

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Bombardon  
Eine Apparatur zur Untersuchung der  
Einwirkung von Ionen im Energiebe-  
reich von 5-20 keV auf Metallober-  
flächen

An Apparatus for Investigating the  
Influence of 5-20 keV Ion Beams on  
metal targets

W.Eckstein, H.Verbeek

IPP 9/7

Juni 1972

*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.*

IPP 9/7  
(in German)

W. Eckstein  
H. Verbeek

Bombardon,  
an Apparatus for Investigating the Influence of 5-20 keV Ion Beams on Metal Targets.

June 1972

Abstract

An apparatus for ion bombardment in the energy range of 5 - 20 keV is described. The ion beam produced by a Duo-plasmatron ion source is cleaned by a magnetic sector field. In the target chamber of 60 cm diameter a pumping speed of 20000 l/s for H<sub>2</sub> by ion sputter and titanium sublimation pumps is available. The energy and angular distributions of particles backscattered from metal targets can be measured with an electrostatic spherical condenser, which can be moved around the target. The whole apparatus is bakeable up to 250°C. In the target chamber with an 100 μA proton beam 10<sup>-9</sup> Torr is maintained and with no beam some 10<sup>-11</sup> Torr is achieved.

### Zusammenfassung:

Es wird eine Apparatur für Ionenbeschußexperimente im Energiebereich von 5 - 20 keV beschrieben. Der von einer Duoplasmatron-Ionenquelle gelieferte Ionenstrahl wird in einem magnetischen Sektorfeld gereinigt und fällt in eine Targetkammer von 60 cm Durchmesser. Diese wird durch Ionen-Zerstäuber- und Titansublimationspumpen mit einem Saugvermögen für  $H_2$  von 20.000 l/s evakuiert. Der Enddruck liegt bei einigen  $10^{-11}$  Torr.

Zur Messung der Energie- und Winkelverteilung vom Target zurückgestreuter Teilchen dient ein elektrostat. Kugelspektrometer, das um das Target herum geschwenkt werden kann. Die ganze Apparatur ist bis  $250^\circ C$  ausheizbar und in UHV-Technik ausgeführt.

## Inhalt:

1. Einleitung
2. Anforderungen an die Apparatur
  - 2.1 Vakuum
  - 2.2 Ionenstrahl
3. Das ionenoptische System
  - 3.1 Ionenstrahlführung
  - 3.2 Ionenquelle
  - 3.3 Ablenkmagnet
4. Das Vakuumsystem
  - 4.1 Pumpstufe 1
  - 4.2 Pumpstufe 2
  - 4.3 Pumpstufe 3 (Targetkammer)
  - 4.4 Vorvakuumssystem
5. Das Nachweissystem
  - 5.1 Targethalterung
  - 5.2 Energiespektrometer
  - 5.3 Teilchennachweis
  - 5.4 Elektronische Schaltung

Bombardon,  
eine Apparatur zur Untersuchung der Einwirkung  
von Ionen im Energiebereich von 5 - 20 keV  
auf Metalloberflächen.

1. Einleitung:

In einem zukünftigen Fusionsreaktor ist damit zu rechnen, daß die Vakuumwand einem erheblichen Beschuß von Neutralteilchen und Ionen aus dem Fusionsplasma unterliegt. Dabei spielt eine Vielzahl von Prozessen mit, die einen großen Einfluß auf Energiebilanz und Stabilität des Plasmas und die Lebensdauer des Vakuumgefäßes haben [1]. Daraus ergibt sich das "Wandproblem der Plasmaphysik". Im einzelnen interessieren in diesem Zusammenhang:

- 1) die Energie-, Ladungs- und Winkelverteilung der von der Wand zurückgestreuten Teilchen,
- 2) die Zerstäubung der Wand,
- 3) die Gasabgabe der Wand unter Ionenbeschuß,
- 4) das Aufsammeln von Wasserstoff und Helium im Wandmaterial und
- 5) die durch den Beschuß erzeugten Strahlenschäden.

Um die Grundlagen dieser Prozesse zu untersuchen, bauten wir die Apparatur "Bombardon". Sie dient zum Beschuß von Metalltargets mit Ionen - insbesondere Wasserstoffionen - im Energiebereich von 5 - 20 keV. Das entspricht dem Maximum der Energieverteilung eines Deuterium-Tritium-Plasmas auf Fusionstemperatur. Eine Apparatur mit ähnlicher Zielsetzung wurde von McCracken [2] aufgebaut. Für den Energiebereich von 50 - 120 keV baute Behrisch [3] den Beschleuniger PHARAO mit UHV in der Targetkammer.

## 2. Anforderungen an die Apparatur

### 2.1 Vakuum

Wegen der verschiedenartigen Untersuchungen, die mit der Apparatur angestellt werden sollen, ergeben sich unterschiedliche Forderungen, die an das Vakuumsystem zu stellen sind.

Bei vielen Ionenbeschußexperimenten wird die Oberfläche des Targets durch den Beschuß ständig gereinigt, solange nur wesentlich mehr Ionen als Restgasmoleküle gleichzeitig auf das Target fallen. Bei einer Strahlstromdichte von  $1 \text{ mA/cm}^2$  genügt ein Druck von  $2 \cdot 10^{-8}$  Torr, damit 1000 mal mehr Ionen als Restgasmoleküle das Target treffen.

Bei Rückstremessungen muß man jedoch vielfach mit wesentlich kleineren Stromdichten auskommen, um den Zustand der Oberfläche so wenig wie möglich zu ändern. Das verschärft die obige Bedingung. Während der dann erforderlichen langen Meßzeiten dürfen sich keine Adsorptionsschichten aufbauen.

Zur Messung der Desorption sind sehr saubere Anfangsbedingungen notwendig: d.h., daß der Druck  $< 10^{-10}$  Torr sein muß.

Auch zur Untersuchung der Gasabgabe unter Ionenbeschuß sollte der Restgasdruck und der Druck des Beschußgases möglichst niedrig sein, um kleinste Gasmengen empfindlich nachweisen zu können.

Bei der Untersuchung der durch Protonen von einem Target abgestäubten Atome, kann man nur mit Zerstäubungsraten  $< 10^{-2}$  rechnen [4]. Deshalb muß ein möglichst hoher Primärstrom angestrebt werden.  $100 \mu\text{A}$  sollten sich erreichen lassen. Um die abgestäubten Atome über dem Restgasuntergrund nachweisen zu können, sollte der Druck so klein wie möglich sein.

Bei vertretbarem Aufwand lassen sich die Forderungen an das Vakuumsystem wie folgt zusammenfassen: Das Endvakuum muß  $< 10^{-10}$  Torr sein, und das Saugvermögen muß ausreichend sein, um in der Targetkammer  $10^{-9}$  Torr aufrecht zu erhalten, wenn dort gleichzeitig ein Strom von  $100 \mu\text{A}$  Protonen einfällt.

Das Vakuumsystem sollte frei von Kohlenwasserstoffen sein, um die Ausbildung von Kohlenstoffschichten unter dem Einfluß des Ionenstrahls zu vermeiden.

## 2.2 Ionenstrahl

Die zu erwartenden Zerstäubungsraten für Protonen sind sehr klein ( $< 10^{-2}$ ) [4]. Daher sollte man eine möglichst hohe Strahlstromdichte auf dem Target anstreben. Durch die Raumladungsverbreiterung eines Ionenstrahles ist seine Stromdichte jedoch begrenzt. v. Ardenne [5] gibt für die relative Strahlverbreiterung  $\frac{r}{r_0}$ , wenn die Raumladungskompensation durch vom Strahl am Restgas gebildete Elektronen vernachlässigt wird, an

$$\frac{r}{r_0} = \sqrt{4,1 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{M} j_0}{U_B^{3/2}} \ell^2}$$

Dabei sind  $M$  die Massenzahl,  $j_0$  die anfängliche Stromdichte in  $\text{A/cm}^2$ ,  $U_B$  die Beschleunigungsspannung in Volt und  $\ell$  die Strahllänge in m. Bei einer anfänglichen Stromdichte von  $1 \text{ mA/cm}^2$  beträgt der Strahldurchmesser nach 1 m Weg bei  $U_B = 5 \text{ kV}$  das 10-fache des Anfangswertes bei  $U_B = 20 \text{ kV}$  das 3,8-fache. Es ist daher nicht sinnvoll, höhere Stromdichten als  $1 \text{ mA/cm}^2$  bei der Auslegung der Apparatur anzunehmen. Die gesamte Strahllänge sollte möglichst kurz sein. Eine Gesamtstromstärke von  $100 \mu\text{A}$  sollte sich auf dem Target verwirklichen lassen.

Der Ionenstrahl soll nur eine Ionensorte enthalten und in seiner Energie genau definiert sein. Unerwünschte Ionenarten lassen sich am besten mit einem magnetischen Sektorfeld eliminieren. Um die Apparatur möglichst vielseitig zu machen, sollte auch der Beschuß mit Edelgasionen möglich sein. Das stellt zusätzliche Bedingungen an das Pumpsystem, den Massentrennungsmagneten und die Ionenquelle.

### 3. Das ionenoptische System:

#### 3.1 Ionenstrahlführung

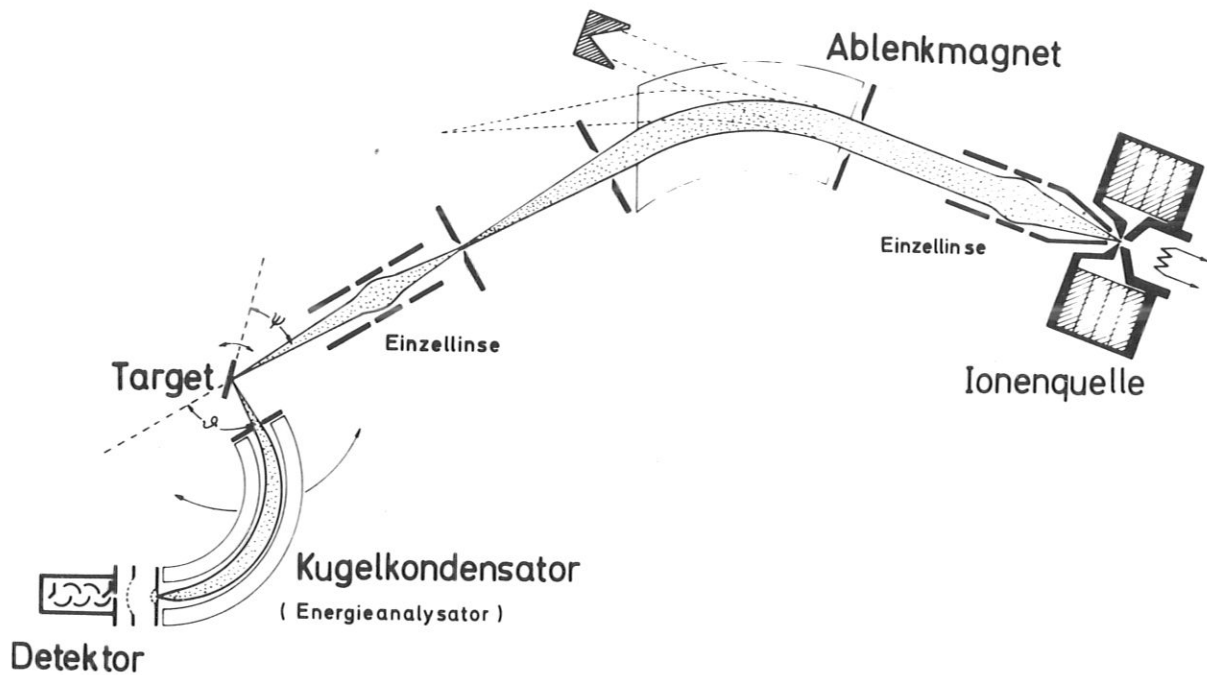


Abb. 1: Schematische Darstellung der Apparatur

Abbildung 1 zeigt in schematischer Darstellung die Führung des Ionenstrahles. Die Ionenquelle liefert zusammen mit dem 1. Linsensystem einen Parallelstrahl. Dieser durchläuft das magnetische Sektorfeld zum Ausscheiden von unerwünschten Ionen. Der Magnet fokussiert in horizontaler und vertikaler Richtung auf die Massentrennungsblende A am Eingang der Targetkammer. Dieser Fokus kann mit einer weiteren Einzellinse auf das Target fokussiert werden. Ist jedoch eine kleine Strahldivergenz erforderlich, kann der Strahl hier stattdessen - auf Kosten der Stromdichte



am Target - durch eine weitere Blende kollimiert werden.

Vor und hinter dem Magneten und am Eingang in die Targetkammer befinden sich jeweils 2 Kondensatorplattenpaare. Mit diesen kann der Strahl um kleine Winkel abgelenkt und zu den Blenden justiert werden.

### 3.2 Ionenquelle:

Als Ionenquelle wurde ein Duoplasmatron [6] gewählt. Das Duoplasmatron bietet gegenüber der Hochfrequenzionenquelle den Vorteil größerer Ionenausbeute, größeren Richtstrahlwertes bei kleinerer Energiebreite, und seiner Verwendbarkeit für alle Gase. Nachteilig ist der Heizfaden, der eine begrenzte Lebensdauer hat. Unsere Konstruktion lehnt sich an die von Samson und Liebl [7] an (s. Abb. 2).

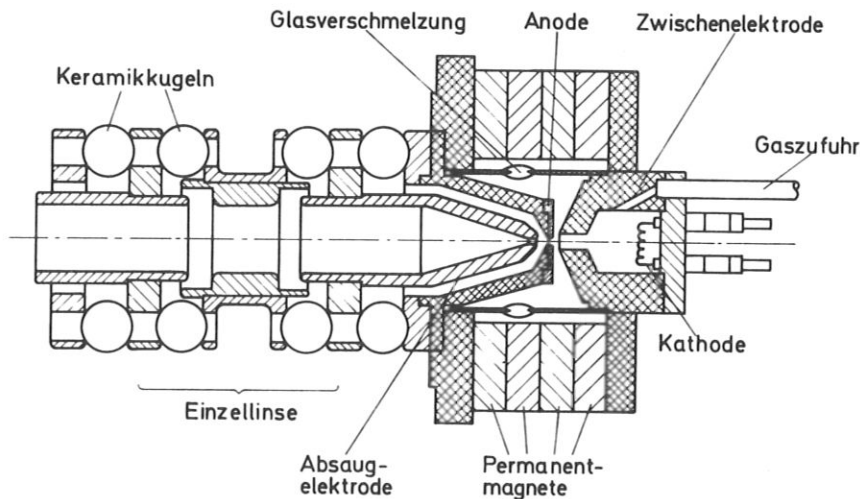


Abb. 2: Ionenquelle mit Strahloptik  
(schematisch)

Sie ist in Metall-Glastechnik ohne Verwendung von elastomeren Dichtungen aufgebaut und daher voll ausheizbar. Zwischenelektrode und Anode aus Weicheisen sind durch eine Glas-Vaconverschmelzung verbunden. Die Kathode sitzt auf einem kleinen, leicht auswechselbaren Edelstahlflansch, der mit einem Golddraht gedichtet wird. Der Heizdraht (thorierter Wolfram-Draht) ist an eingeschweißten Keramikdurchführungen befestigt.

Das Magnetfeld wird durch 4 keramische Permanentmagnetringe (Valvo FXD 300) erzeugt. Dadurch entfällt das Netzgerät für das Magnetfeld, das auf Hochspannung liegen müßte. Der magnetische Fluß geht von den Magnetringen über einen Weicheisenring in die Zwischenelektrode, die Anode und über den Bodenflansch zurück. Die Anodenblende aus Cu oder Ta läßt sich auswechseln und dem erforderlichen Ionenstrom anpassen.

Die Kühlung erfolgt durch abnehmbare Schellen, die von Öl durchströmt werden.

Der Ionenstrahl wird durch die an der Ionenquelle montierte Strahloptik gebildet. Die Absaugelektrode und 2 weitere Rohrelektroden bilden eine Einzellinse, mit der der Strahl parallelisiert wird. Die einzelnen Elektroden werden durch je 3 Keramikugeln zueinander justiert und voneinander isoliert. Der Abstand der Absaugelektrode von der Anode ist für Absaugspannungen  $>16$  kV mit  $(3 \pm 0,1$  mm) optimal.

Die Ionenquelle liegt zusammen mit den Versorgungsgeräten für den Bogen und den Heizstrom und dem Gaseinlaßsystem auf dem Beschleunigungspotential. Sie ist über einen Keramikring, der UHV-dicht mit den Flanschen verlötet ist, mit der übrigen auf Erdpotential liegenden Apparatur verbunden.

Für Wasserstoff und eine Anodenblende von  $0,3$  mm  $\varnothing$  wurden folgende Werte gefunden: Gesamtionenstrom  $1,2$  mA, fokussierbarer Anteil  $300$   $\mu$ A, Richtstrahlwert  $250$   $\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$  bei einem Bogenstrom von  $300$  mA und einer Bogenspannung von  $120$  V. Dabei entsprach der Gasverbrauch  $2,5 \cdot 10^{-3}$  Torr l/s. Mit einer Anodenöffnung von  $0,5$  mm  $\varnothing$  wurde ein Gesamtstrom von  $4$  mA erzeugt.

### 3.3 Ablenkmagnet:

Zur Reinigung des Strahls von Neutralgasmolekülen und unerwünschten Ionen wird ein homogenes magnetisches Sektorfeld verwendet. Durch schrägen Einschub mit entsprechender Wahl

des Einschubwinkels läßt sich erreichen, daß dieses Feld in beiden Richtungen senkrecht zur Strahlachse fokussiert, also stigmatisch abbildet. [8],[9]. Für symmetrischen Strahlengang gilt die Formel:

$$f = 2 r \cdot \operatorname{ctg} \frac{\phi}{2} \quad (1)$$

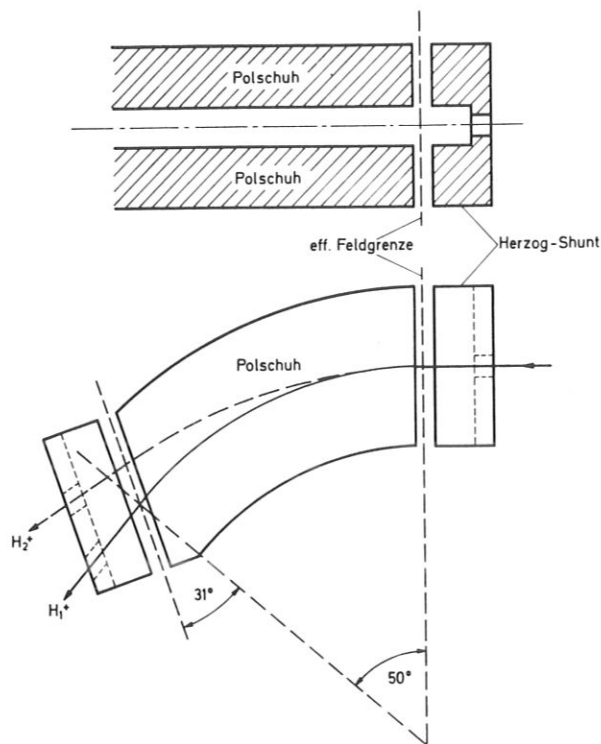
Dabei bedeuten  $f$  die Entfernung der Brennpunkte von den Magnetfeldgrenzen,  $r$  den Krümmungsradius der Ionenbahn im Magnetfeld und  $\phi$  den Ablenkwinkel. Für den zur Fokussierung in der Richtung senkrecht zur Bahnebene notwendigen Einschubwinkel  $\varepsilon$  gilt

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \frac{\phi}{2} \quad (2)$$

Um den Strahlweg möglichst kurz zu machen, wurde auf ein Zwischenbild zwischen Ionenquelle und Magnet verzichtet. Die Einzellinse hinter der Ionenquelle erzeugt einen Strahl, der parallel und senkrecht in das Magnetfeld fällt. Es wurde dafür ein Ablenkwinkel von  $\frac{\phi}{2} = 50^\circ$  und  $f = 320$  mm gewählt. Damit wird nach den Formeln (1) und (2)  $r = 190,7$  mm und  $\varepsilon = 30^\circ 48'$ . Zum Ablenken und Fokussieren von  $H_1^+$  und  $Ar^+$ -Ionen braucht man dann eine Feldstärke von 1,07 bzw. 6,8 k Gauß.

Bei den zu Grunde gelegten Formeln (1) und (2) geht wesentlich ein, daß die Magnetfeldgrenze definiert ist. Das läßt sich mit Abschirmungen aus Weicheisen nach Herzog [10] erreichen. Die Polschuhe mit den Abschirmungen wurden in die Vakuumkammer gelegt. Dadurch werden zwar 2 zusätzliche "Luftspalte" für die Gefäßwände erforderlich, doch lassen sich die Abschirmungen leicht anbringen. Außerdem bleibt die Justierung der Polschuhe erhalten, wenn zum Ausheizen des Vakuumsystems das Magnetjoch mit den Spulen entfernt werden muß. Die Abbildung 3 zeigt die gewählte Polschuhanordnung mit den Abschirmungen.

Abb. 3: Anordnung der  
Polschuhe des  
Ablenkmagneten



Bei Experimenten mit Protonen entstehen in der mit  $H_2$  betriebenen Ionenquelle immer eine große Zahl von  $H_2^+$ -Ionen. Damit diese die Magnetkammer verlassen können, befindet sich in der Abschirmung auf der Austrittsseite eine zweite Bohrung neben der Bohrung für die Masse die in die Targetkammer gelangt. Auf diese Weise wird ein unerwünschter Druckanstieg in der Magnetkammer vermieden. Abbildung 4 zeigt das mit dem Magneten aufgenommene Massenspektrum der Kr-Isotope.

Die benachbarten Massen 82, 83 und 84 sind gut getrennt. Daher ist das Auflösungsvermögen für alle vorgesehenen Ionenarten ausreichend.

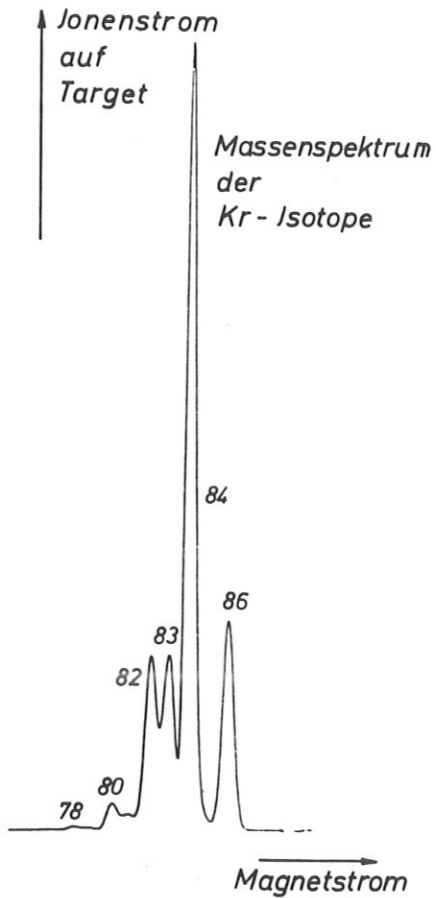


Abb. 4: Massenspektrum der Kr-Isotope

Mit einem Netzgerät von 5000 W kann der Magnet mit einem Strom von 100 A bis zur Feldstärke von 8,5 kG erregt werden. Die Erregungskurve beginnt dann gerade in die Sättigung abzubiegen.

Der Magnet kann damit bis zu einem Masse-Energieprodukt  $M \times U = 1260$  (Massenzahl  $\times$  kV) verwendet werden. Ab einer Feldstärke von 4 kG nimmt jedoch die Wirkung der Herzog-Shunts ab, weil sie in die Sättigung geraten. Das bewirkt jedoch nur eine geringe Verschlechterung der Fokussierungseigenschaften des Magneten.

#### 4. Das Vakuumsystem:

Wie in der Einleitung dargestellt wurde, soll in der Targetkammer ein Druck von  $10^{-9}$  Torr herrschen. In der Ionenquelle ist jedoch ein Druck bis zu  $10^{-1}$  Torr für sicheren Betrieb erforderlich. Dieser große Druckunterschied läßt sich nur mit einem differentiellen Pumpsystem bewältigen. Wir wählten 3 Stufen (s. Abb. 5).

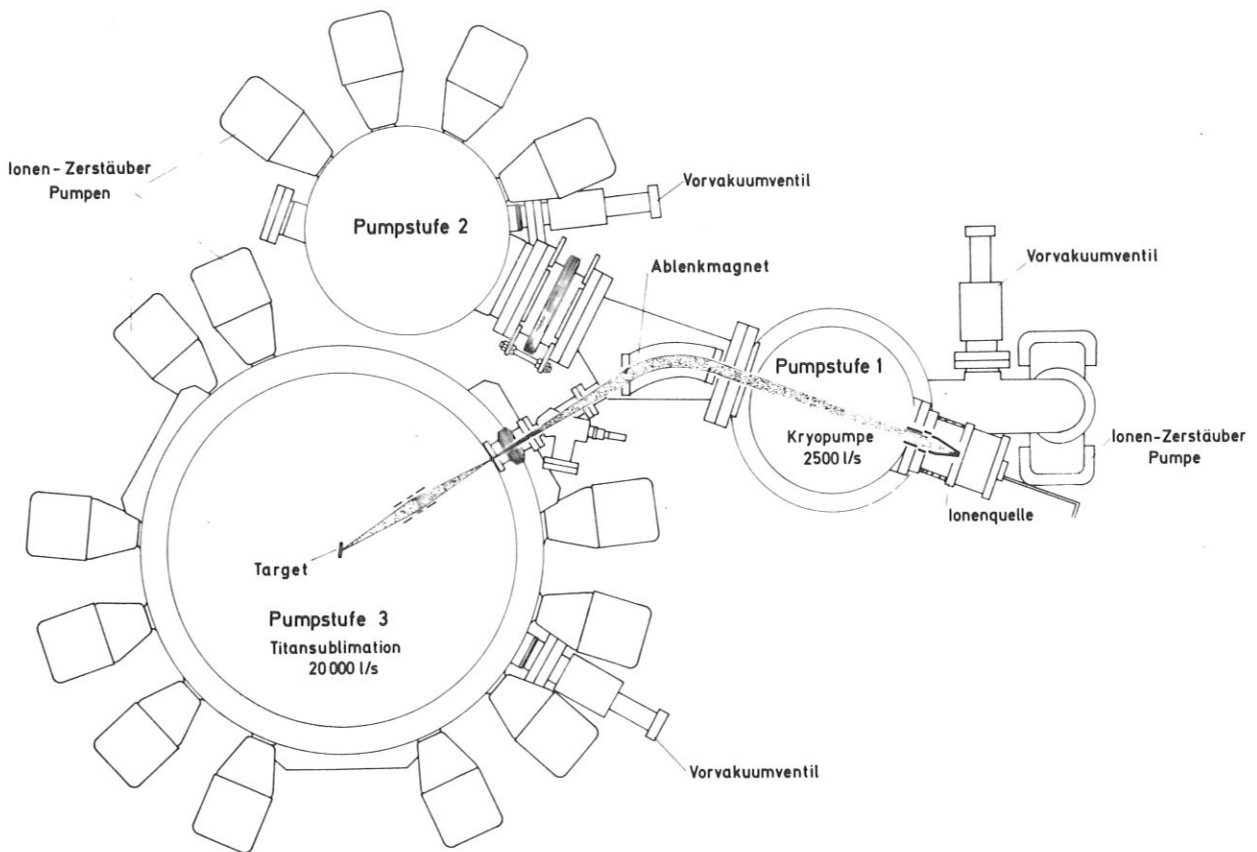


Abb. 5: Grundriß des Vakuumsystems  
(schematisch)

In Pumpstufe 1 wird der Gasanfall von der Ionenquelle bewältigt und in dem Raum der Strahloptik ein Vakuum von  $10^{-6}$  Torr erzeugt. In Pumpstufe 2 (Magnetkammer) wird als Zwischenstufe ein Druck von  $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  Torr und in Pumpstufe 3, der Targetkammer,  $10^{-9}$  Torr erreicht.

#### 4.1 Pumpstufe 1:

Der Gasanfall von der Ionenquelle (s.S. 6) beträgt  $2,5 \cdot 10^{-3}$  Torr l/s. Um  $10^{-6}$  Torr zu erreichen, ist ein Saugvermögen von 2500 l/s notwendig. Dies erreichen wir mit einer Kryopumpe. (Verdampferkryostat PK 5000 Fa. Leybold-Heraeus). Die Kryopumpe muß bei Betrieb der Ionenquelle mit Wasserstoff bei ca.  $2,5^{\circ}$  K betrieben werden, um ein ausreichendes Saugvermögen zu erhalten. Der Verbrauch an flüssigem He ist dabei ca. 1,5 l/h. Als Haltepumpe ist außerdem eine Ionenzerstäuberpumpe mit 80 l/s vorhanden. Da das Saugvermögen für He naturgemäß sehr klein ist, kann die Apparatur mit der Kryopumpe allein nicht mit Helium-Ionen betrieben werden. Es soll daher hier zusätzlich noch eine Turbomolekularpumpe eingesetzt werden.

#### 4.2 Pumpstufe 2:

Als Druckblende zur Pumpstufe 1 wirkt hier der Kanal in der Magnetabschirmung. Das ungerichtet aus Pumpstufe 1 anfallende Gas sind  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr l/s. Daneben gibt es aber von der Ionenquelle ausgehend einen gerichteten Neutralgasstrahl, dessen Stärke sich schwer abschätzen läßt. Das gilt auch für den Gasanfall, den die in der Magnetkammer ausgeschiedenen Ionen bewirken. Für diese Pumpstufe wurde eine Ionenzerstäuberpumpe mit einem Saugvermögen von 450 l/s (für Luft) gewählt. Im selben Gefäß befindet sich eine Titansublimationspumpe, die das Saugvermögen für Wasserstoff und reaktive Gase beträchtlich erhöht. Im praktischen Betrieb zeigte es sich jedoch, daß die Titan-Pumpe nicht benötigt wird, um in Pumpstufe 3 einen Druck von  $10^{-9}$  Torr zu erreichen.

#### 4.3 Pumpstufe 3: (Targetkammer)

Hier wird der größte Gasanfall durch den Ionenstrahl selbst bewirkt. Einem Strom von 100  $\mu$ A Protonen entspricht ein Gasanfall von  $1,9 \cdot 10^{-5}$  Torr l/s. Daneben ist der Gasanfall

aus Pumpstufe 2 durch die Massentrennungsblende vernachlässigbar klein. Diese Gasmenge wird durch eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Fläche von ca.  $1 \text{ m}^2$ , die in zeitlichen Abständen mit Ti bedampft wird, gepumpt. Daneben steht noch ein Saugvermögen von 1000 l/s (für Luft, entsprechend 300 l/s für Ar) durch Ionenzerstäuberpumpen zur Verfügung. Die Pumpstufe 3 hat im oberen Teil, dem eigentlichen Experimentierraum, einen Durchmesser von 60 cm, im unteren Teil, wo sich die Pumpen befinden, einen von 80 cm. Der Deckelflansch, an dem der gesamte Versuchsaufbau hängt, hat eine Dicke von 40 mm. Er wird durch einen Golddraht vom 2 mm Querschnitt, der auf einem Targetring liegt, nach dem bei CERN entwickelten Prinzip gedichtet. Dabei wird er durch 48 Schrauben M 16, die mit einem Drehmoment von 7 mkp angezogen werden, auf den Gegenflansch gepreßt. Das ganze System wurde bei der Lieferfirma bei  $450^\circ\text{C}$  ausgeheizt. Danach reichte ein ca. 8stündiges Ausheizen bei  $250^\circ\text{C}$  aus, um in der Targetkammer einen Druck von einigen  $10^{-11}$  Torr (Grenze der Meßbarkeit mit modulierter BA-Röhre) zu erreichen. Zwischen Magnetkammer und Pumpstufe 3 befindet sich ein Durchgangsventil, um die Pumpstufen getrennt belüften zu können.

#### 4.4 Vorvakuumssystem:

Zum Vorpumpen dienen 2 Turbomolekularpumpen (Pfeiffer TVP 250) an den Pumpstufen 2 und 3. Beim Ausheizen befinden sie sich außerhalb der Öfen und pumpen die desorbierten Gas Mengen. In Pumpstufe 3 wird von Atmosphärendruck nach ca. 2 Std. der Startdruck für die IZ-Pumpen erreicht.

In den Pumpstufen 1 und 2 gibt es nach Abschalten der Kryopumpe einen starken Gasanfall, so daß der Druck bis in den Feinvakuumbereich ansteigt. Der Startdruck für die IZ-Pumpen wird durch die Turbopumpe schnell wieder erreicht.

Das Vakuum-System wurde von der Fa. Leybold-Heraeus geliefert.



## 5. Das Nachweissystem:

Alle Experimentiereinrichtungen werden normalerweise an dem Deckelflansch, der die Targetkammer verschließt, montiert. Zusätzlich können an den 14 Flanschen, die auf der Zylinderwand in Höhe des Strahleintritts angebracht sind, weitere Nachweisgeräte angesetzt werden.

### 5.1 Targethalterung:

Das Target wird auf einem UHV-Goniometer gehalten. [12]. Mit diesem kann es in der senkrechten Achse um  $330^\circ$ , in 2 dazu senkrechten Achsen um  $\pm 10^\circ$  gedreht werden. Das ganze Goniometer ist über einen Federbalg mit dem Deckel der Targetkammer verbunden. Der Balg ist durch 3 Stellschrauben abgestützt. Mit diesen kann das Goniometer um  $\pm 5$  mm aus der Mittellage gekippt und um 5 mm in der Höhe verstellt werden. Mit dem Goniometer können Einkristalle auf  $\pm 0,2^\circ$  zum Primärstrahl justiert werden.

Die Targets können auf dem Goniometer durch Elektronenbeschuß bis dicht unter den Schmelzpunkt geheizt werden. Über flexible Cu-Litzen, die mit einer Kühlfalle verbunden sind, ist auch eine Kühlung möglich.

### 5.2 Energiespektrometer:

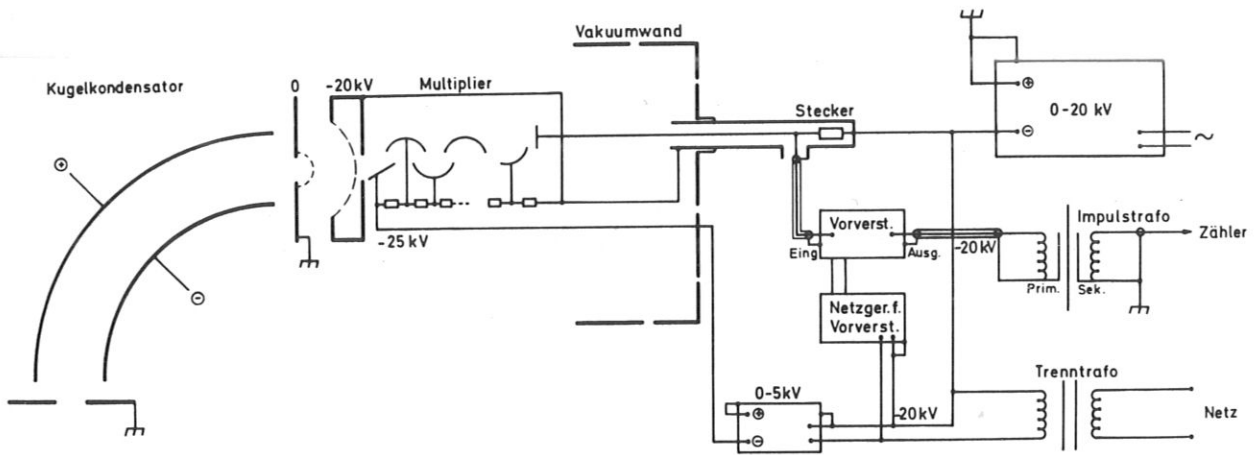
Zur Analyse der Energien der vom Target kommenden Teilchen wird ein elektrostatischer Kugelkondensator verwendet. Dieser kann im Vakuum um das Target herumgeschwenkt werden. So kann unter allen Streuwinkeln zwischen  $\vartheta = 0$  und  $\vartheta = 160^\circ$  gearbeitet werden. Die Schwenkung erfolgt über ein Zahnrad, das über ein Ritzel an einer magnetischen Drehdurchführung angetrieben wird. Mit dem Kugelkondensator wird der Beschußfleck auf dem Target auf den Austrittsspalt abgebildet. Aus geometrischen Gründen wurden der Ablenkwinkel  $\phi = 120^\circ$  und ein Krümmungsradius von 80 mm gewählt. Um mit größerem Öffnungswinkel arbeiten zu können, wurde der Plattenabstand relativ groß (18 mm) gemacht.

Um die Feldgrenzen und damit die Fokussierungseigenschaften einwandfrei festlegen zu können, wurden auf Ein- und Austrittsseite sogen. Herzog-Shunts angebracht. [13]. Bei einer Austrittsblende von 1 mm  $\varnothing$  ist das Auflösungsvermögen  $\frac{E}{\Delta E} = 140$ .

### 5.3 Der Teilchennachweis:

Zum Nachweis der aus dem Spektrometeraustrittsspalt kommenden Teilchen wurden 2 Elektronenvervielfacher verwendet. Zunächst wurde mit einem Kanalelektronenvervielfacher (Channeltron) Typ B 318 von Valvo gearbeitet. Dieser ist klein, leicht und einfach zu handhaben. Bei größeren Zählraten als  $10^4/s$  versagt er jedoch. Daher wurden die bisherigen Messungen mit einem offenen 16-stufigen Aluminium-Multiplier gemacht, der von Liebl konstruiert wurde [14]. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit besonders der langsamen Protonen zu erhöhen, werden die aus dem Spektrometer kommenden Ionen vor dem Nachweis nachbeschleunigt. Dies geschieht in einem elektrischen Feld, das durch konzentrische Kugelnetze gebildet wird. Dieses Feld verändert die Ionenbahnen nicht. So wird eine weitere, schwer kontrollierbare Energiediskrimination vermieden. Der Multiplier muß dann jedoch auf dem Nachbeschleunigungspotential liegen. Dadurch wird die Zuführung der Spannungen erschwert.

Abbildung 6 zeigt das System für den Teilchennachweis schematisch, die Abbildungen 7 a und 7 b Fotografien.

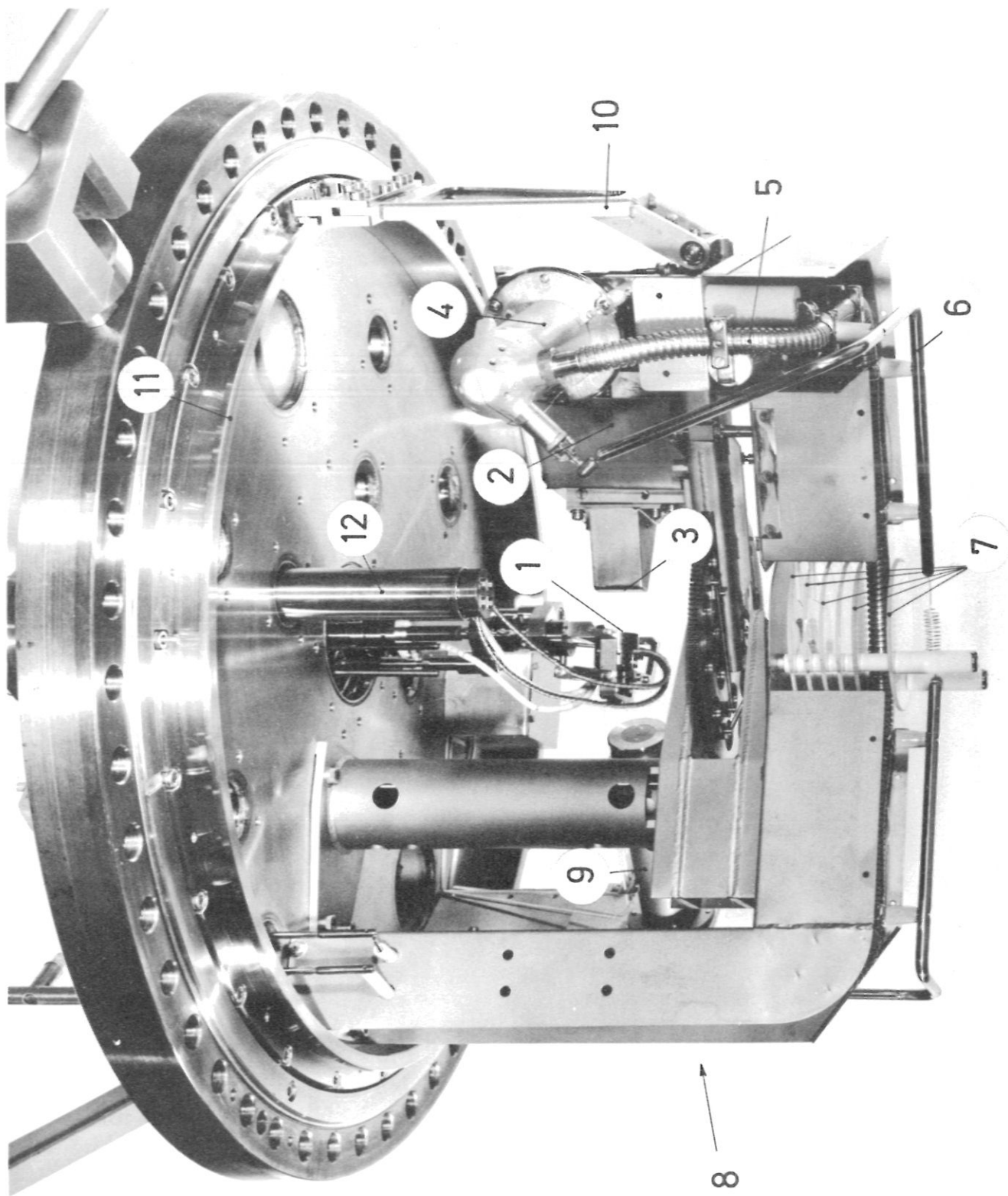


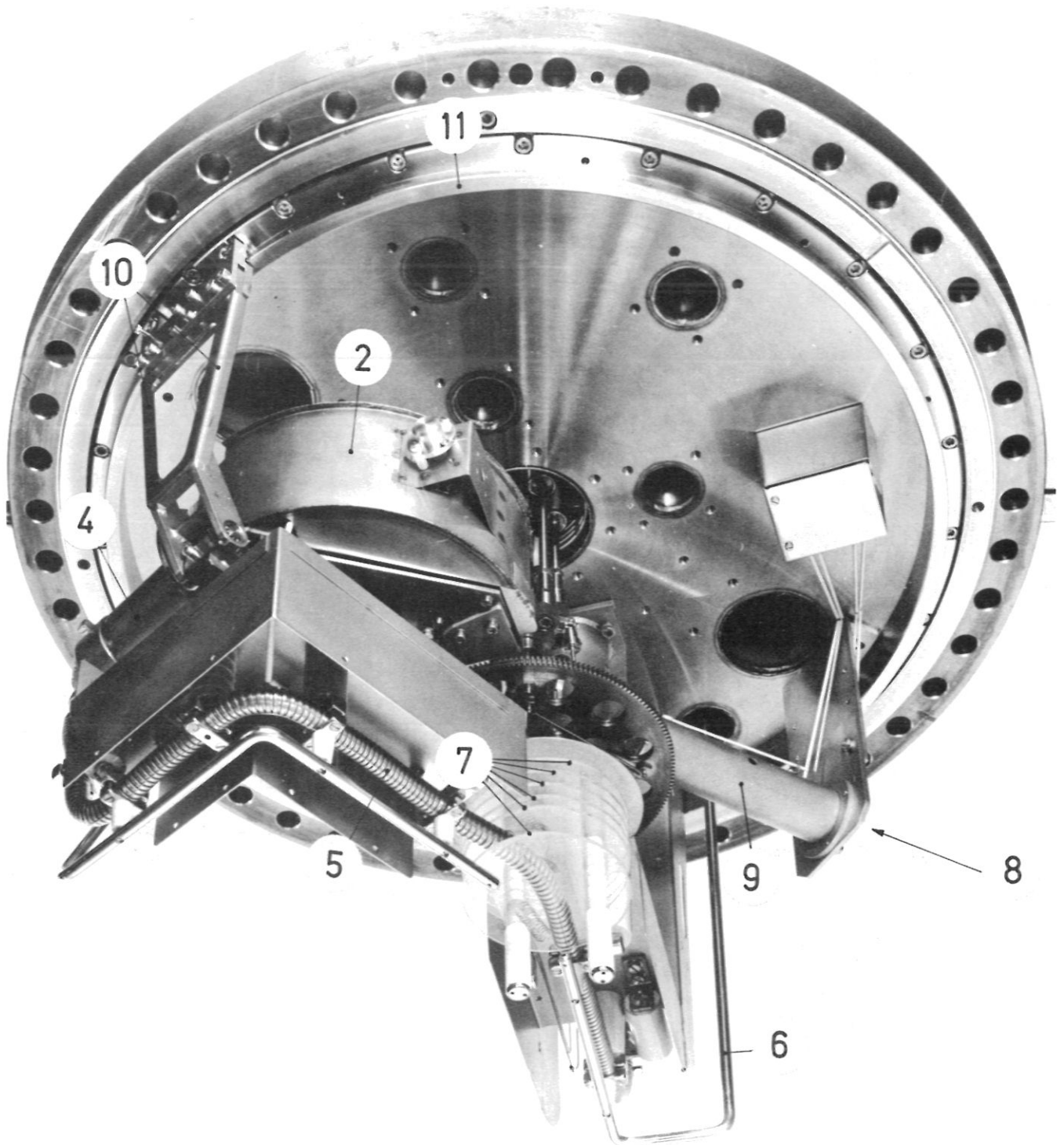
Schaltplan für Ionennachweis

Abb. 6: Nachweissystem (schematisch)

Abb. 7a und 7b: Fotografien des Versuchsaufbaues für Messungen der Rückstreuung von Ionen an Einkristallen.  
Die Abschirmungen sind teilweise entfernt.  
Es bedeuten:

1. Target (auf Goniometer)
2. Gehäuse des Spektrometers
3. Eintrittsblende des Spektrometers
4. Gehäuse des Multipliers
5. Impulsleitung
6. Zuführung für die Multiplierspannung
7. Glasscheiben
8. Einfallsrichtung des Primärstrahls
9. Kollimator
10. Bewegliche Abstützung des Spektrometers
11. Laufschiene für die Abstützung
12. Kühlfalle





Alle Leitungen zum Spektrometer und Vervielfacher sind so geführt, daß sie die Drehachse des Spektrometers (Mitte der Targetkammer) schneiden. Dort sind sie beweglich. Sie werden durch 6 übereinander liegende Glasscheiben voneinander getrennt. Diese Scheiben verhindern, daß sich die Leitungen bei der Bewegung des Spektrometers aus der Horizontalebene hinaus biegen und berühren. Das Kabel für die Multiplier-Impulse besteht aus einem 0,3 mm Ni-Draht, der durch Keramikperlen isoliert in einem Edelstahlschlauch läuft. Der innere Draht ist leicht zickzackförmig gebogen, um kleine Längenänderungen bei der Bewegung des Spektrometers ausgleichen zu können.

Die Leitungen zu den beiden Kugelschalen des Spektrometers sind in Glas eingeschmolzene Molybdän-Drähte. Außer in dem Bereich zwischen den Glasscheiben sind sie steif.

Die Zuführung für die Multiplierspannung besteht aus einer 5 mm starken, entsprechend gebogener Stange außer in der Mitte zwischen den Glasscheiben. In Abb. 7a und b kann man die dort befindliche Feder erkennen. (Da diese Stange ein Potential von bis zu -25 kV gegen Erde hat, wurde der große Durchmesser gewählt, um elektische Durchschläge zu verhindern).

Die ganze Anordnung wurde durch Edelstahlbleche abgeschirmt. Dies ist aus 3 Gründen erforderlich: 1. dürfen die Bahnen von Primär- und Sekundärteilchen nicht durch Streufelder beeinflusst werden, 2. muß der Multiplier gegenüber den Ionenzerstäüberpumpen gut abgeschirmt sein, um einen niedrigen Null-effekt zu erhalten und 3. ziehen nicht abgeschirmte Hochspannungsleitungen Ionen aus den Ionenzerstäüberpumpen an, was zu Durchschlägen führt.

Für das ganze Nachweissystem wurden nur Metall, Glas und Keramik verwendet, um ein voll ausheizbares System zu erhalten.

### 5.4 Elektronische Schaltung:

Die Abbildung 8 gibt das Prinzipschaltbild der Elektronik wieder. Die Multipliiertimpulse gehen über den auf der Nachbeschleunigungsspannung liegenden Vorverstärker über einen Impulstransformator in den auf Erdpotential liegenden Hauptverstärker. Diesen Transformator zeigt Abb. 9 schematisch.

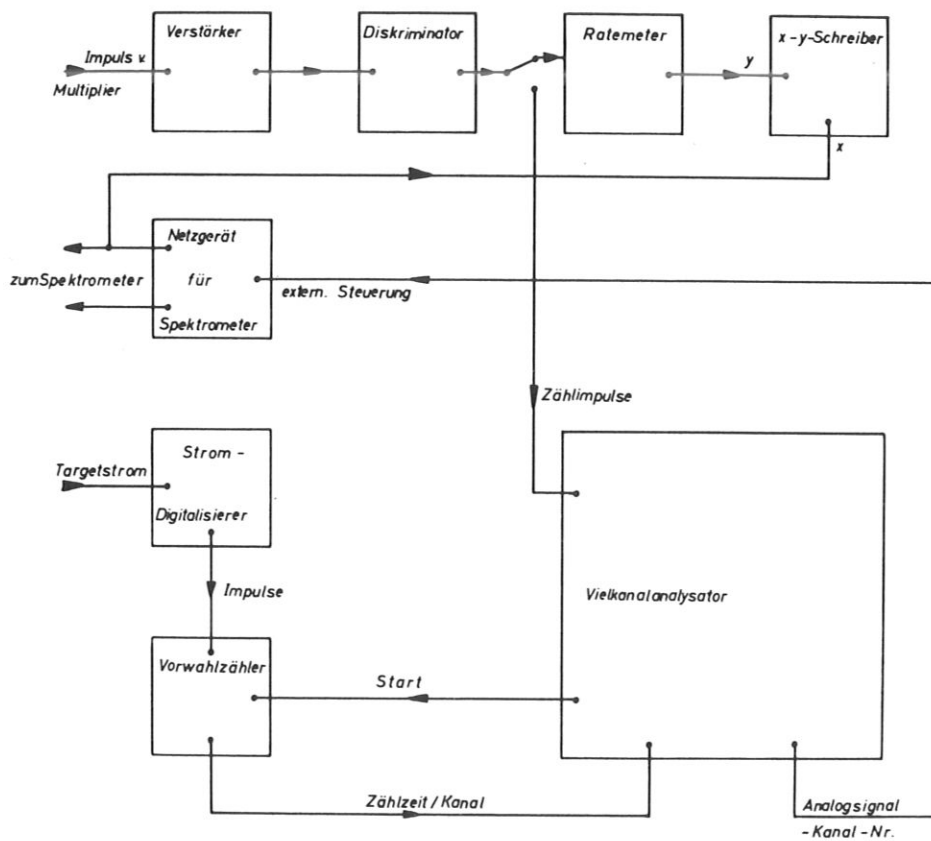


Abb. 8: Blockschaltbild der Nachweiselektronik



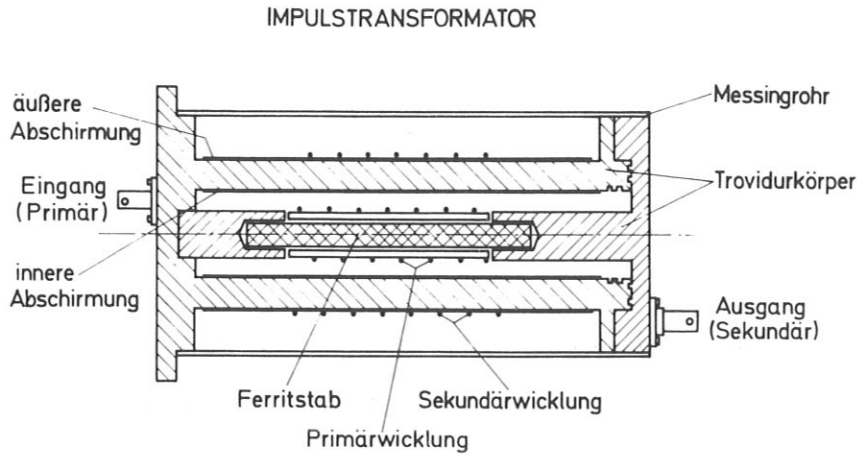


Abb. 9: Impulstransformator (Querschnitt schematisch)

Er ist durch Graphitschichten elektrostatisch geschirmt. Auf diese Weise wird der "Ripple" des Hochspannungsgerätes für die Nachbeschleunigung nicht mit übertragen. [15].

Vom Hauptverstärker gelangen die Impulse in einen Vielkanalanalysator im "multiscaling"-Betrieb. Der auf das Target fallende Primärstrom wird in einem "current digitizer" in Impulse umgewandelt, deren Frequenz der Stromstärke proportional ist. Diese Impulse werden auf einen Zähler gegeben, der bei Erreichen einer vorgewählten Impulszahl die Kanalfortschaltung des Vielkanalanalysators bewirkt. Damit werden die Spektren unabhängig von Primärstromschwankungen. Im Vielkanalanalysator wird ein der Kanalnummer proportionales Analogsignal erzeugt. Mit diesem werden die Spektrometerspannungen gesteuert. Dadurch ergibt sich ein fester Zusammenhang zwischen Kanal-Nummer und Energie.

Die Zählimpulse können auch auf ein Ratemeter gegeben werden. Mit einem x-y-Schreiber, dessen x-Achse mit der Spektrometerspannung gekoppelt ist und dessen y-Achse vom Ratemeter gesteuert wird, können die Spektren auch direkt aufgezeichnet werden.

Herrn Dr. E.W. Blauth, der im Februar 1971 verstarb, sind wir zu großem Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit und sein freundliches Interesse.

Unseren Kollegen danken wir für zahlreiche Diskussionen. Den Herren R. Hippele und S. Schrapel sei für ihre technische Hilfe beim Aufbau der Apparatur gedankt.

## Literatur-Verzeichnis:

1. M. Kaminski: IEEE-Transactions on Nucl.Science  
NS 18 No 4 (1971)
2. G.M.McCracken;  
J.H.C.Maple and  
H.H.H. Watson: Rev.Sci.Instr. 37 860, (1966)
3. R. Behrisch: Vakuum-Technik 1967 S. 250
4. R. Behrisch: Ergebn.d.Exakten Naturwissenschaften  
35 295 (1964)
5. M.v.Ardenne: Tabellen z. Angew.Physik I S. 619  
VEB Verl.d.Wissenschaften Berlin 1962
6. M.v.Ardenne: Tabellen z. Elektronenphysik  
Bd.I. S. 544 VEB Verlag d.Wissenschaft-  
ten Berlin 1956
7. J.A.R. Samson,  
H. Liebl: Rev.Sci.Instr. 33 1340 (1962)
8. P.A. Sturrock: Static and Dynamic Electron Optics  
Cambridge 1955
9. H.A. Enge: in Focusing of Charged Particles ed.  
A.Septier Vol.II S. 203 N.Y. 1967
10. R.F.K. Herzog: Z.f.Naturforschg 10a 887 (1955)
11. H.Ewald, H.Hinten-  
berger: Methoden u.Anwendungen der Massenspektro-  
skopie Weinheim 1953
12. R. Behrisch,  
G. Mühlbauer u.  
B.M.U. Scherzer: J.Sci.Instr.Ser.2 2 381 (1969)
13. R.F.K. Herzog: Physikal.Zeitschr. 41 18 (1940)
14. H. Liebl: Private Mitteilung
15. Norbert Müller: Private Mitteilung
16. W. Eckstein,  
H. Verbeek: Verhandlg.DPG (VI) 6, 593 (1971),7,466(1972)
17. W. Eckstein,  
H. Verbeek: J.Vac.Sc.Techn. 9 No. 2 , 612 (1972)

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.