

EIN KLEINER BESCHLEUNIGER FÜR LEICHTE
IONEN MIT UHV IN DER TARGETKAMMER
A SMALL ACCELERATOR FOR LIGHT IONS WITH
UHV IN THE TARGET CHAMBER

R. Behrisch

IPP 2/58

Februar 1967

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

EIN KLEINER BESCHLEUNIGER FÜR LEICHTE
IONEN MIT UHV IN DER TARGETKAMMER

A SMALL ACCELERATOR FOR LIGHT IONS WITH
UHV IN THE TARGET CHAMBER

R. Behrisch

IPP 2/58

Februar 1967

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

EIN KLEINER BESCHLEUNIGER FÜR LEICHTE IONEN
MIT UHV IN DER TARGETKAMMER

(A Small Accelerator for Light Ions with UHV
in the Target Chamber)

R. Behrisch

Abstract

A small accelerator for light ions was constructed. It gives a constant ion beam of 0.5 to 1.5 mA H^+ focused to a diameter of about 5 mm. The acceleration voltage is adjustable between 50 and 150 kV. The ions are extracted from a RF ion source, accelerated in two stages to the full energy and mass separated by a magnetic sector field. The vacuum system comprises three pumping units. In the target chamber, which can be baked out up to $450^{\circ}C$, a residual gas pressure of $< 10^{-9}$ torr can be attained. The operating pressure depends on the intensity of the ion beam and is in the range 10^{-7} to 10^{-8} torr H_2 .

Zusammenfassung

Es wurde ein kleiner Beschleuniger für leichte Ionen aufgebaut. Er liefert auf einen Fokus von etwa 5 mm Durchmesser einen konstanten Ionenstrom von 0,5 bis 1,5 mA H^+ bei einer Nachbeschleunigungsspannung die zwischen 50 und 150 kV einstellbar ist. Die aus einer Hochfrequenzionenquelle abgesaugten Ionen werden in zwei Stufen auf die volle Energie beschleunigt und anschließend durch ein magnetisches Sektorfeld nach Massen getrennt. Das Vakuumsystem besteht aus drei Pumpsätzen. In der auf $450^{\circ}C$ ausheizbaren Targetkammer kann ein Restgasdruck $< 10^{-9}$ Torr erreicht werden. Der Betriebsdruck hängt von der Stärke des Ionenstrahls ab und liegt bei 10^{-7} bis 10^{-8} Torr H_2 .

1) Einleitung

Die Untersuchung der Wechselwirkung von leichten Ionen mittlerer Energie mit sauberen Festkörperoberflächen ist für das Wandproblem der Plasmaphysik von großem Interesse. Für reproduzierbare Messungen sind dabei folgende Versuchsbedingungen notwendig: Der Ionenstrahl soll nur eine Ionensorte enthalten und eine scharf definierte Energie haben. Auf dem Brennfleck soll er mit möglichst kleinem Öffnungswinkel auffallen und eine hohe Stromdichte erreichen. Der Restgasdruck in der Targetkammer soll so klein sein, daß die Anzahl der auf die zu untersuchende Oberfläche auffallenden Restgasatome wesentlich kleiner ist als die Anzahl der auftreffenden Ionen und die Zahl der durch Zerstäubung abgetragenen Targetatome ¹⁾. Für saubere Messungen bei Restgasdrücken von 10^{-7} bis 10^{-8} Torr sind demnach Ionenstromdichten von einigen mA/cm^2 notwendig. Bei dem hier beschriebenen Beschleuniger werden die Ionen aus einer Hochfrequenzionenquelle abgesaugt und in zwei Stufen auf die volle Energie nachbeschleunigt. Sie werden dabei auf die Druckblende des Differentialpumpsystems fokussiert. Der in dem UHV-Raum divergent laufende Ionenstrahl wird mittels eines magnetischen Sektorfeldes nach Massen getrennt und dabei gleichzeitig auf das Target fokussiert.

2) Die Ionenquelle

Der Bau einer Hochfrequenzionenquelle wurde zuerst von I.A. Getting²⁾ angegeben, ihre Funktion wurde von P.C. Thoneman u.a. näher untersucht ^{3 bis 6)}. Seither sind Hochfrequenzionenquellen sehr oft angewandt und beschrieben worden ^{7 bis 12)}. Gegenüber anderen Ionenquellen, wie dem Duoplasmatron, der Penning- und der Bogenionenquelle, haben sie den Vorteil des einfachen Aufbaues und der langen Lebensdauer. Im Dauerbetrieb liefern sie bei Wasserstoff einen sehr hohen Anteil von Atomionen. Die erreichbaren Stromstärken liegen bei 0,1 bis 10 mA. Nachteilig ist die verhältnismäßig hohe Energiebreite des extrahierten Ionenstrahles ^{13 bis 16)} und die niedrige Ionenausbeute ¹⁰⁾.

Die hier verwendete Quelle weicht im Aufbau etwas von den üblicherweise verwendeten Quellen ab. Sie ist nach Angaben von A. Schmidt ¹⁷⁾ und W. Eyrich ¹⁸⁾ entworfen worden. In einem Quarzrohr, das sich in der Schwingkreisspule eines Senders von 27 MHz und 700 Watt Ausgangsleistung befindet, wird eine Hochfrequenzentladung in Wasserstoff gezündet. Aus dem so erzeugten Plasma, dessen Dichte durch ein überlagertes Magnetfeld noch erhöht wird, werden die Ionen über eine aus zwei Elektroden bestehende Absaugstrecke extrahiert (Abb. 1). Die eine Elektrode liegt auf Plasmapotential. Sie legt die Plasmagrenzschicht am Rande fest und bewirkt durch ihre Formgebung, daß bei richtiger Spannung am Absaugkanal nahezu alle aus der gewölbten Plasmagrenzschicht kommenden Ionen in die Öffnung des Absaugkanals fokussiert werden ^{19 bis 23)}. Die andere Elektrode bildet den Absaugkanal und liegt gegenüber dem Plasma auf einer negativen Spannung von 5 bis 8 kV. Sie dient gleichzeitig als Druckblende zwischen dem Gasraum der Ionenquelle, mit etwa 10^{-2} Torr und dem Nachbeschleunigungsraum, mit einem Druck besser als 10^{-5} Torr. Aus der Ionenquelle ließen sich bei den oben angegebenen Absaugspannungen Ionenströme von 4 bis 10 mA absaugen. Bei der Nachbeschleunigung und im magnetischen Sektorfeld geht ein Teil der Ionen verloren. Auf dem Target trafen noch maximal 1,4 mA H^+ , 0,3 mA H_2^+ und 0,3 mA H_3^+ Ionenstrom auf. Das Verhältnis der verschiedenen Ionen im Ionenstrahl hängt sehr stark von Verunreinigungen und dem Wasserstoffgasdruck in der Ionenquelle ab. Um möglichst viele H^+ -Ionen zu erhalten muß die Ionenquelle innen vollständig mit Glas, Quarz oder Keramik ausgekleidet sein. Der Ionenstrom steht nur dann stabil, wenn zu einer bestimmten Senderleistung der Wasserstoffdruck und die Absaugspannung auf optimalen Ionenstrom eingestellt sind.

Nachbeschleunigung

Die aus der Ionenquelle mit einer Energie von 5 bis 8 keV divergent austretenden Ionen werden in zwei Stufen auf die gewünschte Energie von 50 bis 150 keV nachbeschleunigt und dabei gleichzeitig auf die Mitte der Druckblende zum UHV-Teil fokussiert (Abb. 2). Die Beschleunigung erfolgt über hintereinander gestellte Metallzylinder aus Edelstahl mit den entsprechenden Potentialen. Die gegenüberliegenden Enden der Zylinder sind so geformt, daß auf der Oberfläche überall die gleiche Feldstärke herrscht.

Der Übergang zwischen zwei Zylindern wirkt auf die hindurchfliegenden elektrische geladenen Teilchen wie eine Linse, deren Brechkraft von den Zylinderdurchmessern und den Potentialverhältnissen abhängt ^{24, 25}). Bei der hier verwendeten Anordnung wird der Strahl in der ersten Stufe auf ein Zwischenpotential gebracht und in der zweiten Stufe auf die gewünschte Energie beschleunigt. Fokussierung erfolgt jeweils bei einem Verhältnis des Zwischenpotentials zum Nachbeschleunigungspotential von 1 : 10, dabei ist die Vergrößerung ohne Berücksichtigung der Raumladung 1,5-fach. Da es für die Messungen notwendig ist, den Auffänger der Ionen auf Erdpotential zu haben, liegt die Ionenquelle auf positivem Hochspannungspotential und die Ionen werden gegen das Erdpotential beschleunigt.

Das magnetische Sektorfeld

Aus der Ionenquelle werden neben den Protonen noch Molekülionen und Ionen von Verunreinigungen des Plasmas abgesaugt, außerdem werden in der Absaug- und Nachbeschleunigungsstrecke durch Umladung weitere Molekülionen gebildet. Um im Ionenstrahl nur eine Ionensorte zu haben, werden die unerwünschten Ionen mit einem magnetischen Sektorfeld ausgeschieden. Gleichzeitig ist das Sektorfeld so ausgelegt, daß der von der Druckblende in den UHV-Raum divergent ausgehende Ionenstrahl wieder fokussiert wird.

Die achsialen und radialen Fokussierungseigenschaften eines magnetischen Sektorfeldes hängen bei Näherung erster Ordnung nur von dem Eintrittswinkel ϵ der Ionenstrahlen zu der Feldgrenze des Magneten und vom Ablenkwinkel $\frac{\phi}{2}$ ab ^{26, 27, 29}). Näherungen höherer Ordnung lassen sich durch Krümmung der Feldgrenzen und inhomogene Magnetfelder erreichen ^{26 bis 28}). Bei dem hier verwendeten Sektorfeld wurde ein symmetrischer Strahlengang angenommen, das heißt, die Abstände l zwischen Objekt (Druckblende) und Magnetfeldgrenze und zwischen Bild (Target) und Magnetfeldgrenze sind gleich. Bei symmetrischen Strahlengang ergibt sich für gleichzeitige radiale und achsiale Fokussierung ein einfacher Zusammenhang zwischen ϵ und $\frac{\phi}{2}$ ²⁹). Es gilt:

$$\text{tg } \epsilon = \frac{1}{2} \text{tg } \frac{\phi}{2} .$$

Für den Sollkreisradius a der Ionenstrahlen im Magnetfeld ergibt sich dann:

$$a = l \cdot \frac{1}{2} \text{tg } \frac{\phi}{2}$$

und die Breite b des Fokusfleckes auf dem Target ist dann:

$$b = s + 4a \left(\frac{1}{2} \left| \frac{\Delta V}{V} \right| + \left| \frac{\Delta H}{H} \right| \right)$$

wobei s der Durchmesser des Ionenstrahles bei der Druckblende ist (Objektdurchmesser) und $\Delta H/H$ die relativen Magnetfeldschwankungen. $\Delta V/V$ ist die relative Energieinhomogenität im Ionenstrahl, welche sich aus der Energiebreite des aus der Ionenquelle austretenden Ionenstrahles und den Schwankungen der Nachbeschleunigungsspannung zusammensetzt.

Bei dem Sektorfeld wurde $\frac{\phi}{2} = 60^\circ$ und $l = 36$ cm gewählt, damit ergibt sich $\epsilon = 16,1^\circ$ und $a = 10,4$ cm. Zur Ablenkung von Protonen von 50 bis 150 keV Energie sind dann Magnetfeldstärken von 3 bis 5,4 kG notwendig. Die Energieunschärfe des Ionenstrahles betrug 200 bis 600 eV (etwa 0,4 %), die Schwankungen des Magnetfeldes waren maximal 0,2 %. Somit war der Ionenstrahl hinter dem Magnetfeld um maximal 1,6 mm verbreitert. Die Berechnung der Fokussierung des Magnetfeldes erfolgte unter Annahme eines rechteckigen Feldverlaufs an den Feldgrenzen. Jeder Magnet hat jedoch am Rande und außerhalb der Polschuhe ein Streufeld das nicht vernachlässigbar ist. Das Streufeld weit außerhalb des Magneten wird hier durch Weicheisenringe und rohre abgeschirmt. Ohne diese Abschirmung war die Ablenkung des Strahles im Streufeld bereits so groß, daß der Strahl den homogenen Teil des Magnetfeldes um 1 cm versetzt erreichte.

Das zwischen Abschirmung und Polschuhen verbleibende Streufeld wurde durch Ermittlung einer effektiven Feldgrenze berücksichtigt, welche außerhalb der Polschuhe liegt. Die Lage der effektiven Feldgrenze ergab sich durch graphische Integration nach der Formel ^{27), 29)}

$$S_{\text{eff}} = \frac{1}{E_{\text{max}}} \int_{-\infty}^0 \text{Bds.}$$

Die effektive Feldgrenze lag bei dem hier vorliegenden Magneten 9,5 mm vor der geometrischen Grenze der Polschuhe (Abb. 3).

Die Vakuumanlage

Pumpen

Der Beschleuniger wird durch drei große Pumpsätze der Firma Leybolds Nachfolger, Köln, evakuiert. Sie bilden ein Differentialpumpensystem, welches bei Betrieb des Beschleunigers die Differenz zwischen dem Druck in dem Nachbeschleunigungsraum von etwa 10^{-5} Torr und dem Druck in der Untersuchungskammer von etwa $5 \cdot 10^{-8}$ Torr aufrecht erhält (Abb. 2). Da das Vakuum möglichst frei von Kohlenwasserstoffen sein soll, wurden Quecksilber-Diffusionspumpen mit darüber gebauten Kühlfallen für flüssigen Stickstoff gewählt. Im Hochvakuumteil wurden keine Ventile verwendet. Zur Erhöhung des Saugvermögens für Wasserstoff werden alle Diffusionspumpen mit erhöhter Heizleistung betrieben. Das Vorvakuum wird für jeden Pumpsatz einzeln mit einer rotierenden Vorpumpe D 6 und einer Dampfstrahlpumpe Hg 12 erzeugt. Um das Eindringen der Öldämpfe von den rotierenden Vorpumpen in den Hochvakuumteil zu vermindern wurde jeweils zwischen Vorpumpe und Dampfstrahlpumpe eine Kühlfalle eingebaut. Die Vorpumpen liefen immer 10 bis 15 Stunden mit gefüllter Kühlfalle, bevor die Diffusionspumpen eingeschaltet wurden. Das Vorvakuum lag dann unter 10^{-3} Torr und beim Einschalten der Diffusionspumpen war fast kein Druckanstieg feststellbar. Die Abgabe von Quecksilber in den Hochvakuumteil war wesentlich kleiner als in den Fällen, wo die Diffusionspumpen schon bei einem Vorvakuum von etwa 10^{-2} Torr eingeschaltet wurden. Die Druckmessung erfolgte im Vorvakuum mit Wärmeleitungsmanometern (Type LKB) und im Hochvakuum mit Ionisationsmanometern nach Bayart-Alpert (Type Veeco, RG 75 P). Vor dem Zusammenbau wurden alle drei Pumpsätze einzeln mit Blindflanschen verschlossen und auf Dichtigkeit ($< 10^{-9}$ Torr l/sek) und Endvakuum (Tabelle 1) geprüft.

Saugvermögen (berechnet) und Endvakua (gemessen) der Pumpsätze nach ca. 14-stündigem Ausheizen

	Saugvermögen [l/sek]		Endvakuum beim Test d. einzelnen Pumpstände [Torr]	Endvakuum bei zusammen- gebaute Appa- ratur ohne Ionenstrahl [Torr]	Vakuum im Betrieb bei ca. 1 mA Ionenstrahl [Torr]
	für N ₂	für H ₂			
I Quick 2003 + 1 KF	600	1800	$3 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-6}$ bis $2 \cdot 10^{-5}$
II Quick 503 + 2 KF	170	470	$2 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-7}$ bis 10^{-6}
III Quick 2003 + 2 KF	500	1600	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-8}$ bis $5 \cdot 10^{-7}$

Eine genaue Berechnung der Größe der für das Differentialpumpensystem benötigten Pumpen ist schwierig. Wegen des gerichteten Austritts der Wasserstoffmoleküle aus den Druckblenden und dem großen Saugvermögen der Pumpen, stellt sich in den einzelnen T-Stücken kein homogener Druck ein³⁰⁾. Für eine Abschätzung der Pumpengrößen wurden trotzdem homogene Drücke angenommen, welche durch die Druckblenden jeweils getrennt sind.

Die in Tabelle 1 angegebenen Drücke wurden mit Ionisationsmanometern gemessen, die über ein Rohr von 2 cm Durchmesser und 5 cm Länge an die T-Stücke angeschlossen sind.

Bei Pumpsatz I (Abb. 2) wurde kein UHV gefordert. Durch ihn wird das aus der HF-Ionenquelle herausströmende Neutralgas abgepumpt und im Nachbeschleunigungsraum ein Vakuum besser als 10^{-5} Torr aufrecht erhalten. Die verwendete Quecksilberdiffusionspumpe Quick 2003 hat eine darüber gebaute

Kühlfalle. T-Stück und Kühlfalle wurden vor dem Einbau des Pumpsatzes in die Anlage einmalig auf etwa 400°C ausgeheizt.

Der Pumpsatz II dient zur Aufrechterhaltung des Druckgefälles zwischen Nachbeschleunigungsraum und UHV-Teil. Er besteht aus einer Quecksilberdiffusionspumpe Quick 503 mit zwei darüber gesetzten Kühlfallen. Die Druckblende hat einen Leitwert von etwa 10 l/sek, die erreichbare Druckdifferenz beträgt ein bis zwei Zehnerpotenzen.

Mit dem Pumpsatz III wird das Ultra-Hochvakuum im Targettopf aufrecht erhalten. Der durch den Ionenstrahl mitgebrachte Wasserstoff wird im Gleichgewicht als Gas frei und muß abgepumpt werden. Außerdem wird durch den Ionenstrahl an den Wänden im Targettopf sorbiertes Gas freigesetzt. 1 mA H⁺-Ionen entsprechen $8,85 \cdot 10^{-5}$ Torr l/sek H₂-Gas. Zur Aufrechterhaltung eines Druckes von $5 \cdot 10^{-8}$ Torr ist hier ein Saugvermögen von etwa 1700 l/sek notwendig. Der Pumpsatz besteht aus einer Quecksilberdiffusionspumpe Quick 2003 mit zwei darüber gesetzten Kühlfallen. Um den Strömungswiderstand der Kühlfallen herabzusetzen wurden gegenüber Pumpsatz I größere Kühlfallen mit einem Leitwert von 1600 l/sek anstatt 860 l/sek verwendet.

Von Pumpsatz II und Pumpsatz III ist der obere Teil einschließlich der Kühlfalle auf 450°C ausheizbar (Abb. 2). Vorläufige Messungen mit dem Farvitron zeigten, daß ohne Ausheizen (Endvakuum ca. 10^{-7} Torr) das Restgas im Targettopf zu über 95 % Quecksilber ist. Nach einmaligem Ausheizen geht das Quecksilber stark zurück, das Restgas wird dann von H₂, CO, CH₄ und Hg gebildet.

Flansche, Dichtungen

Die Vakuumanlage ist fast ausschließlich aus dem polierbaren Edelstahl (Werkstoffnummer 4301) gefertigt. Die Hochspannungsisolatoren der Beschleunigungsstrecke bestehen aus braun glasiertem Hochspannungs-Hartporzellan und sind eine Sonderanfertigung der Firma Stemag, Hohenbrunn, Sie sind mit Araldit (AV 123 B + HY 951 der Firma Ciba) auf Aluminiumringe aufgeklebt und diese dann mit Viton-Ringen gegen die Apparatur abgedichtet.[†] Alle anderen isolierten Einführungen ins Vakuum erfolgen über Glas-Kovar-Verschmelzungen, bewegliche Durchführungen erfolgen über nahtlose Edelstahlbälge oder magnetische Drehdurchführungen (Fa. Varian).

Mit Ausnahme der Beschleunigungsstrecke sind sämtliche Flansche mit Golddraht abgedichtet³²⁾. Die verhältnismäßig dicken Flansche (12 bis 30 mm) haben symmetrische Eindrehungen von je 0,25 mm Tiefe und 8 bis 15 mm Breite die mechanisch auf spiegelnden Hochglanz poliert sind.^{††} Zwischen diese, mit Trichloräthylen und Methanol gereinigten Flächen wird der Golddraht eingelegt. Die Flansche wurden mit verhältnismäßig vielen großen Schrauben (Schraubendurchmesser etwa 2/3 der Flanschdicke, Schraubenabstand 3 bis 5 Schraubendurchmesser) bis zum Anschlag aufeinander gezogen. Die Dichtringe wurden aus chemisch reinstem Golddraht von 1,5 mm Durchmesser hergestellt. Die plangefeilten Enden der Drahtstücke wurden in einer Flamme ohne Zugabe von Lötmitteln zusammengeschmolzen. Anschließend wurde der gesamte Golddraht mit einem Bunsenbrenner bei schwacher Rotglut ausgeglüht. Im eingebauten Zustand ist der Durchmesser des Golddrahtes auf ein Drittel zusammengepreßt. Beim Zusammenbau der Flansche muß auf äußerste Sauberkeit sowohl der Dichtflächen als auch des Golddrahtes geachtet werden. Kleinste Staubreste oder Fingerabdrücke führen zu Undichtigkeiten. Die hier verwendete Dichtart ist vor allem für Flansche mit großem Durchmesser (> 20 cm) vorteilhaft.^{†††}

[†]) Die Vakuumdichtung sollte ursprünglich nur mit Viton-Ringen erfolgen, wobei eine Klemmvorrichtung aus Aluminium über einen vorstehenden Wulst der Keramik faßte. Dabei zerbrach mehrmals der Wulst der Keramik.

^{††}) Nach Angaben der Firma Leybold genügt es, die Flansche mit sauberem Schmirgelleinen fein zu bearbeiten. Dabei dürfen jedoch keine Schmirgellinien quer zur Lage des Golddrahtes entstehen.

^{†††}) Zwei dem hier beschriebenen Beschleuniger ähnliche Anlagen verwenden mit Erfolg andere Flansche. In einem Fall³³⁾ werden u.a. Aluminiumdrähte von ca. 0,6 mm Durchmesser zwischen ebene blank geschmirgelte Edelstahlflansche gelegt und durch Zusammenziehen der Flansche auf etwa 1/4 bis

Nachfüllvorrichtung für flüssigen Stickstoff

Die fünf Kühlfallen der Quecksilberdiffusionspumpen werden zentral aus einer 100-l Kanne mit flüssigem Stickstoff versorgt. Dieser wird aus der Kanne mit Preßluft (0,2 atü) über eine Vakuummantelleitung bis zu einem Verteiler gebracht und von dort durch mit Preßluft gesteuerte Kaltventile über Schaumgummi Schläuche (Expanded Rubber and Plastics Ltd. Crojdon, Surrey) in die Kühlfallen eingefüllt. Der Überdruck in der Vorratskanne wird so eingestellt, daß aus dem Auslaufstutzen der Kühlfallen stets etwas flüssiger Stickstoff heraustropft. Damit ist gewährleistet, daß alle Teile der Kühlfalle kalt gehalten werden. Eine Unterbrechung der Zufuhr von flüssigem Stickstoff von einer viertel Stunde führt zu Druckanstiegen bis zu zwei Zehnerpotenzen. Der Verbrauch von flüssigem Stickstoff beträgt bei diesem Betrieb etwa 5 l/h pro Kühlfalle.

Die elektrische Schaltung der Anlage

Hochspannung

Die positive Hochspannung wird durch einen Röntgentrafo MG 150 der Firma M.G. Müller, Hamburg, erzeugt. Dieser besteht aus einem Transformator mit einstufiger Kaskade in Öl gekapselt. Über ein RC-Glied ($R = 50 \text{ k}\Omega$ $C = 0,2 \mu\text{F}$) wird die Hochspannung geglättet und dann über einen Schutzwiderstand der Ionenquellenseite des Beschleunigers zugeführt. Die Regelung der Hochspannung erfolgt primärseitig durch einen Regeltransformator. Die Hochspannungsmessung erfolgt über den Strom, der durch einen Hochspannungswiderstand von $1250 \text{ M}\Omega$ abfließt. Um die Hochspannung auf $< 0,5 \%$ konstant zu halten, ist primärseitig ein magnetischer Spannungsregler vorgeschaltet. Dieser wird über einen Spannungsteiler vom Hochspannungsmeßgerät gesteuert.

Die Netzgeräte zur Versorgung der Ionenquelle (Sender, Absaugspannung, Zwischenpotential) sind in einem geschlossenen Metallkasten auf Hochspannungspotential untergebracht. Sie werden über einen Isoliertransformator gespeist und über Trovidurstäbe erdseitig geregelt. Hochspannungstransformator, Glättungsstufe und der auf Hochspannung gelegte Metallkasten sind in je 70 cm Abstand von einem großen Metallkäfig umgeben. Bei Öffnen der Türen des Käfigs wird die Hochspannung automatisch abgeschaltet und geerdet. Der Käfig ist innen zum Teil mit 3 mm starken Bleiplatten ausgekleidet um die von der Umgebung der Ionenquelle ausgehende Röntgenstrahlung abzuschirmen. Die Röntgenstrahlung entsteht durch Elektronen, die der Ionenstrahl am Restgas und an den Blendenrändern auslöst und die im Ionenstrahl zurück in Richtung auf die Ionenquelle beschleunigt werden. Bei schlechter Fokussierung lag die Röntgenstrahlung an der Grenze der zulässigen Dosis. Durch gute Fokussierung und durch Einbau einer negativen Potentialschwelle von 5 kV, welche verhindert, daß die Elektronen in die Beschleunigungsstrecke gelangen, konnte die Röntgenstrahlung wesentlich herabgesetzt werden.

Die Pumpensteuerung

Die drei Pumpsätze werden von je einem Steuergerät versorgt, welches bei Störungen automatisch die entsprechenden Geräte abschaltet und Alarm gibt. Die Vorpumpen sind gegen Überlastung und Phasenausfall gesichert. Beim Abschalten der Vorpumpen werden die Vakuumanlagen mit magnetischen Eckventilen verschlossen und der Teil zwischen Eckventil und Vorpumpe nach einer Verzögerungszeit belüftet. Die Dampfstrahl- und die Diffusionspumpen werden bei Stromausfall, Wasserausfall und Vorvakuumanstieg über 0,1 Torr abgeschaltet. Die Ausheizöfen werden über einen Thermostaten geregelt und können nur dann eingeschaltet werden, wenn die Vorvakuum- und Diffusionspumpen arbeiten. Bei Störung des Regelthermostaten werden die Öfen von einem zweiten auf höhere Temperatur eingestellten Thermostaten abgeschaltet.

Andere Anlagen, Experimente

Die Anlage gleicht in ihrem Aufbau kleinen Beschleunigern zur Neutronenerzeugung über die DT oder DD Reaktion^{17,18}. Durch die Druckblende kann der Ionenstrahl hier ins UHV eingeschossen

1/3 zusammengepreßt.

Bei einer zweiten Anlage werden verhältnismäßig dünne Flansche (10 bis 12 mm stark) und dünne Golddrahringe (ca. 0,8 mm Durchmesser) verwendet, welche in fein bearbeitete Ecken eingelegt werden. Da die dünnen Flansche sich beim Ausheizen leicht verwerfen, werden sie vor der endgültigen Bearbeitung bei 1200°C kurz gegläht^{34 bis 36}).

werden, wo er nach Massen getrennt und gleichzeitig nocheinmal fokussiert wird.

In der Zwischenzeit sind verschiedene ähnliche Anlagen aufgebaut worden 33) 36).

Erste Messungen über die Streuung von Wasserstoffatomen an sauberen Cu-Oberflächen wurden ausgeführt.

Danksagung

Beim Aufbau dieser Anlage haben zahlreiche Mitarbeiter des Instituts wertvolle Ratschläge gegeben und aktive Hilfe geleistet. Besonders der Abteilung Technik sei für ihre vielfältige Unterstützung gedankt. Herr Dr. G. von Gierke hat das Projekt stets wohlwollend gefördert, Herr Dr. E.W. Blauth durch viele anregende Diskussionen wesentlich unterstützt. Der Firma Leybolds Nachfolger, Köln und der Firma Stemag, Hohenbrunn danken wir für das große Entgegenkommen bei zahlreichen Sonderwünschen. Herr Dr. H. Wollnik, Gießen, hat bei der Berechnung des Magnetischen Sektorfeldes wertvolle Hinweise gegeben.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und EURATOM über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik durchgeführt.

1. H. Wollnik: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
2. H. Wollnik: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
3. G. Brückner: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
4. D. Farnet: *Zeitschrift für Physik* Vol 33, 1, Berlin (1956)
5. H. Wollnik: *Physikalische Zeitschrift* **11**, (1963)
6. G. Brückner: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
7. G. Brückner: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
8. H. Wollnik: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
9. S. Feyerherm: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
10. G. Y. Cook, G. H. R. Hooper, D. C. Lorentz: *Nature*, London **188**, 64, (1946)
11. A. Schmidt: *Diplomarbeit, MPI für Physik, Göttingen* (1960)
12. H. Eyrich: *Personliche Mitteilung*
13. L. R. Pieroni: *Theorie and Design of electric beams*, 2. Auflage, D. van Nostrand, Book Comp. (1957)
14. M. Müllert: *Annals der elektr. Übertr.* **2**, 20, (1955)
15. G. R. Brewer: *J. Appl. Phys.* **28**, 7, 1957

L i t e r a t u r

1. R. Behrisch: Festkörperperzerstäubung durch Ionenbeschuß
"Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften"
35, 301, (1964)
2. I. A. Getting: Phys. Rev. 59, 467, (1941)
(Proc. of the am. Phys. Soc. Dez. 1940)
3. P.C. Thoneman: Nature, London 158, 61, (1946)
4. P.C. Thoneman: Progr. in Nuclear Physics, 3, 219, (1953)
5. P.C. Thoneman:
E.R. Harrison: A high current proton source
UKAERE, GP/R 1190,
unclass Harwell (1958)
6. E. R. Harrison: J. Appl. Phys. 29, 6, 909, (1958)
7. C. D. Moak, H. Reese,
W. M. Good: Nucleonics 9, 18, (1951)
8. H. P. Eubank, R. A. Peck,
R. Truell: Rev. Sci. Inst. 25, 989, (1954)
9. O. Reifenschweiler: Ann. Phys. 14, 33, (1954)
10. D. Kamke: Handbuch der Physik Vol 33, 1, Berlin (1956)
11. H. Huizenga: Rijnhuizen Report 63 - 11, (1963)
12. O. Reifenschweiler:
K. R. Fröhnen: Nucl. Inst. ancl. Muth. 30, 298, (1964)
13. G. Forst: Z. f. Physik 159, 7-18, (1960)
14. H. Löb: Z. f. Naturf. 16a, 67 (1961)
15. H. Löb:
S. Peyerimhoff: Z. f. Naturf. 16a, 621, (1961)
16. C. Y. Cook, O. Heinz,
D. C. Lorents, J. R. Petersen: Rev. Sci. Inst. 33, 649, (1962)
17. A. Schmidt: Diplomarbeit, MPI für Physik, Göttingen (1960)
18. W. Eyrich: Persönliche Mitteilung
19. I. R. Pierce: Theorie and Design of electric beams
2. Auflage. D. van Nostrand, Book Comp.
(1954)
20. M. Müller: Archiv der elektr. Übertr. 9, 20, (1955)
21. G. R. Brewer: J. Appl. Phys. 28, 7, 1957

22. G. R. Brewer
Y. F. Etter
I. R. Andersen: Meeting of the am. Rocket Society
code 1125 - 60, May 1960
23. J. Hymann jr.
W. O. Eckhardt
R. C. Knechtli:
C. R. Buckey: AIAA Journal 2, 10, 1739 (1964)
and Nasa Report H.R.L. 3-3564 - S.
24. K. Spangenberg
L. M. Field: Elec. Comm. 20, 305, (1940)
25. K. Spangenberg
L. M. Field: Elec. Comm. 21, 194, (1942)
26. H. Ewald
H. Hinterberger: Methoden und Anwendungen der Massen-
spektroskopie - Seite 52 - 90 (1953)
27. L. Kerwin: Ion Optics - aus Mass. Spectrometry
edited by Ch. A. McDowell, Mc Gran Hill
(1963)
28. H. Wollnik: Nucl. Inst. and Meth. 34, 213, (1965)
29. P. A. Sturrock: Static and Dynamic Electron Optics,
Cambridge 1955 p. 136
30. A. Septier: CERN 59-1 (1958)
31. J. N. Chubb: Technology Divisien Memorandum
No. 53 Culham Lab. 1965
3. Int. Vak. Kongreß Stuttgart 1965
32. W. Lotz: Laborbericht, MPI für Physik, München
1961.
33. R.W. Barnfield
B.W. Farmery
L.C.W. Hobbis
R.S. Nelson
M.W. Thompson: Plasma-Physics (Journal of Nuclear Energy
Part C) 4, 89, 1962
34. K. Dreyer
I. T. Mark: R. C. A. Review. 21, 4, 508 (1960)
35. J. Burt CLM - M 57 Calham 1965
36. G.M. McCracken
J.H.C. Maple
H.H.H. Watson: Rev. Sci. Instr. 37, 860 - 866 (1966)

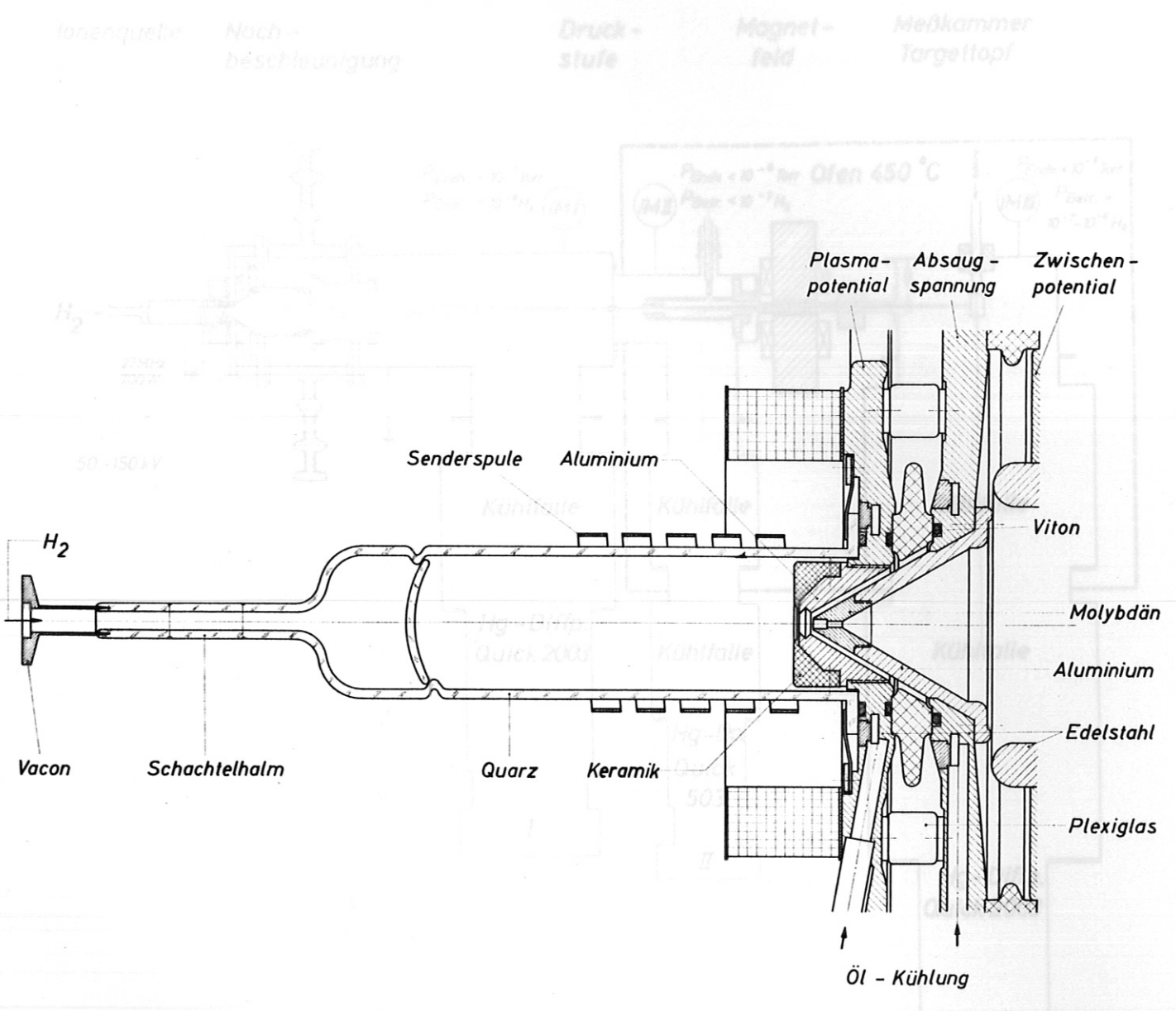


Abb. 1 Ionenquelle

Abb. 2 Schematischer Aufbau der Apparatur

Ionenquelle

Nach-
beschleunigung

Druck-
stufe

Magnet-
feld

Meßkammer
Targettopf

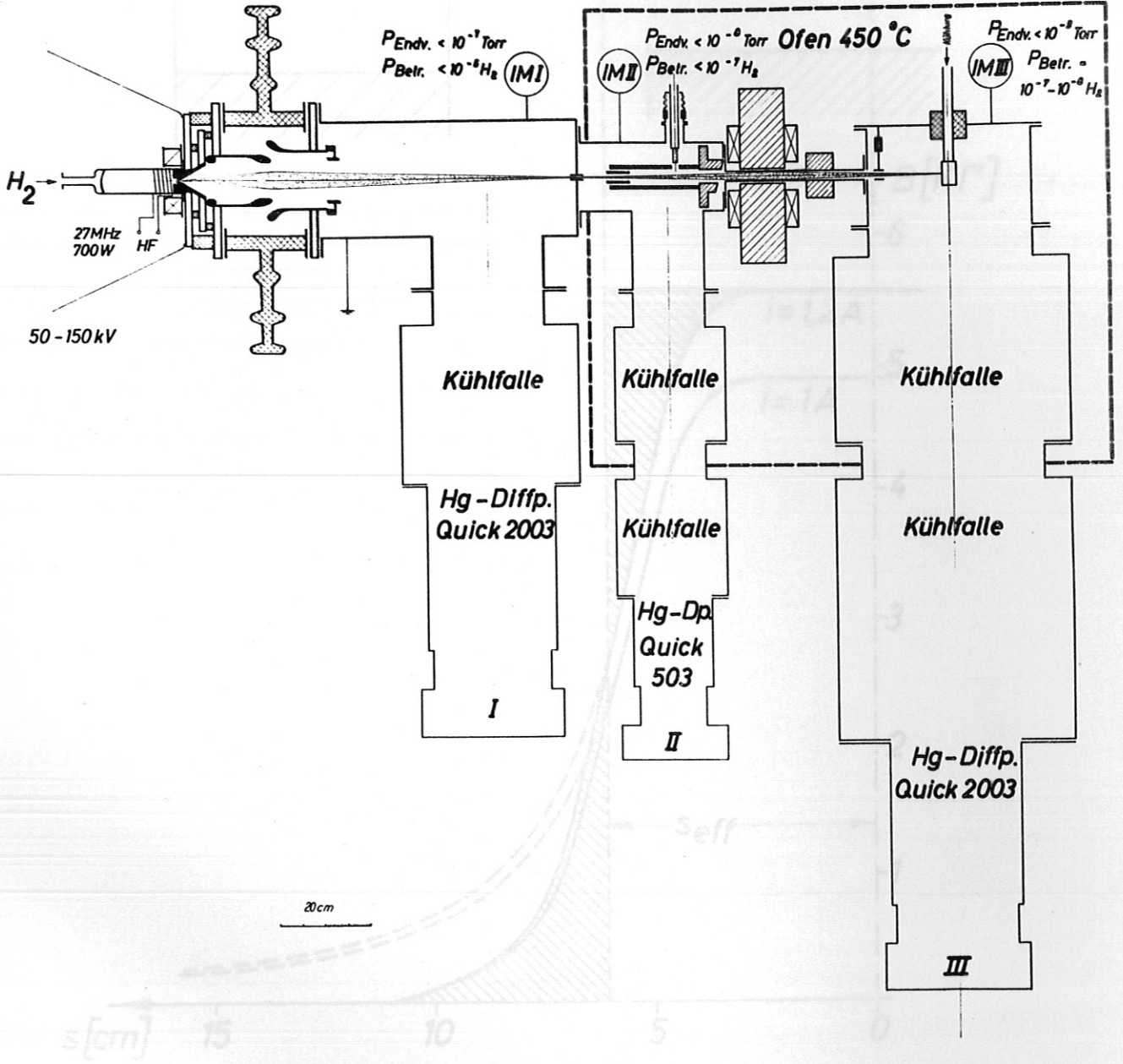


Abb. 2 Schematischer Aufbau der Apparatur

Feldverlauf

— mit Abschirmung

--- ohne Abschirmung

Abschirmung

Eisenkern

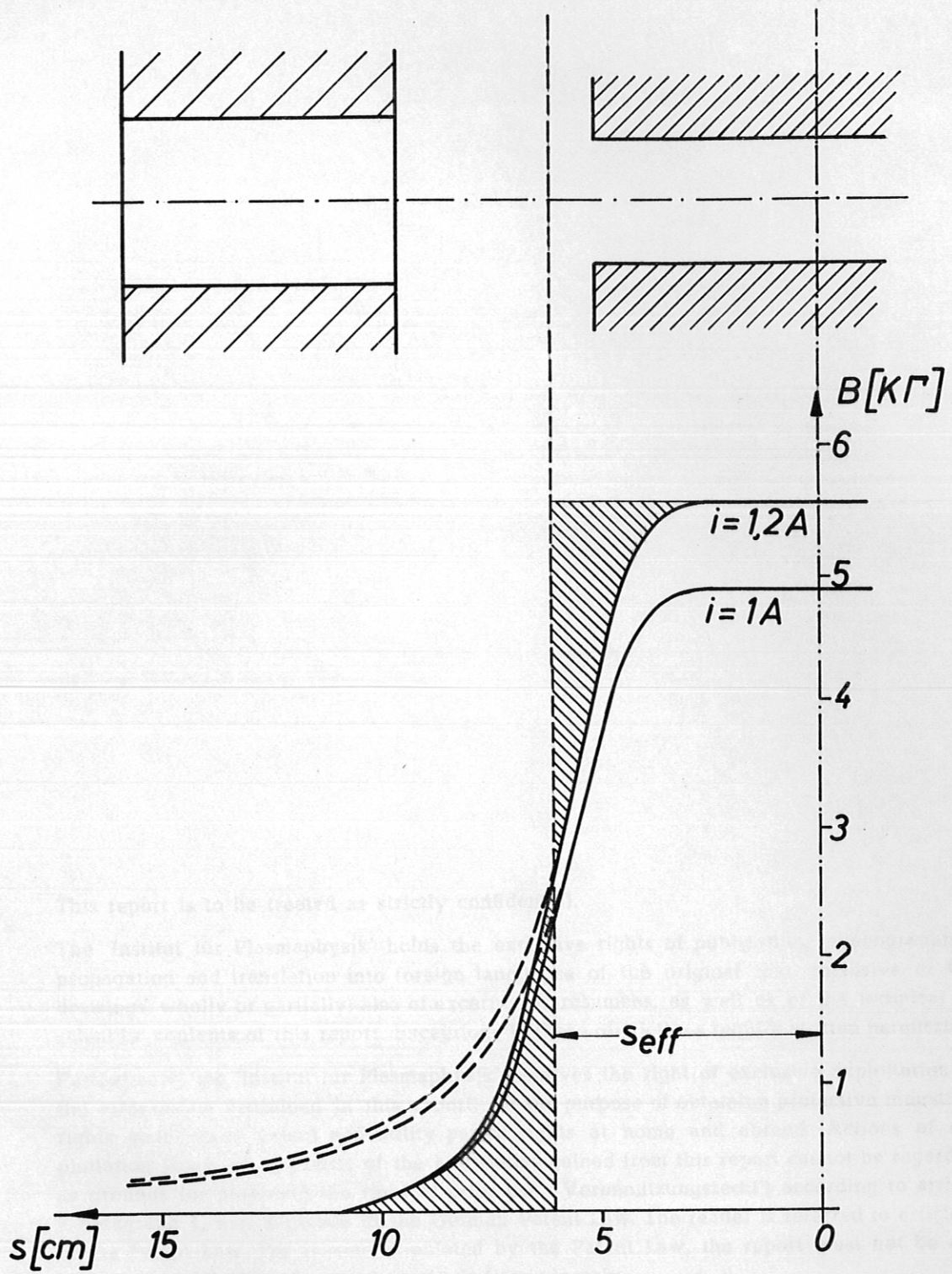


Abb.3 Streufeld des Magneten

Feldverlauf

— mit Abschirmung

---- ohne Abschirmung

////// Abschirmung

////// Eisenkern