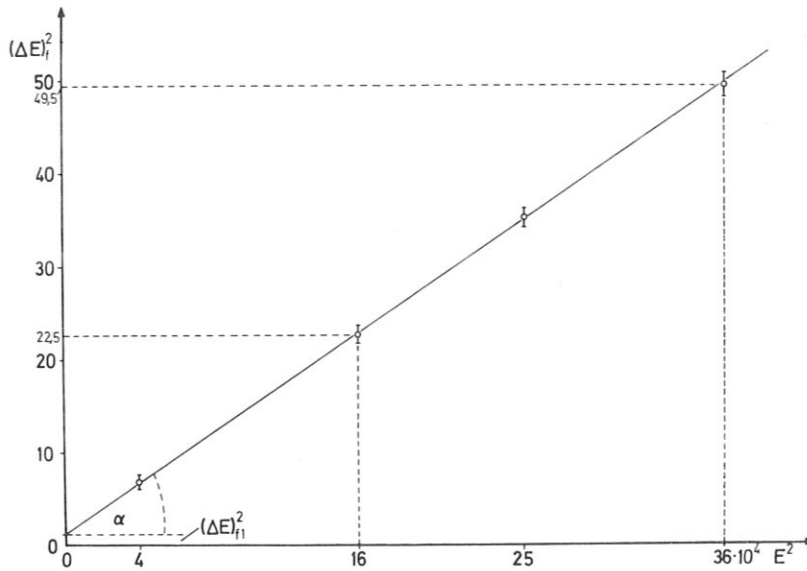


Abb. 16: $(\Delta E_f)^2$ aufgetragen über E^2

Der Schnitt der Geraden mit der Achse $(\Delta E_f)^2$ liefert das konstante $(\Delta E_{f1})^2$ der thermischen Ionenquelle:

$$\Delta E_{f1} = 1 \pm 0,3 \text{ eV.}$$

Aus der Steigung der Geraden läßt sich die experimentelle Auflösung des Spektrometers ermitteln:

$$\Delta^2 E_{f2} = (\tan \alpha) E^2 = \frac{49,5 - 24,5}{(36 - 16) \cdot 10^4} \cdot E^2 = \frac{25}{20} \cdot 10^{-4} E^2 \quad \left| \frac{\Delta E}{E} = 1,16 \pm 0,07 \% \right|$$

Die Abweichung vom theoretischen Wert 1 % ist auf den Einfluß von Bildfehlern des Kondensators zurückzuführen (Anhang 7.6.)

5.1.4 Analyse des Ar^+ -Ionenstrahles:

Die Energie des Ionenstrahles wurde mit dem kalibrierten Energieanalysator in Abhängigkeit von der Anodenspannung gemessen. Die Energie der Ionen liegt unterhalb der der Anodenspannung entsprechenden Energie.

Tabelle 4:

V_A	V_2 exp.	V_2	V_2 exp. - V_2	E eV
200 ± 1	41,3 ± 0,1	41 ± 0,1	0,2 ± 0,14	1,0 ± 0,67
400 ± 1	82,6 ± 0,1	82,3 ± 0,1	0,3 ± 0,14	1,4 ± 0,67
500 ± 1	103,5 ± 0,1	103 ± 0,1	0,5 ± 0,14	2,4 ± 0,67
600 ± 1	124,0 ± 0,1	123,4 ± 0,1	0,6 ± 0,14	2,8 ± 0,67

V_2 exp.: durch Interpolation aus Tabelle 3, entspricht der Energie V_A ;

V_2 : gemessene Spannung am Kondensator bei Auftreten des Peakmaximums

$$V_2 = V_2 \text{ exp.} - V_2$$

Nach Gleichung 5 entspricht eine Spannungsdifferenz ΔV_2 einer Energiedifferenz δE von $\delta E = \Delta V_2 \cdot 4,76$, das heißt, bei der Anodenspannung V_A beträgt die tatsächliche Energie des Peakmaximums

$$E = V_A - \delta E$$

Die Meßgenauigkeit des Digital-Voltmeters beträgt ± 0,1 V. Damit ist die Unsicherheit in ΔV mit $\pm \sqrt{0,1^2 + 0,1^2} = \pm 0,14$ gegeben und die Unsicherheit in δE mit $\pm 0,14 \cdot 4,76 = \pm 0,67$ eV. Im Rahmen der Meßunsicherheit entspricht die Energieabweichung einer Entstehung der Ionen etwa vor der Mitte der Anode (siehe Abbildung 2).

Die Energiebreite ΔE_{F1} des Ionenstrahles wurde nach Gleichung 6 an den einzelnen Meßpunkten (100 eV bis 1 KeV) berechnet. Abb. 17 zeigt die Energiebreite des Ionenstrahles in Abhängigkeit von der Primärenergie.

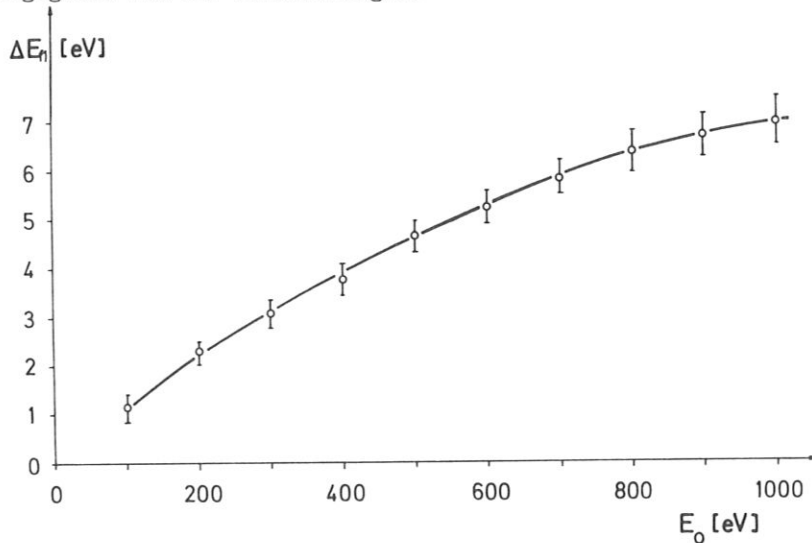


Abb. 17: Energiebreite des Ionenstrahles in Abhängigkeit von der Primärenergie.

5.2 Massenanalyse des Ionenstromes

Abb. 18 zeigt zwei Massenspektren des Ionenstrahles, aufgenommen bei 50 V bzw. 100 V Elektronenbeschleunigungsspannung. Der Anteil der Ar^{2+} -Ionen im Strahl kann durch Herabsetzen der Elektronenenergie von 13 % auf unter 3 % verringert werden, während die Intensität der Ar^+ -Ionen noch 70 % des Wertes bei 100 eV Elektronenenergie beträgt.

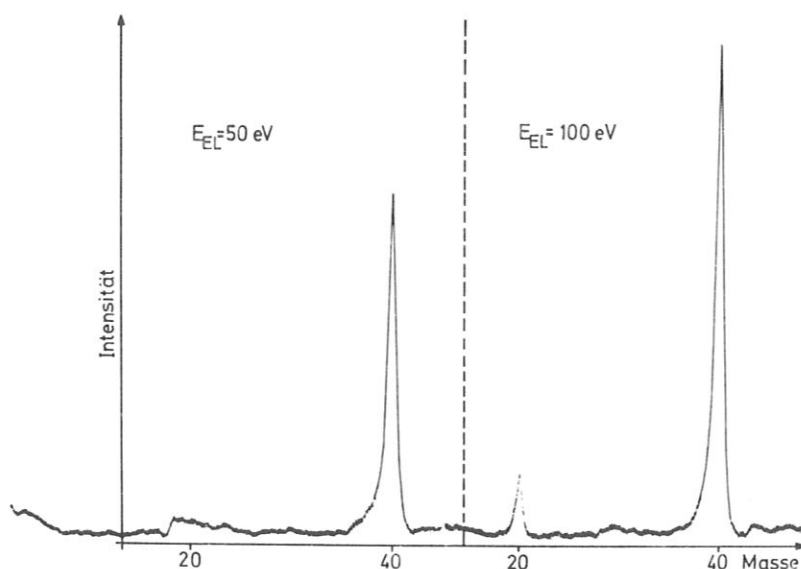


Abb. 18: Massenspektren des Strahles bei 50 eV bzw. 100 eV Elektronenenergie.

Der Restgasdruck betrug $2 \cdot 10^{-7}$ Torr, der Gesamtdruck mit Argon in der Quelle ca. $10 \cdot 10^{-4}$ Torr, so daß Restgaskomponenten im Strahl unterdrückt wurden.

6.) Streuung von niederenergetischen Ionen an einer polykristallinen Kupferoberfläche.

6.1 Versuchsbeschreibung

Im folgenden Experiment wurden niederenergetische Ar^+ -Ionen (300 eV - 1,5 KeV) auf polykristallines Cu geschossen. In diesem Energiebereich überwiegen Stöße der Ionen mit Atomen der obersten Atomlage, in tieferen Schichten gestreute Ionen werden neutralisiert. Je nach dem Grad der Kontamination der Oberfläche erhält man vom Target zurückgestreute, zerstäubte oder desorbierte Ionen. Die Energieverteilung dieser positiven Sekundärionen wurde unter einem Streuwinkel von 90° untersucht. Unter demselben Streuwinkel wurde auch die Masse der Sekundärionen gemessen.

Abb. 19 zeigt den Versuchsaufbau.

Die Ionen aus der Ionenquelle werden auf das Target fokussiert und erzeugen hier Stromdichten von 1 bis $10 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$. Der Streuwinkel ϑ liegt mit 90° durch die Geometrie der Anordnung fest, der Einschüßwinkel ist wählbar. Durch Drehen des Targets um seine Achse können die vom Target kommenden Ionen entweder in den Kugelkondensator zur Energieanalyse oder in das Quadrupol-Massenspektrometer gelangen (Ionennachweis: Anhang 7.3).

Das UHV-System konnte wegen des eingesetzten Kanalelektronenvervielfachers (Channeltron) nur bis 80°C ausgeheizt werden. Der Restgasdruck betrug $2 \cdot 10^{-7}$ Torr; bei laufender Ionenquelle betrug der Argon Partialdruck $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Eine Abschätzung (Anhang 7.7) zeigt, daß bei einem Restgasdruck von $2 \cdot 10^{-7}$ Torr mehr Teilchen aus der Gasphase als Ar^+ -Ionen auf das Target einfallen. Das Target wird deshalb während des Beschusses zusätzlich auf eine Temperatur von ca. 600°C geheizt, um eine saubere Oberfläche zu erreichen.

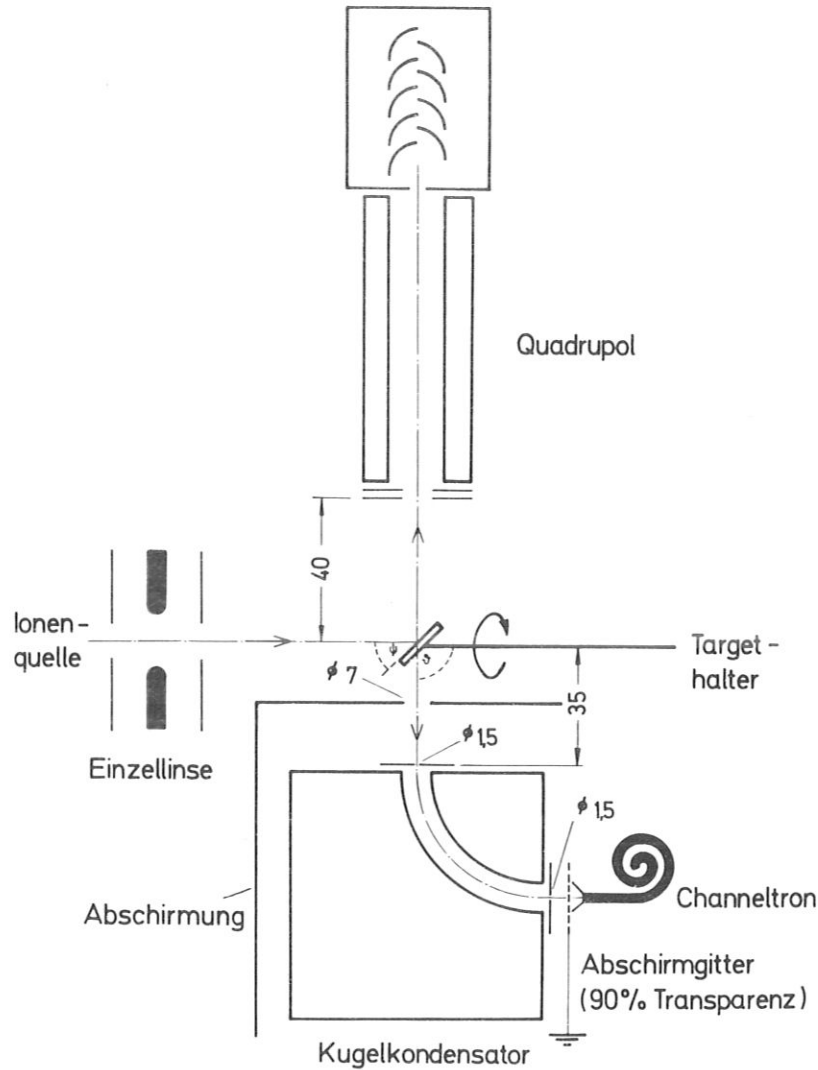


Abb. 19: Versuchsaufbau zur Energie- und Massenanalyse.

6.2 Messungen

6.2.1 Massenspektrometrische Untersuchung

Die Aufnahme eines Massenspektrums zeigt einen hohen Untergrund mit darüberliegenden kleinen Peaks von Ar^{2+} , Ar^+ und Cu^+ .

Der Untergrund entsteht durch die vom Target im neutralen Zustand zurückgestreuten Teilchen. So verschwinden beim Anlegen einer retardierenden Spannung an die Eingangsblende des Quadrupols die Peaks, nicht jedoch der Untergrund. Auch geht der Untergrund mit kleiner werdendem Primärstrom kontinuierlich zurück, so daß er auf neutrale Sekundärteilchen zurückzuführen ist. Die große Zahl von Neutralteilchen, die den Untergrund ausmachen, läßt sich durch Neutralisationsprozesse /24/ an der Metalloberfläche erklären, die besonders bei niedrigen Energien sehr ausgeprägt sind.

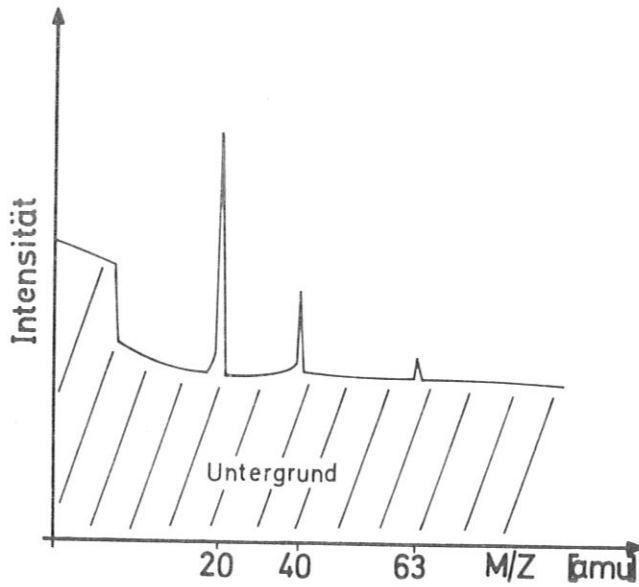


Abb. 20: Massenspektrum vom Target rückgestreuter Ionen

Da mit einfachen experimentellen Änderungen der Untergrund nicht reduziert werden konnte, wurde die Massenanalyse nicht weiter verfolgt.

Neben den gemessenen Peaks von Ar^+ , Ar^{2+} und Cu wurden unter den Sekundärionen auch Teilchen aus der Kontaminationsschicht erwartet /25/.

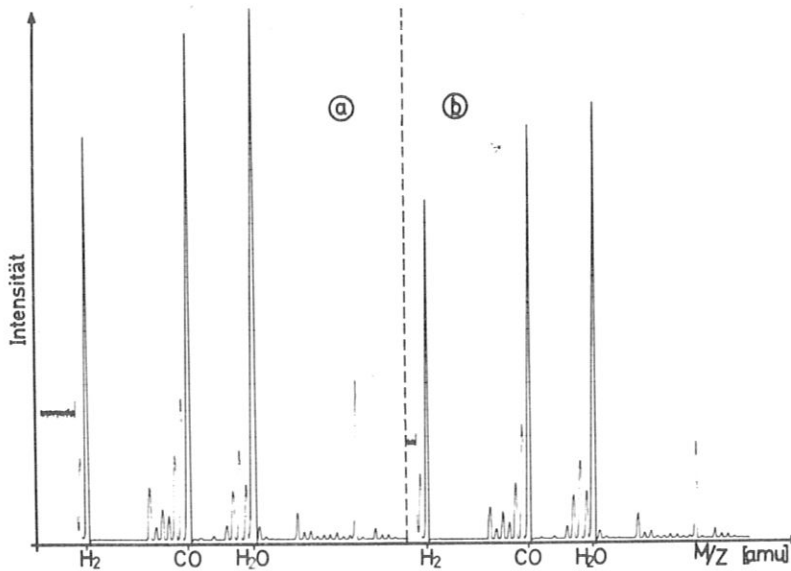


Abb. 21: Vergleich von Restgasspektren bei kaltem (b) und geheiztem Target (a)

Ein Vergleich von Restgasspektren, die einmal bei kaltem und dann bei geheiztem Target gemessen wurden, zeigt, daß beim Heizen CO, H₂O und H₂ desorbiert werden, das heißt, die Kontaminationsschicht besteht im wesentlichen aus dem Restgas.

6.2.2 Energieanalyse

Bei sauberer Targetoberfläche werden hauptsächlich rückgestreute Primärionen (E_0) beobachtet, deren Energie (E_1) einem Zweierstoß mit einem Oberflächenatom zugeordnet werden kann. Die energetische Lage des zugehörigen Intensitätsmaximums hängt nur von den Massen der beiden Stoßpartner und vom Streuwinkel ab:

$$(1) \frac{E_1}{E_0} = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left\{ \cos^2 \vartheta_1 \pm \left[\frac{M_2^2}{M_1^2} - \sin^2 \vartheta_1 \right]^{1/2} \right\}^2$$

$$(2) \frac{E_2}{E_0} = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \cos^2 \vartheta_2$$

M_1 ist die Masse des stoßenden, M_2 des gestoßenen Teilchens, ϑ_1, ϑ_2 sind die zugehörigen Streuwinkel.

Für $\vartheta_1, \vartheta_2 = 90^\circ$ ergibt sich:

$$(1) \frac{E_1}{E_0} = \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1}$$

$$(2) \frac{E_2}{E_0} = 0$$

Mit $M_2 = 63$ (^{63}Cu); $M_1 = 40$

$$(1) \frac{E_1}{E_0} = 0,223$$

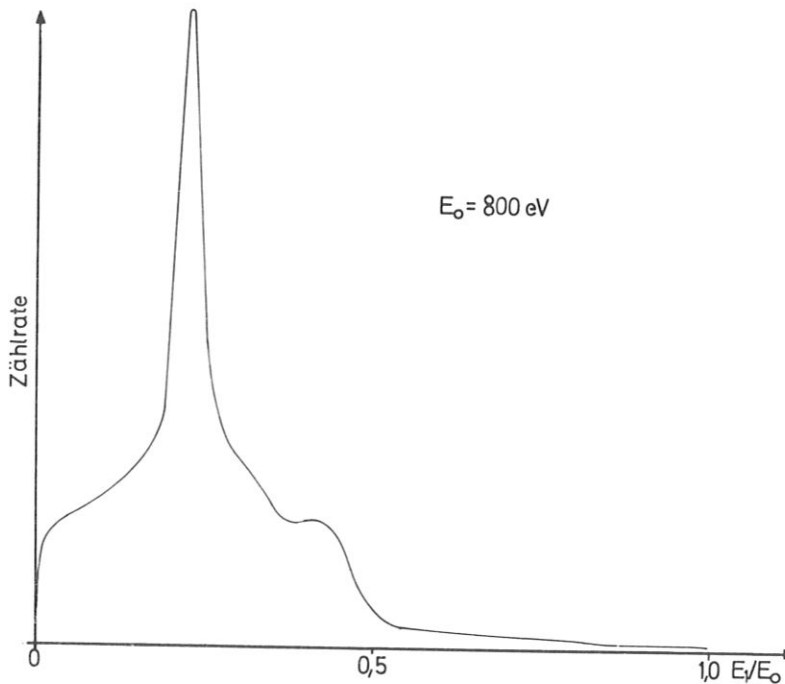


Abb. 22: Energiespektrum rückgestreuter Ar⁺-Ionen an einer sauberen Cu-Fläche.

Abb. 23 zeigt die gemessenen Energien der Sekundärteilchen im Vergleich zu den nach dem Zweierstoß zu erwartenden Energiewerten.

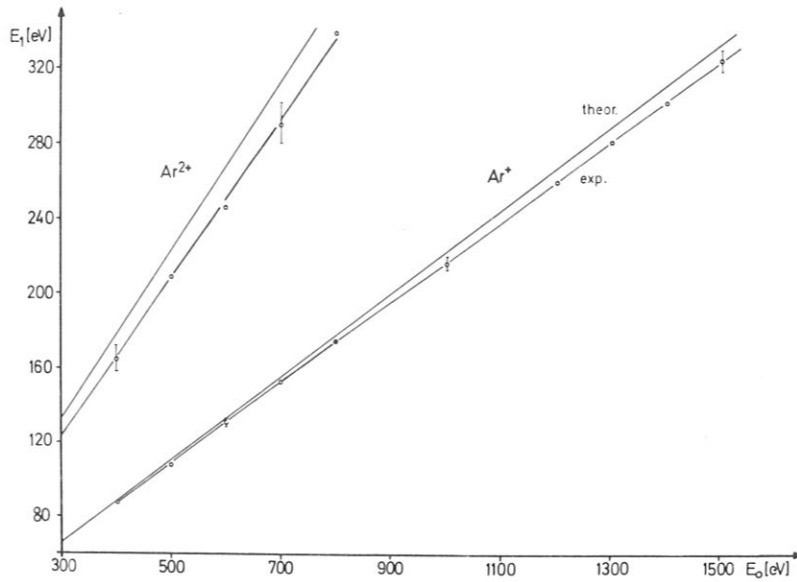


Abb. 23: Vergleich theor. und exp. Energiewerte der rückgestreuten Ar^+ -Ionen.

Über die Ursache der geringen Abweichungen (einige eV) von den theoretischen Werten herrscht noch keine Klarheit. Eine systematische Fehlerquelle, die in Abbildung 23 nicht berücksichtigt wurde, ist eine Abweichung im Streuwinkel durch ungenaue Justierung von Strahl und Analysator. Danach bringt eine Winkelabweichung von $\pm 1^\circ$ eine Abweichung in der Energie der gestreuten Teilchen von $E = \pm 6,75$ eV, so daß die angegebenen Energieabweichungen experimentell nicht voll gesichert sind. Bei Belegung der Targetoberfläche ändert sich die Energieverteilung in charakteristischer Weise. Sie zeigt jetzt im untersuchten Energiebereich (300 eV bis 1,5 KeV) zwei Maxima bei etwa 10 - 15 eV und bei ca. 20 % der Primärenergie.

Abbildung 24 zeigt die Änderung der Energieverteilung während der Säuberung des Targets für eine Primärenergie von 800 eV. Die Spektren wurden aufgenommen

1. nach 15 min. Beschuß
2. nach 1 Std. Beschuß
3. nach zusätzlichem Heizen

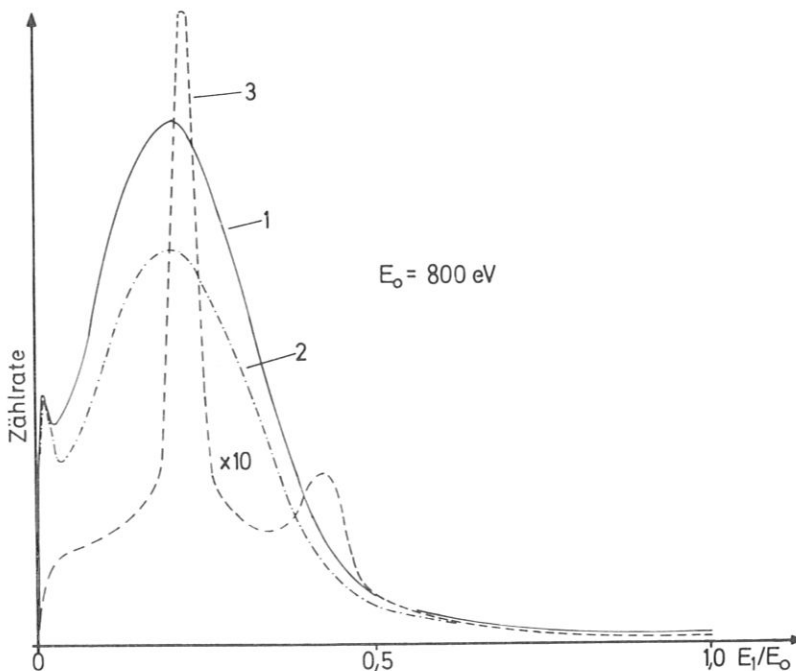


Abb. 24: Änderung der Energieverteilung bei Säuberung des Targets.

Der höherenergetische Peak bei sauberer Oberfläche stammt von Ar^{2+} -Ionen (Elektronenbeschleunigungsspannung 100 V gegen 70 V in Abb. 22).

Der niederenergetische Peak tritt im gesamten Energiebereich auf, seine Lage ist unabhängig von der Primärenergie. Das entspricht dem Verhalten von Metallatomen, die durch Zerstäubung abgetragen worden sind /26/. Das Verschwinden dieses Peaks bei sauberer Oberfläche läßt darauf schließen, daß der Effekt der Neutralisation bei abnehmender Kontamination wächst.

Der höherenergetische Peak liegt ziemlich konstant bei etwa 20 % der Primärenergie. Nach Messungen von E. Taglauer und W. Heiland /27/ verschwindet er allerdings bei Einschußenergien unter 300 eV.

Es kann sich sowohl um rückgestreute Ar^+ -Ionen wie auch um desorbiertes Material der Kontaminationsschicht handeln. Die Breite des Peaks läßt jedenfalls nicht mehr auf definierte Zweierstöße schließen. Bei Beobachtungen unter 90° gilt nämlich für den Zweierstoß von Argon ($M = 40$):

1. Es können keine Recoil-Atome beobachtet werden (Formel (2))
2. Ein Ar^+ -Ion kann nicht an Massen < 40 gestreut worden sein.

Die Restgasanalyse zeigte, daß die hauptsächlichsten Verunreinigungen auf der Oberfläche (H_2 , CO, H_2O) Massen < 40 besitzen. Auch die üblichen Verunreinigungen des Kupfers (S, Ca, K) haben Massen < 40 , so daß der langsame Abfall des Peaks zur niederenergetischen Seite nicht die Folge eines Zweierstoßes sein kann.

Der allmähliche Abfall zur höherenergetischen Seite ließe sich mit Zweierstößen an Massen > 63 erklären, doch sind Verunreinigungen solch hoher Massenzahl in größerer Konzentration unwahrscheinlich. Der Peak ist also durch Ionen verursacht, die nicht durch einen Zweierstoß desorbiert werden.

7.) Anhang

7.1 Halbschnitt durch die Ionenquelle

Abbildung 25 zeigt einen Halbschnitt durch die Ionenquelle. Der Maßstab beträgt 1:1. Die Kreuzschraffierung bezeichnet Keramikteile. Alle anderen Teile bestehen aus Edelstahl. Die Blenden der Extraktionsoptik wurden mechanisch poliert. Die Quelle ist von außerhalb des Vakuumsystems mechanisch justierbar. (Justiereinrichtung nicht eingezeichnet).

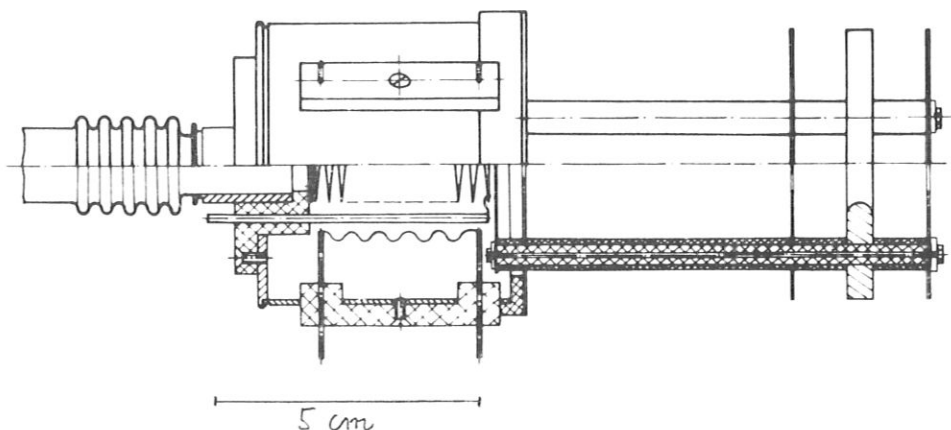


Abb. 25: Halbschnitt durch die Ionenquelle.

7.2 Vakuumsystem

Die Vakuumanlage ist in UHV-Technik ausgeführt. Sie wird durch eine Ionenzerstäuber-
pumpe mit einem Saugvermögen von 450 l/s gepumpt. Der Turbomolekularpumpstand dient als
Vorpumpe und während des Messens zum Abpumpen des Edelgases. Die Ionenzerstäuberpumpe
ist dabei ausgeschaltet. Über ein Dosierventil kann Argon eingelassen werden. Der Druck
wird durch eine Bayard-Alpert Eintauchröhre überwacht.

Der umrandete Teil des Vakuumsystems wurde bis 250°C ausgeheizt, bei Messungen mit dem
Channeltron bis 80°C. Es konnten während der Messungen dann Restgasdrücke von $5 \cdot 10^{-8}$ Torr
bzw. $2 \cdot 10^{-7}$ Torr erreicht werden.

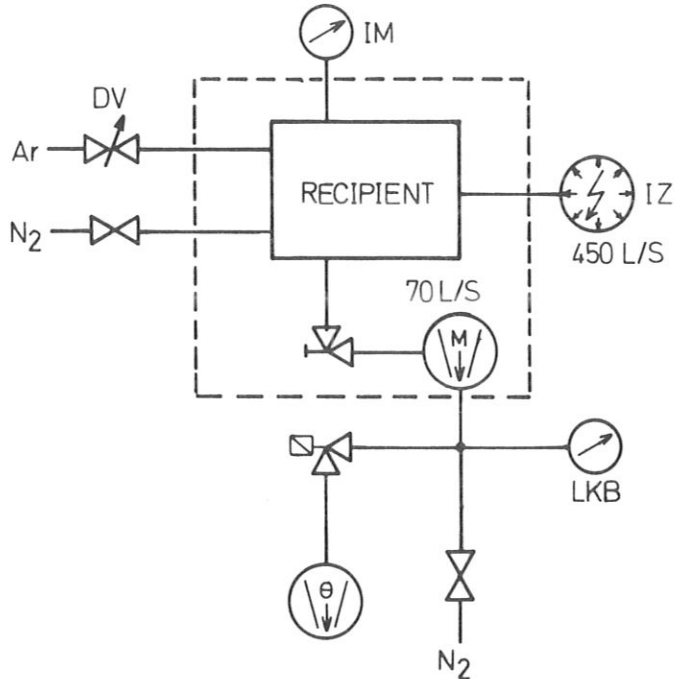


Abb. 26: Vakuumpplan

7.3. Ionennachweis

Abbildung 27 zeigt den Ionennachweis bei Strommessung (oben) und bei Impulzzählung (unten).

Die Gesamtstrommessung erfolgte durch Zusammenschalten der Eingangsblende und des Faraday-
Bechers. Der Elektrometerverstärker wurde dabei mit + 20 V vorgespannt, um Sekundärelektro-
nenemissionen möglichst zu vermeiden. Ein geringer Fehler entsteht aber noch durch die an
der Blendenöffnung erzeugten Sekundärelektronen. Da jedoch der Sekundärelektronenemissions-
koeffizient im untersuchten Energiebereich klein ist (bis 10 %) und nur ein geringer Teil
des Gesamtstromes durch die Blendenöffnung in den Becher eintritt, ist dieser Fehler vernachlässigbar.

Bei Stromdichtemessungen wurde die Blende geerdet (nicht eingezeichnet) und nur der Strom im
Faraday-Becher gemessen, der wieder mit + 20 Volt vorgespannt war. Aus den genannten Gründen
erfolgt nur eine vernachlässigbare Verfälschung des Meßergebnisses durch die an der Blenden-
öffnung gebildeten Sekundärelektronen, außerdem treten in der Strahlprofilbestimmung nur nor-
mierte Größen auf.

Bei Impulzzählung wurden die vom Channeltron gelieferten Impulse durch einen Vorverstärker
und einen Linearverstärker weiter verstärkt und über einen Einkanal-Diskriminator dem
Ratemeter zugeführt. Dieser liefert eine der Zählrate proportionale Spannung an den Y-Ein-
gang des Schreibers. Die X-Ablenkung erfolgte über die Spannung eines Kugelsegmentes des
Energieanalysators.

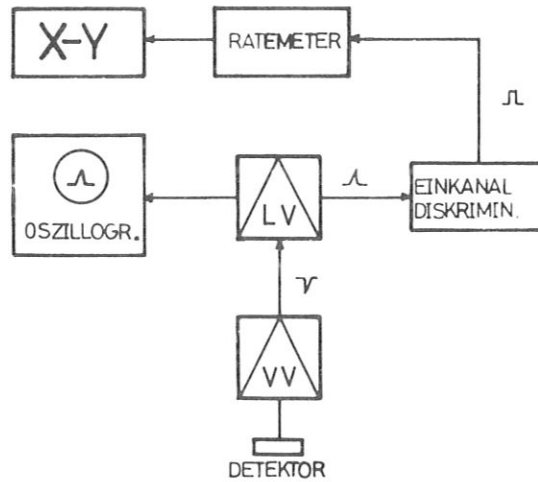
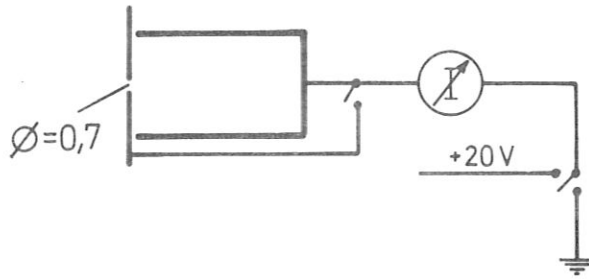


Abb. 27: Blockschaltbild des Ionennachweises

7.4. Raumladung der Elektronen

Nach M.v.Ardenne /3/ hat ein Elektronenstrahl mit dem Querschnitt eines langen Spaltes der Breite b einen Rand-Mitte-Potentialunterschied infolge Raumladung von:

$$\Delta U = \frac{1}{32 \epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2 e \cdot V_{El}}} j_{El} \cdot b^2$$

- j_{El} = Stromdichte der Elektronen
- V_{El} = Strahlspannung der Elektronen

mit Werten von

$$\begin{aligned} b &= 1 \text{ cm} \\ j_{El} &= 3,5 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2} \\ V_{El} &= 100 \text{ V} \quad \text{folgt:} \\ U &\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ V} \end{aligned}$$

Mit einem geschätzten mittleren Pendelfaktor der Elektronen von 10 ergibt sich eine Potentialabsenkung von ca. 0,2 V im Zentrum der Wendel.

7.5 Berechnung der Potentialverteilung im Kugelkondensator

Der Potentialverlauf $\phi(r)$ zwischen den Kugelsegmenten ergibt sich aus der Lösung der Laplace-Gleichung $\Delta\phi = 0$ in Kugelkoordinaten unter den Randbedingungen (Bezeichnungen gemäß Abb. 15)

$$\phi(R_1) = V_1$$

$$\phi(R_2) = V_2$$

$$(1) \quad \phi(r) = -\frac{1}{r} (V_2 - V_1) \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} + \frac{R_1}{R_2 - R_1} (V_2 - V_1) + V_2$$

Für die Führung eines Teilchens auf einer Mittelbahn müssen Zentrifugalkraft und Zentripetalkraft entgegengesetzt gleich sein:

$$(2) \quad K_{zp} = -e \frac{d}{dr} \phi(r); \quad K_{zf} = \frac{mv^2}{r}$$

$$\frac{mv^2}{r} = +e \frac{d}{dr} \phi(r) \quad /r = R_0$$

Aus Gleichung (2) folgt unmittelbar

$$(3) \quad V_2 - V_1 = E_0 \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right)$$

E_0 ist die kinetische Energie des Teilchens in Volt

Zusätzlich soll die Mittelbahn das Potential Null besitzen, um eine Brechung der Teilchen bei Ein- und Austritt zu vermeiden:

$$\phi \left(r = \frac{R_1 + R_2}{2} \right) = 0$$

Dadurch werden die Spannungen V_1 und V_2 festgelegt:

$$(4) \quad V_1 = E_0 \left(1 - \frac{R_2}{R_1} \right)$$

$$(5) \quad V_2 = E_0 \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right)$$

Mit den Zahlenwerten: $R_1 = 31\text{mm}$
 $R_2 = 39\text{mm}$
 $R_0 = 35\text{mm}$

$$(3) \quad V_2 - V_1 = E_0 \cdot 0,46$$

$$(4) \quad V_1 = -E_0 \cdot 0,258$$

$$(5) \quad V_2 = E_0 \cdot 0,206$$

7.6 Bildfehler des Kugelkondensators

Die neun beim Toroidkondensator auftretenden Bildfehler wurden von H.Ewald und H.Liebl /23/ angegeben. Sie berechneten dazu die radialen und axialen Bahngleichungen in der Nähe der Mittelbahn in zweiter Näherung.

Die Überlagerung der Bildfehler ergibt die Abweichung eines Teilchenstrahls von seiner Bahn 1. Ordnung. Für den Spezialfall des Kugelkondensators sind die drei wichtigsten Bildfehler:

$$F_1 = c_1 \alpha^2$$

α = Eintrittswinkel des Strahles

$$F_2 = c_2 p^2$$

p = relativer Abstand des Strahles von der Mittelbahn

$$F_3 = c_3 \alpha \beta$$

$$\beta = \frac{2 \Delta E}{E_0}$$

$$F_1 = -\frac{11}{9} R_0^2$$

$$F_2 = -R_0 p^2$$

$$F_3 = 12 R_0 \alpha \beta$$

mit Zahlenwerten:

$$F_1 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$$

$$F_2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

$$F_3 = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$$

7.7 Berechnung der Einfallsrate der Teilchen aus der Gasphase

Bei einem Restgasdruck von $2 \cdot 10^{-7}$ T und Ionenstromdichten von $1 - 10 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ fallen mehr Teilchen aus der Gasphase als Ar^+ -Ionen auf das Target ein. Die Einfallsrate ν $\left[\frac{\text{Teilchen}}{\text{s cm}^2} \right]$ aus der Gasphase ist gegeben durch:

$$\nu = \frac{1}{4} n \langle v \rangle$$

n = Dichte der Gasphase

$\langle v \rangle$ = mittlere therm. Geschw.

nach Umrechnung auf Druck und Temperatur

$$\nu = \frac{3,22 \cdot 10^{22} p \left[\frac{\text{Teilchen}}{\text{s cm}^2} \right]}{\sqrt{M T}}$$

M = Molekulargewicht

T = abs. Temp.

mit $p = 2 \cdot 10^{-7}$; $T = 300^\circ\text{K}$; $M = 40$

$$\nu = 7 \cdot 10^{13} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$$

Die Auftreffrate ρ $\left[\frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right]$ der Ionen ermittelt sich aus:

$$j = \rho e; \quad \rho = \frac{j}{e}$$

$$\text{mit } j = 1 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}; \quad \rho = \frac{10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 6 \cdot 10^{12} \left[\frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right]$$

Die Bedingung $\rho \gg \nu$ zur Erreichung einer sauberen Oberfläche wird auch bei $j = 10 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ noch nicht erfüllt; das Target wurde deshalb während des Beschusses zusätzlich bis zur Rotglut (ca. 600°C) geheizt, wodurch die mittlere Verweilzeit der Restgasteilchen um einen Faktor 10^2 bis 10^3 herabgesetzt wird.

7.8 Photographische Aufnahme des Beschußfleckes
(Zur Verfügung gestellt von Herrn Kukral)



Abb. 28: Aufnahmen des Beschuß-
fleckes bei
50facher Vergrößerung



Abb.29a:
1000facher Vergr.

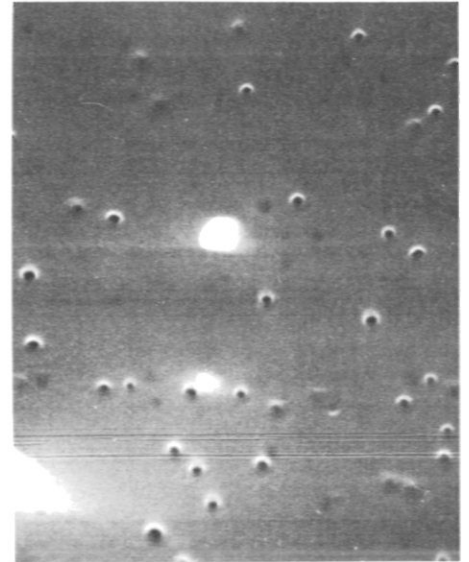


Abb.29b: Elektronenmikroskopische
Aufnahme des Beschuß-
flecks.
Vergrößerung: 20.000-fach.

Die 1000-fache Vergrößerung wurde mit einer Nomarski Interferenzoptik aufgenommen.

Abbildung 28 zeigt den Übergang von einem Gebiet des polykristallinen Kupfers mit starkem Beschuß (unten rechts) in ein Gebiet mit mäßigem Beschuß.

Abbildung 29a wurde im Zentrum des Beschußfleckes aufgenommen und zeigt eine starke Veränderung der Oberfläche. Durch Aufnahmen im Elektronenrastermikroskop konnte gezeigt werden, daß es sich um die bei Ionenbeschuß üblichen Ätzgruben handelt (Abb.29b).

Die gesamte Beschußdosis lag bei etwa $10^{18} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$.

8.) Diskussion

Die Elektronenstoßionenquelle erweist sich als geeignet für Rückstreuexperimente an Metalloberflächen. Ihre Leistungen entsprechen den in der Einleitung und der Aufgabenstellung erläuterten Forderungen.

Ein Mangel der Quelle ist das unsymmetrische Strahlprofil und die damit verbundenen Intensitätsverluste auf der Linse. Dies läßt sich bei gleichzeitigem Betrieb zweier symmetrisch angeordneter Kathoden und einem elektrostatischen Ablensystem vor der Quelle vermeiden. Die Extraktionsoptik kann mit Gittern hoher Transparenz an den Blenden verbessert werden.

Die Energiebreite des Strahles liegt mit 1 % in den geforderten Grenzen. Der Leistungsaufwand der Quelle läßt sich verringern durch Begrenzung des Elektroneneinschusses in die Wendel auf das Entstehungsgebiet der Ionen. Nach Abb. 2 und den Messungen aus Teil 5.1.4 liegt dieses bei ca. 99,5 % V_A , also etwa 13 mm vor der Blende B_2 .

Eine Interpretation der Rückstremessungen ergibt folgendes Bild:

Bei kontaminiertem Target erhält man ein Rückstreupektrum mit zwei charakteristischen Peaks, von denen der niederenergetische bei 10 - 15 eV zerstäubten Targetatomen und der höherenergetische bei ca. 20 % der Primärenergie desorbierten Ionen zugeordnet werden kann. Definierte Zweierstöße sind nicht mehr feststellbar.

Bei sauberem Target werden rückgestreute Argonionen beobachtet, deren Energie innerhalb des Meßfehlers mit der nach dem Zweierstoß vorhergesagten Energie übereinstimmt.

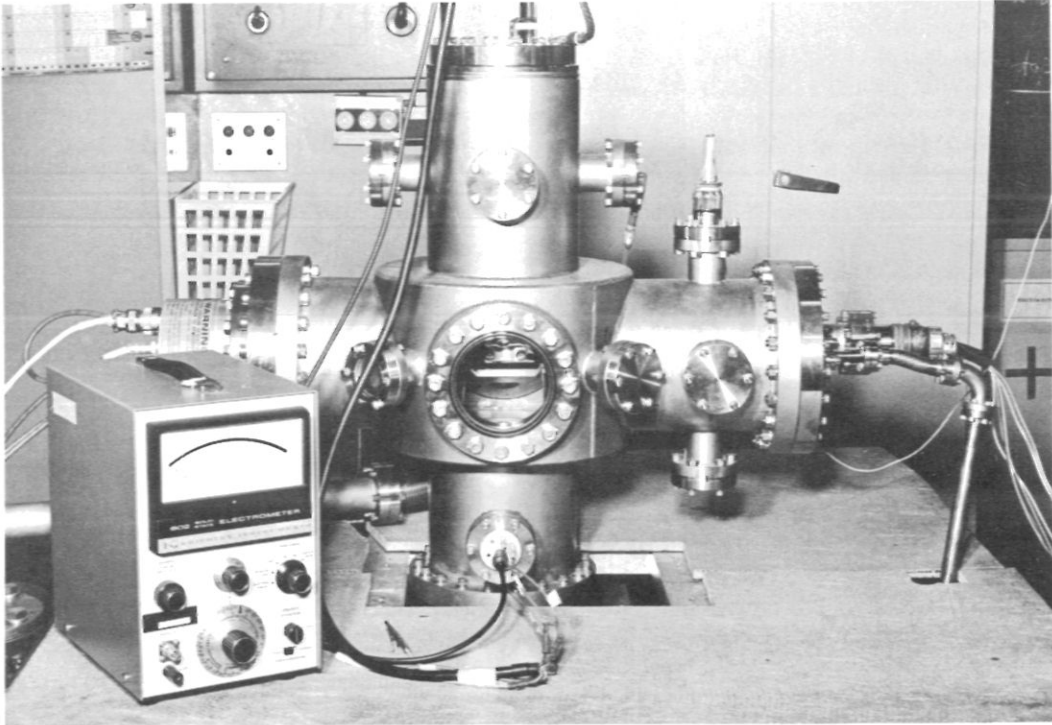


Abb. 30: Gesamtansicht der Apparatur

Herr Priv.Doiz. Dr. E.W. Blauth, der diese Arbeit anregte, ist unerwartet verstorben. Herrn Dr. H.Vernickel, Herrn Dr. H.Liebl und Herrn Dr. W.Poschenrieder danken wir für wertvolle Diskussionen. Unser Dank gilt auch Herrn Dr. Ph.Staib für die numerische Berechnung des Potentials und Herrn F.Schuster, der mit seinem technischen Können wesentlich am Zustandekommen dieser Arbeit beteiligt war.

9.) Literaturverzeichnis

- /1/ E.Goldstein Berl.Ber. 1886, S. 691
/2/ D.Kamke Hdb.d.Physik 23 (1956), 1, Hrsg.S.Flügge
/3/ M.v.Ardenne "Tabellen zur angewandten Physik" (1962), 1
/4/ R.Behrishch "Festkörperzerstäubung durch Ionenbeschuß"
Erg.ex-Naturw. 35, 295 (1964)
/5/ G.Carter, J.S.Colligon "The Ion Bombardment of Solids" London 1968
/6/ A.J.Demøster Phys.Rev. 18, 415 (1921)
/7/ Th.A.Finkelstein Rev.Sci.Instr. 11, 94 (1940)
/8/ A.O.C. Nier Rev.Sci.Instr. 11, 212 (1940)
/9/ H.Heil Z.Physik 120, 212 (1943)
/10/ H.D.Hagstrum Rev.Sci.Instr. 24, 1122 (1953)
/11/ H.D.Hagstrum Rev.Sci.Instr. 36, 1183 (1965)
/12/ F.Probst, E.Lüscher Rev.Sci.Instr. 34, 574 (1963)
/13/ S.Dworetsky, R.Novick et al. Rev.Sci.Instr. 39, 1721 (1968)
/14/ M.Menzinger, L.Wahlin Rev.Sci.Instr. 40, 102 (1969)
/15/ D.P.Smith Surf.Sci. 25, 171 (1971)
/16/ D.J.Ball, T.Buck, C.W.Caldwell, D.Mac Nair, G.H. Wheatley Surf.Sci. 30, 69 (1972)
/17/ E.Taglauer, W.Heiland J.Vac.Sci.Tech. 1972, 9, 620
/18/ W.Lotz Astrophys.J.Suppl.Ser. 14, 207 (1967)
/19/ P.S.Naidu, K.O. Westphal Brit.J.Appl.Phys. 17, 645 (1966)
/20/ H.Ewald, H.Liebl Z.Naturforschg. 10a, 872 (1955)
/21/ R.Herzog Phys.Z. 41, 18 (1940)
/22/ A.Renyi Wahrscheinlichkeitsrechnung (1962)
/23/ H.Ewald, H.Liebl Z.Naturforschg. 12a, 28 (1957)
/24/ H.D.Hagstrum Phys.Rev. 150, 495 (1966)
/25/ A.Benninghoven Z.Physik, 230, 403 (1970)
/26/ R.V.Stuart, G.K.Weher, G.S.Anderson J.Appl.Phys. 31, 177 (1960)
/27/ E.Taglauer, W.Heiland IPP-Labornotiz Nr. 74, 1970 u.Verhandlg.DPG 1970, 202, V-69

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.