

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

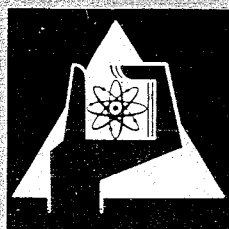
Dezember 1968

KFK 914

Institut für Experimentelle Kernphysik

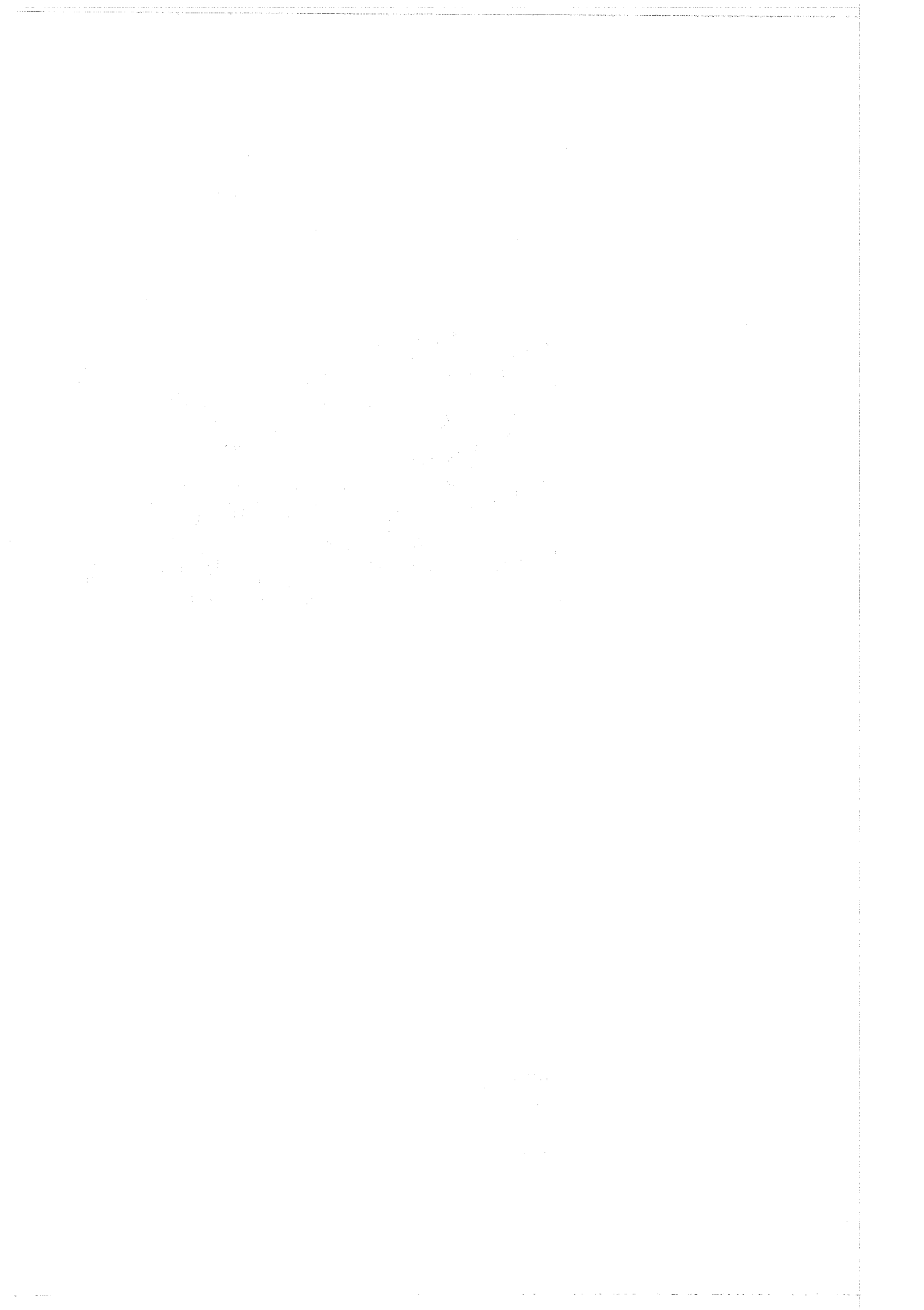
Die Erzeugung von negativen polarisierten Deuteriumionen  
aus metastabilen Deuteriumatomen im  $2S_{1/2}$  Zustand

H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dec. 1968

KFK 914

Institut für Experimentelle Kernphysik

Die Erzeugung von negativen polarisierten Deuteriumionen  
aus metastabilen Deuteriumatomen im  $2S_{1/2}$  Zustand<sup>\*)</sup>

H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

<sup>\*)</sup> submitted to Zeitschrift für Physik



Abstract:

An experimental method to produce polarized negative hydrogen ions is discussed and compared with other methods. The method makes use of the different lifetimes of the metastable  $2S_{1/2}$  state and the  $2P_{1/2}$  state of the hydrogen atom. Polarized ion beams are obtained by using a selective quenching process followed by selective ionisation. Experimental results are given for the intensity and polarization of the polarized negative ion beam of deuterons. These results were obtained as a function of the quenching-field, the magnetic field in the Argon-cell and the density of Argon and Cesium. The yield of negative ions can be expressed by the crosssections for the different charge exchange reactions in Argon. The measured Tensorpolarisation  $P_{33}$  can be interpreted as a function of the crosssections, the Argon-density and the magnetic field along the beam axis. Beams of 50 nA intensity were produced with a polarization of  $P_{33} = -0,250 \pm 0,006$ . The main advantage of this method is a low beam emittance, values of  $0.7 \text{ cm rad eV}^{1/2}$  were achieved. The production of a polarized positive deuteron beam seems to be possible.

## 1. Einleitung

Untersuchungen von Polarisierungseffekten bei Kernreaktionen benötigen Ionenstrahlen mit möglichst großer Polarisierung und hoher Intensität. Für die Erzeugung solcher polarisierter Teilchenstrahlen sind spezielle Ionenquellen erforderlich. Niederenergetische polarisierte Protonen- und Deuteronenstrahlen lassen sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt mit zwei Methoden erzeugen, die beide auf atomphysikalischen Prinzipien beruhen.

Ein Verfahren benutzt die von Clausnitzer, Fleischmann und Schopper<sup>1)</sup> vorgeschlagene Atomstrahlmethode. Mit Hilfe eines starken magnetischen Vier- oder Sechspolfeldes werden die beiden Strahlkomponenten mit entgegengesetzter Polarisierung der Elektronenhülle räumlich getrennt. Beim adiabatischen Übergang in schwache, homogene Magnetfelder wird infolge der Wechselwirkung zwischen Hüllenspin und Kernspin ein Teil der Hüllenspinpolarisation auf den Atomkern übertragen. In diesem Zustand wird der neutrale Strahl dann ionisiert. Mit der zusätzlichen Anwendung von Hochfrequenzübergängen<sup>2)</sup> ist diese Methode zu einem technischen Verfahren für die Erzeugung von polarisierten Protonen und Deuteronen geworden<sup>3)</sup>.

In der vorliegenden Arbeit wird über ein neueres Verfahren berichtet. Bei Wasserstoff lassen sich nach einem Vorschlag von Lamb und Retherford<sup>4)</sup> die sehr unterschiedlichen Lebensdauern der  $2S_{1/2}$  Hyperfeinstrukturzustände ausnutzen. Ein Strahl metastabiler Atome mit anfänglich gleichmäßiger Besetzung der  $2S_{1/2}$  Hyperfeinstrukturzustände (Fig. 1) durchläuft ein Magnetfeld von 570 Oe, dem ein dazu senkrechtes elektrisches Feld von etwa 10 V/cm überlagert ist. Die Atome in den Zuständen 4 5 6 gehen hierbei in den Grundzustand über.

Diese Methode, die unter der Bezeichnung "Selektives Quenching" bekannt ist, wurde zum ersten Mal bei der Bestimmung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des metastabilen  $2S_{1/2}$  Zustandes von Wasserstoff und Deuterium angewendet<sup>5)</sup>.

Die in den metastabilen Zuständen 1 2 3 verbleibenden Atome haben eine Hüllenspinpolarisation, die durch adiabatischen Übergang in ein schwaches homogenes Magnetfeld auf den Kern übertragen wird. Falls keine anderen Einflüsse einwirken, ergibt sich für die neutralen, metastabilen Deuteriumatome eine Kernpolarisation von  $P_{33} = -\frac{1}{3}$ . Für die Erzeugung von polarisierten Protonen und Deuteronenstrahlen muß ein Ionisationsprozeß angewendet werden, welcher die Atome im metastabilen Zustand bevorzugt ionisiert. Ein solcher Prozeß wird "Selektive Ionisation" genannt.

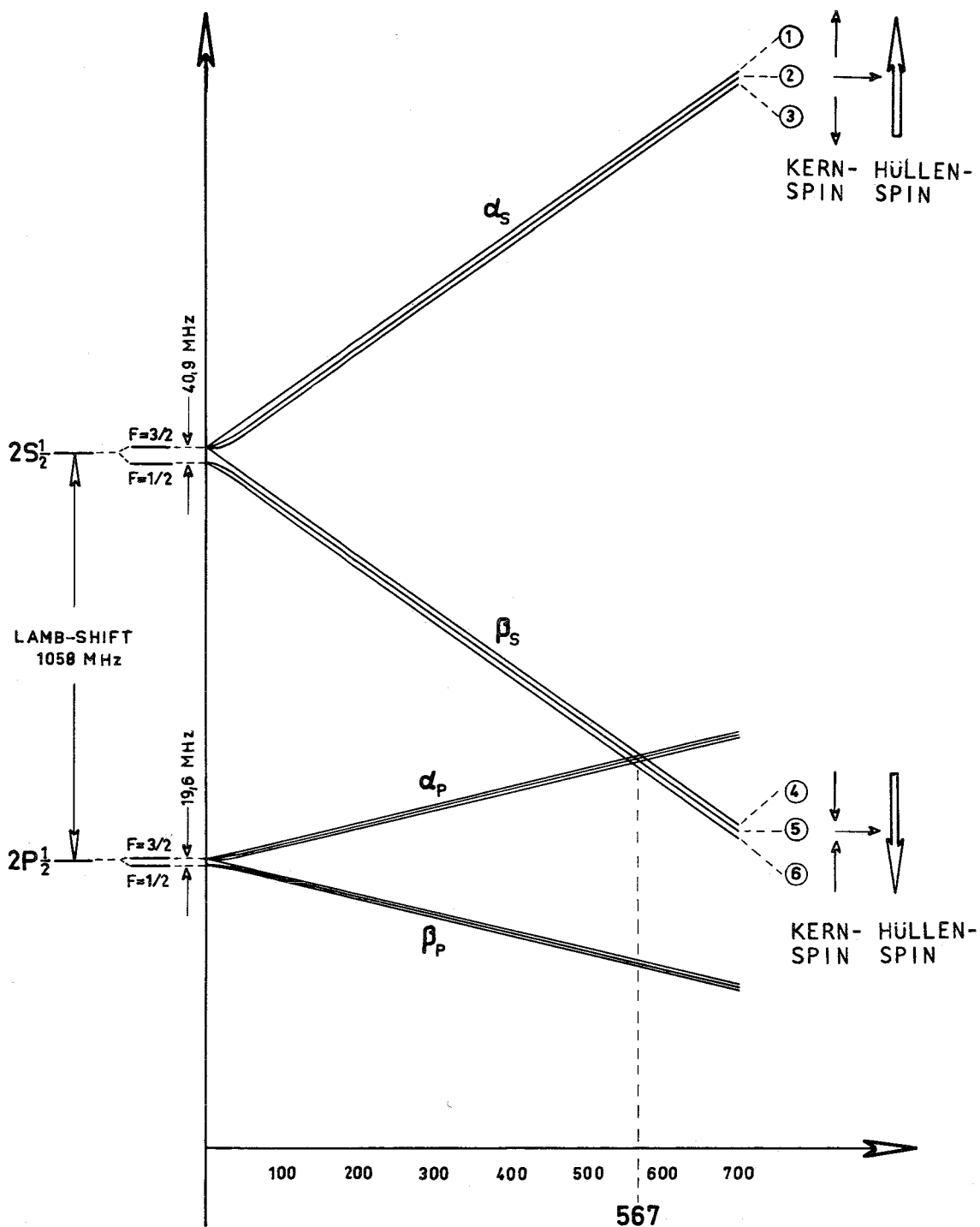
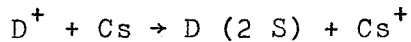


Fig. 1 Das Breit-Rabi-Diagramm für Deuterium zeigt die Aufspaltung der  $2S_{1/2}$  und  $2P_{1/2}$  Hyperfeinstruktur-niveaus

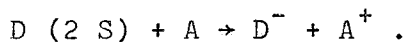
Donnally et al.<sup>6)</sup> haben für diese selektive Ionisation Ladungsaustauschreaktionen, die zu negativen Ionen führen, vorgeschlagen. Experimentell hat diese Gruppe nachgewiesen, daß sich hierzu eine Ladungsaustauschreaktion mit Argon besonders gut eignet. Der Nachweis der Kernpolarisation ist kurz darauf Drake<sup>7)</sup> gelungen. Inzwischen sind von weiteren Arbeitsgruppen Ergebnisse über dieses Verfahren veröffentlicht worden<sup>3) 8) 9) 10) 11)</sup>.

Dieses Verfahren zur Erzeugung von polarisierten negativen Deuteriumionen wurde in der vorliegenden Arbeit angewendet. Es läßt sich in die folgenden vier Schritte gliedern:

1. Die Erzeugung von metastabilen Deuteriumatomen durch die Ladungsaustauschreaktion<sup>12)</sup>



2. Das selektive Quenching im Magnetfeld von 567 Oe mit einem elektrischen Feld von 10 V/cm<sup>4)</sup>.
3. Die Übertragung der Hüllenpolarisation auf die Kernpolarisation durch adiabatischen Übergang in ein schwaches Magnetfeld.
4. Die selektive Ionisation der polarisierten metastabilen Deuteriumatome durch die Ladungsaustauschreaktion<sup>6)</sup>



Unsere experimentellen Untersuchungen zeigen die Abhängigkeit der Polarisierung und der Intensität von der Caesium- und Argon-Massenbelegung. Außerdem wurde der Einfluß der magnetischen Felder auf die Polarisierung untersucht. Die besonders günstigen Eigenschaften dieses Verfahrens zur Erzeugung von polarisierten Protonen- und Deuteronenstrahlen werden diskutiert.

## 2. Experimentelle Anordnung

Das Schema der experimentellen Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt. Mit einer Hochfrequenz-Ionenquelle (Extraktionskanal 1,6 mm Ø und 12 mm Länge) werden positive Deuteronen mit 5 keV Energie erzeugt. Der Ionenstrahl durchläuft eine Einzellinse, einen 14° Ablenk magneten und wird anschließend auf 1 keV verzögert.

Mit der Energie von 1 keV wird die Ladungsaustauschreaktion in Caesiumdampf durchgeführt. Die Cs-Zelle besteht aus einem Rohr von 18 mm Innendurchmesser und einer Länge von 80 mm. Aus einem Vorratsvolumen kann Cs-Dampf durch einen Kanal von 6,5 mm Durchmesser und 6,7 mm Länge in die



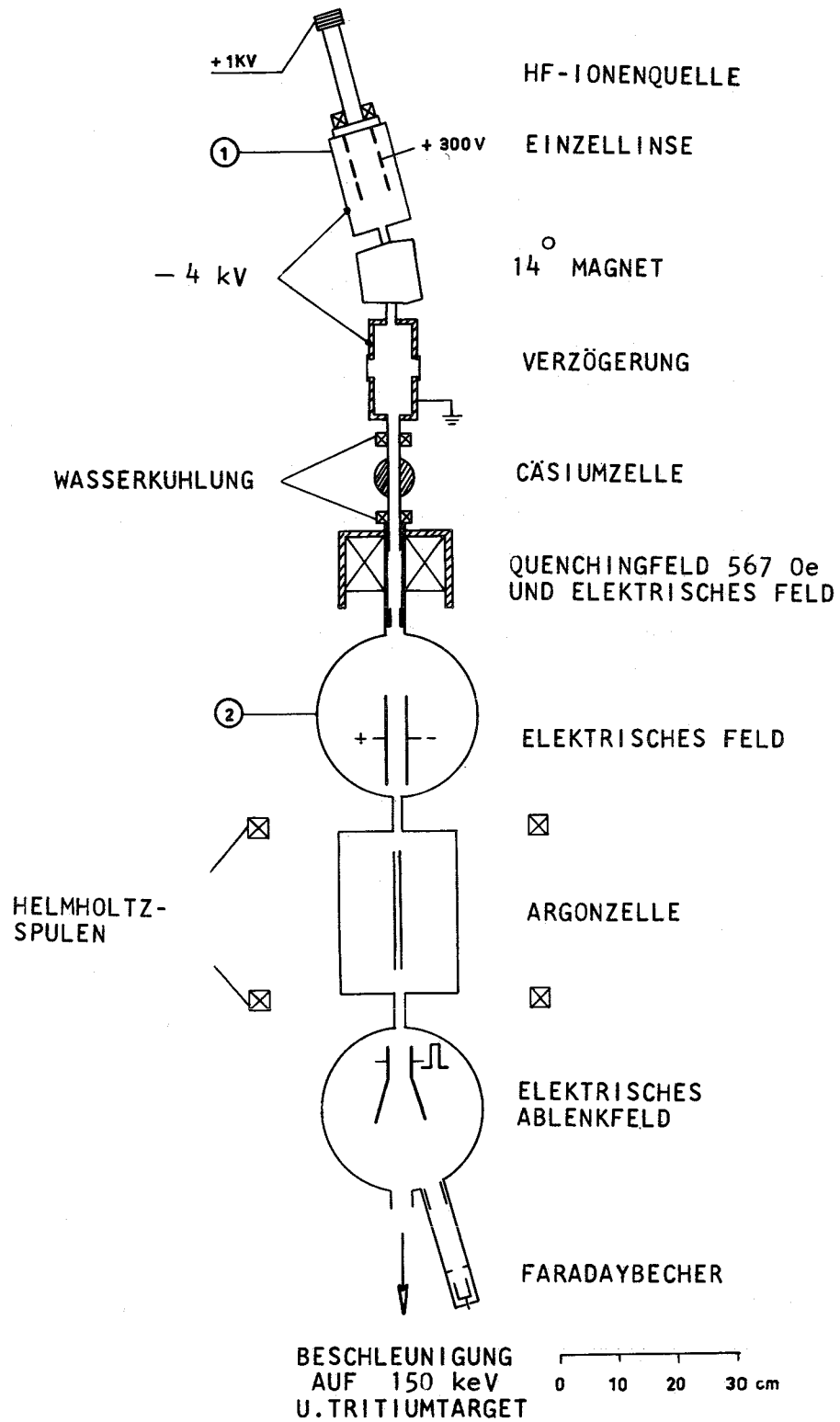


Fig. 2 Die experimentelle Anordnung

Mitte der Cs-Zelle nachströmen. Vorratsgefäß und Cs-Zelle werden mit einem Thermostaten auf konstanter Temperatur gehalten. Die Enden der Cs-Zelle sind wassergekühlt, so daß sich dort der größte Teil des ausströmenden Caesiums kondensiert. Das Magnetfeld von 567 Oe wird durch eine Spule von 60 mm Länge und 45 mm Innendurchmesser erzeugt. Eine Eisenabschirmung in Form eines zylindrischen Topfes bestimmt den axialen Feldabfall in Strahlrichtung. Im Bereich des Magnetfeldes wird ein nahezu homogenes elektrisches Feld senkrecht zur Strahlrichtung erzeugt. Außer dem "Selektiven Quenching" bewirkt dieses elektrische Feld die Eliminierung der geladenen Strahlanteile.

Zur Messung des Anteiles an metastabilen Atomen kann in der Vakuumkammer 2 ein weiteres elektrisches Feld erzeugt werden (Plattenpaar von 150 mm Länge und 35 mm Abstand).

Die Argonzelle besteht aus einem Rohr von 200 mm Länge und 12 mm Innendurchmesser. Der Druck kann in der Mitte über ein seitliches Ansatzrohr mit einem Ionisationsmanometer gemessen werden. Durch eine Kupferkapillare wird das Argon in der Zellenmitte zugeführt. Mit einem Paar von Helmholtzspulen kann in der Argonzelle ein Magnetfeld zwischen 0 und 40 Oe in Strahlrichtung erzeugt werden.

Es werden Öldiffusionspumpen teilweise mit Stickstoffkühlfallen verwendet, um den Vakuumdruck im Bereich von  $3 \cdot 10^{-7}$  bis  $5 \cdot 10^{-6}$  zu halten. Mit einer längs der gesamten Apparatur angebrachten Kompensationsspule werden magnetische Störfelder in der Strahlachse bis auf ein Restfeld von weniger als 0,02 Oe kompensiert.

Zur Messung der Strahlintensität im Faraday-Becher wird der Strahl durch ein Plattenpaar, das mit einem rechteckigen Spannungsimpuls von  $2 \cdot 10^{-4}$  s Länge und 50 Hz Wiederholfrequenz betrieben wird, abgelenkt. Der im Auffänger gemessene Strahlstromimpuls wird verstärkt und einem Differenzverstärkereingang eines Oszillographen zugeführt. Auf den zweiten Eingang des Differenzverstärkers wird ein geeichter Kompensationsrechteckimpuls gegeben, dessen Höhe mit einem Präzisionspotentiometer variiert werden kann.

Über die Reaktion  $T(d,n)^4\text{He}$  wird aus der Asymmetrie der Neutronenverteilung die Tensorpolarisation  $P_{33}$  der Deuteronen bestimmt<sup>13)</sup>.

Zur Polarisationsmessung werden die negativen Deuteronen auf 150 keV beschleunigt. Die Intensität kann nach der Beschleunigung mit einem Galvanometer gemessen werden. Die Messung der Neutronenasymmetrie erfolgt mit 3 zueinander senkrechten Neutronendetektoren. Ein Detektor  $Z_1$  befindet sich in Strahlrichtung, die beiden anderen dazu senkrecht, und zwar  $Z_2$  in

horizontaler und  $Z_3$  in vertikaler Richtung. Die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit von Zähler  $Z_1$  ist doppelt so hoch wie von  $Z_2$  und  $Z_3$ .

Die Anordnung der Detektoren bietet folgende Vorteile.

Einerseits kann man kontrollieren, ob die Polarisationsrichtung mit der Strahlrichtung übereinstimmt. Wenn dies nicht der Fall ist, zeigt sich dies in einer Asymmetrie der Zählraten von  $Z_2$  und  $Z_3$ .

Andererseits können die Zählraten  $Z_2$  und  $Z_3$ , wenn die Polarisation in Strahlrichtung steht, addiert werden und man gewinnt auf diese Weise einen Faktor 2 in den Zählraten.

### 3. Meßergebnisse und Diskussion

Die Kernpolarisation der metastabilen Deuteriumatome ist infolge der Wechselwirkung zwischen Kernspin und Hüllenspin von dem Magnetfeld abhängig. Diese Abhängigkeit ist durch die punktierte Kurve in Fig. 3 dargestellt; sie wurde aus den feldstärkeabhängigen Entwicklungskoeffizienten der Wellenfunktionen berechnet<sup>13) 14)</sup>.

Maßgebend ist das Magnetfeld am Ort der Ionisation, also das Feld in der Argonzelle. Dieses Feld wird hauptsächlich durch das Helmholtzspulenpaar erzeugt, zusätzlich ist das Streufeld des Quenching-Magneten mit zu berücksichtigen.

Zwei Effekte führen zu einer Herabsetzung der erreichbaren Polarisation. Erstens werden stets auch aus Atomen im Grundzustand negative Ionen gebildet. Dies hat zur Folge, daß nicht nur die Intensität, sondern auch die Polarisation von den Massenbelegungen der Caesium- und Argon-Zelle abhängt, da die Wirkungsquerschnitte für metastabile Atome und Atome im Grundzustand verschieden sind. Außerdem ist eine Depolarisation beim Übergang vom starken Magnetfeld in ein schwaches Feld möglich. Dieser Effekt wird durch geeigneten Abfall des Streufeldes des Quenching-Magneten möglichst gering gehalten. In Fig. 3 sind außerdem noch die Meßwerte der Polarisation in Abhängigkeit vom Magnetfeld in der Argon-Zelle und ein berechneter Verlauf eingezeichnet. Die Grundlage für diese berechnete Voraussage liefern die im folgenden diskutierten Messungen der Ausbeute-Kurven der negativen Ionen.

Ein Beispiel für eine Ausbeute-Kurve ist in Fig. 4 gezeigt. Bei dieser Messung wurde für die Erzeugung des Neutralstrahles in der Caesium-Zelle eine Temperatur von  $130,3^{\circ}\text{C}$  eingestellt. Aufgetragen sind über dem Druck in der Argon-Zelle die gemessenen Intensitäten  $I_{\text{T}}^{-}$  (Totalintensität) und  $I_{\text{U}}^{-}$  (Untergrundintensität) und der relative Metastabilanteil  $M$  in Prozent.

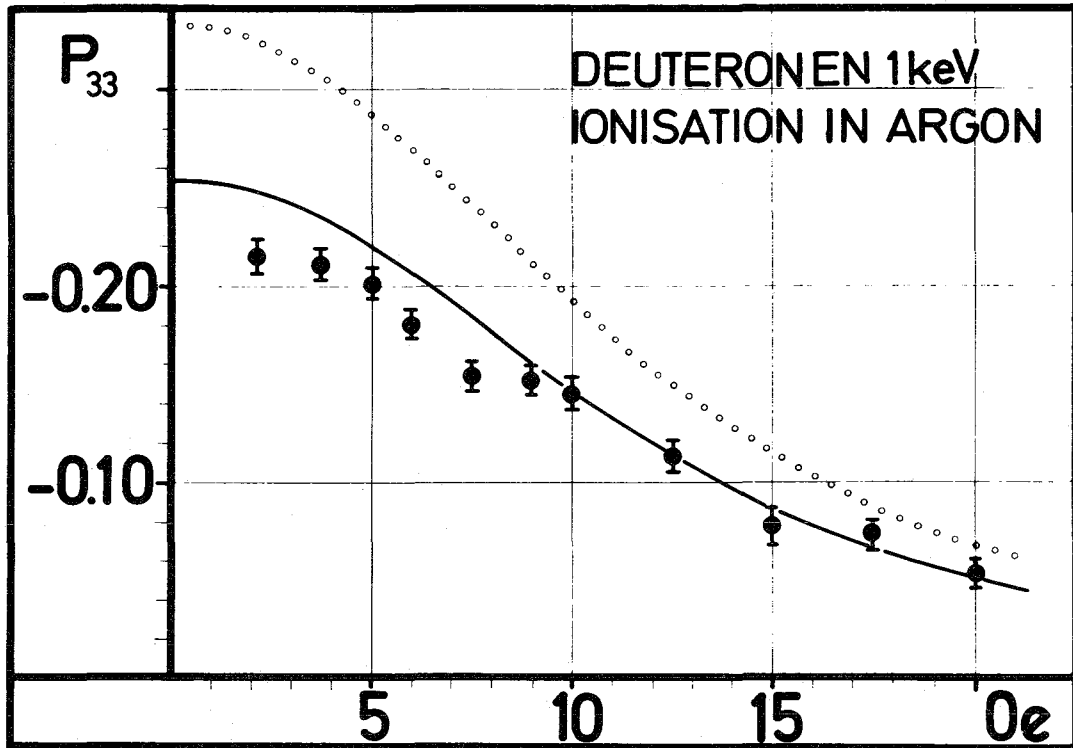


Fig. 3 Die Tensorpolarisation  $P_{33}$  als Funktion der Feldstärke des Helmholtzfeldes in der Argonzelle. oooo berechnet nach <sup>13)</sup> <sup>14)</sup> ohne Berücksichtigung von Ionisation aus dem Grundzustand, ——— berechnet nach Formel (3).

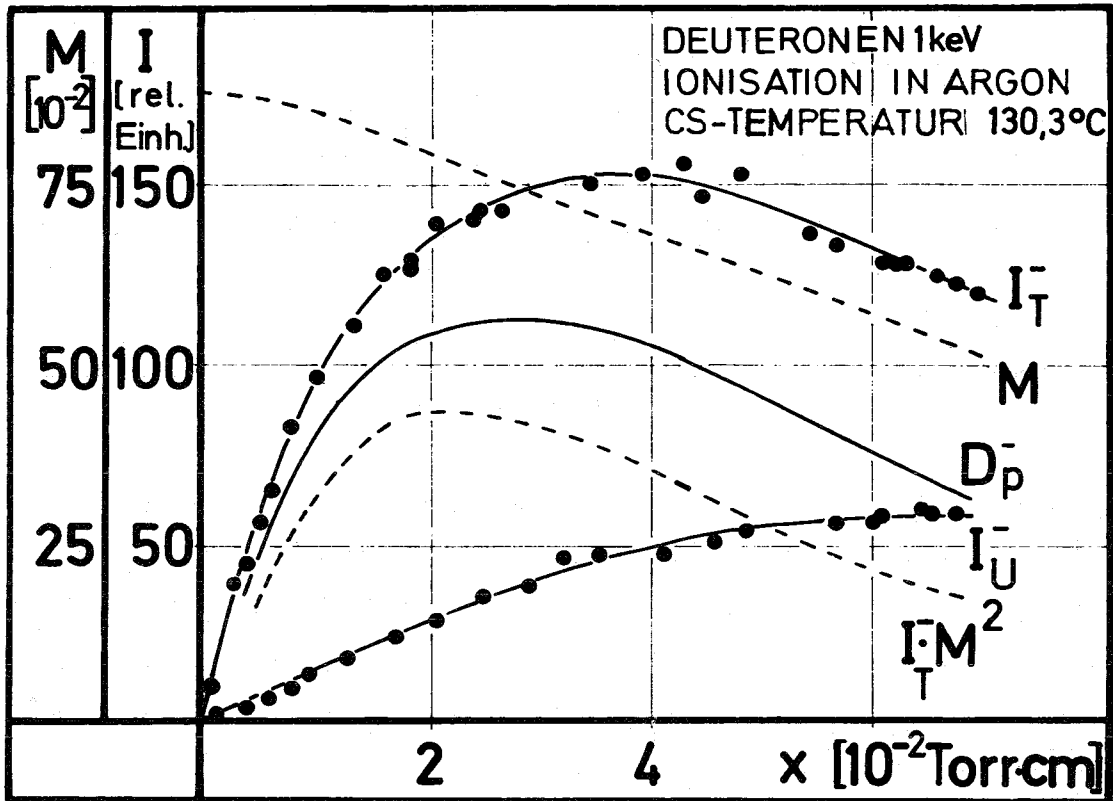


Fig. 4 Totalintensität  $I_T^-$  und Untergrundanteil  $I_U^-$  (relative Einheiten) gemessen in Abhängigkeit von der Argonmassenbelegung. Für die Erzeugung des Neutralstrahles wurde die Temperatur in der Cs-Zelle konstant gehalten.  $M$  ist der relative Metastabilanteil nach Formel (2).

Die Messungen der negativen Ionenströme  $I_T^-$  und  $I_U^-$  in Abhängigkeit von der Argon-Massenbelegung  $x$  entsprechen zwei verschiedenen Zuständen des in die Argonzelle einlaufenden Neutralstrahles.

a) Bei der Messung der Totalintensität  $I_T^-$  werden alle negativen Ionen gemessen, die nach der Ladungsaustauschreaktion in Argon als polarisierter Strahl vorhanden sind. Dieser Strahl entsteht aus neutralen Atomen, die sich zum Teil im metastabilen  $2S_{1/2}$  Zustand befinden und deren Intensität mit  $I_M$  bezeichnet wird. Die restlichen neutralen Atome befinden sich im Grundzustand, ihre Intensität ist  $I_G$ .

b) Bei der Messung des Untergrundanteiles  $I_U^-$  werden alle angeregten Atome vor dem Eintritt in die Argonzelle mit dem elektrischen Feld in Kammer 2 gequenchet.

Die Differenz

$$I_T^- - I_U^- = \alpha I_M = D_P^-$$

ist proportional zu der Intensität der metastabilen Atome vor der Argonzelle. Die Proportionalitätskonstante  $\alpha$  ist vom Argondruck abhängig.

Im folgenden wird diese Differenz  $D_P^-$  als Metastabilanteil bezeichnet.

Den Verlauf von  $D_P^-$  als Funktion der Massenbelegung der Argonzelle kann man erklären, wenn man annimmt, daß folgende schematisch dargestellten Ladungsaustauschprozesse in der Argonzelle stattfinden

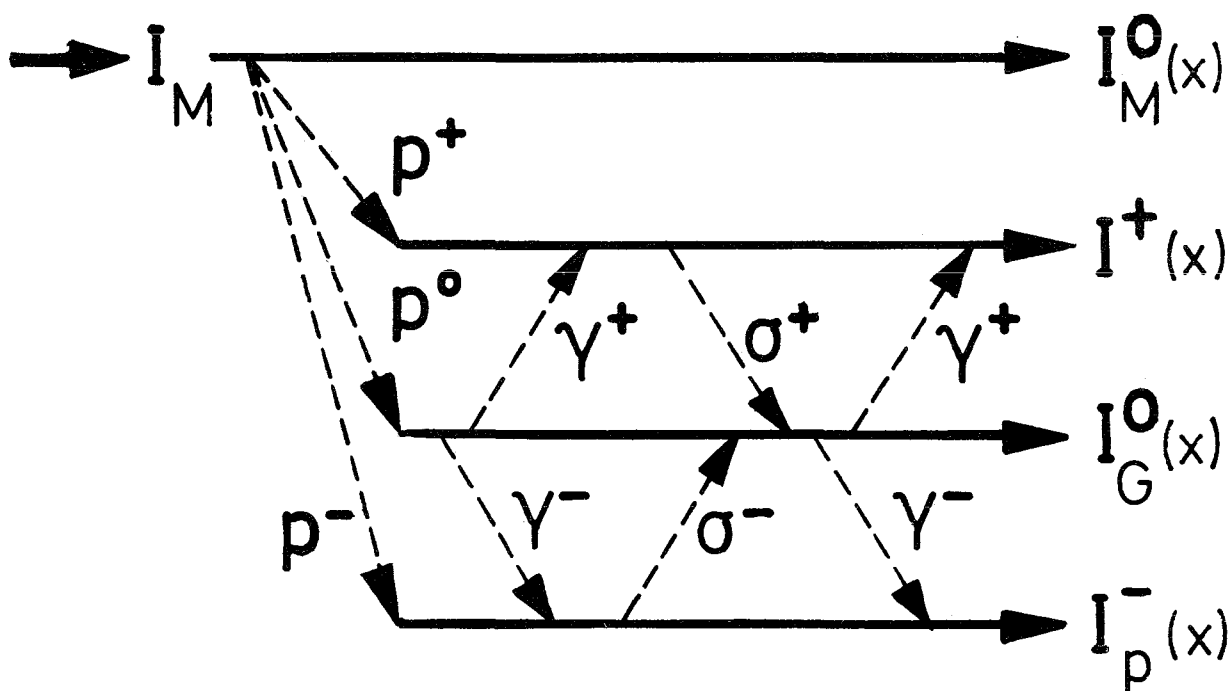


Fig.5 Schema der Ladungsaustauschreaktion;  $p^+, p^-, p^0, \gamma^+, \gamma^-, \sigma^+$  und  $\sigma^-$  sind die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen.

Durch die Hauptumwandlungsprozesse werden die metastabilen Atome entweder in den Grundzustand oder in positive oder negative Ionen überführt. Die Bezeichnungen  $p^+$ ,  $p^0$  und  $p^-$  an den Pfeilen charakterisieren die Wirkungsquerschnitte dieser drei Prozesse. Zwischen diesen drei Zuständen sind außerdem weitere Umwandlungen möglich; die wichtigsten Wirkungsquerschnitte sind entsprechend Skizze 5 definiert. Bei genügend großer Argon-Massenbelegung führen alle Umwandlungsprozesse zusammen zu einem Gleichgewichtszustand.

Wenn ein Gas selektiv die metastabilen Atome ionisiert, muß  $\gamma^-$  klein gegen  $p^-$  sein. Legt man außerdem noch zugrunde, daß vor der Argonzelle der Grundzustandsanteil  $I_G$  im Neutralstrahl sehr viel größer ist als der Anteil  $I_M$  der Atome im metastabilen Zustand<sup>8)</sup>, so läßt sich die Abhängigkeit von  $D_P^-$  als Funktion der Massenbelegung bestimmen<sup>15)</sup>.

$$D_P^-(x) = I_M \frac{p^-}{\sigma^- - k} (e^{-kx} - e^{-\sigma^- x}) \quad (1)$$

Dabei ist

$$k = p^+ + p^- + p^0$$

Zur Prüfung dieser Beziehung wurden Messungen bei verschiedenen Cs-Temperaturen durchgeführt. Diese Messungen zeigen alle das gleiche charakteristische Verhalten, wie es in Fig. 4 bereits als Beispiel gezeigt worden ist.

Die weitgehende Unabhängigkeit des Kurvenverlaufs von der Caesium-Temperatur kann man am besten aus Kurven für die reduzierten Intensitäten  $R_P^-$  entnehmen. Fig. 6 zeigt diese Resultate für vier verschiedene Cs-Temperaturen.

$R_P^-(x)$  wird gebildet, indem  $D_P^-(x)$  durch den Maximalwert von  $D_P^-$  dividiert wird. Die Meßpunkte liegen im Rahmen der Meßgenauigkeit auf einer gemeinsamen Kurve. Dieses ist auch zu erwarten, da nach Beziehung (1) die reduzierten Kurven unabhängig von  $I_M$  und damit auch unabhängig von der Caesium-Temperatur sein sollten.

Die durch die Meßwerte gezogene Kurve wurde durch optimale Anpassung von  $k$  und  $\sigma^-$  in Formel (1) berechnet und es ergeben sich für 1 keV Deuteronen für die Wirkungsquerschnitte die folgenden Werte:

$$k = 0,56 \cdot 10^2 \text{Torr}^{-1} \text{cm}^{-1} \cong 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$$
$$\sigma^- = 0,28 \cdot 10^2 \text{Torr}^{-1} \text{cm}^{-1} \cong 0,8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$$

Der Fehler in den Werten von  $k$  und  $\sigma^-$  beträgt 10%.

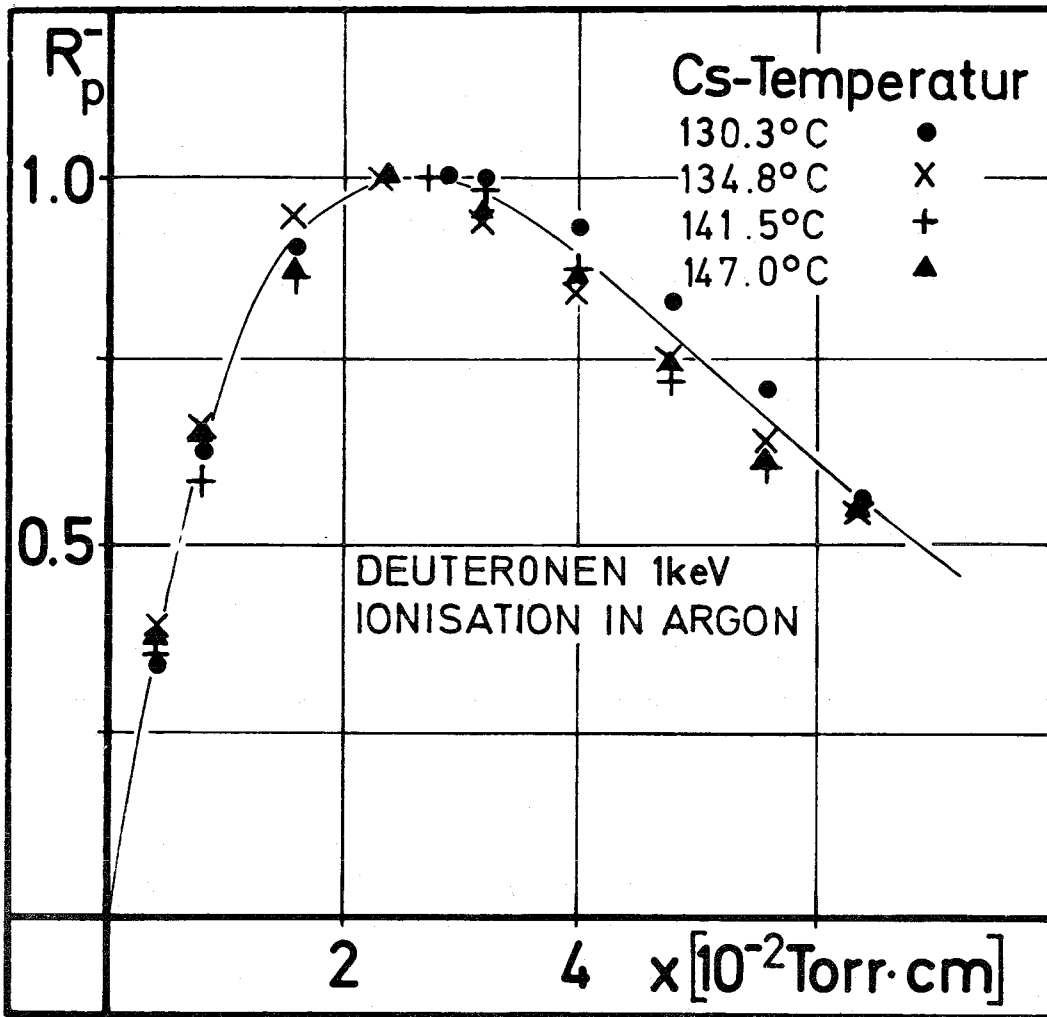


Fig. 6 Die reduzierte  $R_p^-$  Kurve. Vergleich der aus den Messungen bei verschiedenen Cs-Temperaturen gewonnenen Werte. Eingezeichnet ist die berechnete Kurve für  $k = 0,56 \times 10^2 \text{Torr}^{-1}\text{cm}^{-1}$  und  $\sigma = 0,28 \times 10^2 \text{Torr}^{-1}\text{cm}^{-1}$ .



Die in Fig. 5 eingeführten verschiedenen Ladungsaustauschreaktionen bewirken, daß der Anteil der negativen Ionen, die direkt aus metastabilen Atomen gebildet werden, von der Argon-Massenbelegung abhängig ist.

Infolgedessen ist auch zu erwarten, daß die Tensor-Polarisation der negativen Ionen von der Argon-Massenbelegung abhängt. Da die Messungen der negativen Intensitäten zu sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Interpretation geführt haben, wurde auf der Grundlage von Fig. 4 und 5 auch die Tensorpolarisation  $P_{33}$  als Funktion der Argon-Massenbelegung berechnet.

Voraussetzung für diese Berechnung ist:

1. daß der Anteil  $I_U^-$  in Fig. 4 einen Strahlanteil darstellt, der überhaupt nicht polarisiert ist;
2. daß der gleiche nicht polarisierte Anteil  $I_U^-$  auch im Strahl enthalten ist, wenn das elektrische Feld in Kammer 2 nicht vorhanden ist (ungequencht).

Die Polarisation berechnet sich dann aus dem druckabhängigen relativen Metastabilanteil

$$M = D_P^- / I_T^- \quad (2)$$

und ergibt

$$P_{33} = \tilde{P}_{33} \cdot M \quad (3)$$

Hierbei ist  $\tilde{P}_{33}$  die durch das Magnetfeld in der Argonzelle (bei vollständigem "Selektiven Quenching", punktierte Kurve in Fig. 3) bestimmte Polarisation der metastabilen Atome. Die für  $P_{33}$  berechnete Kurve ist in Fig. 7 eingezeichnet. Dabei wurde für  $\tilde{P}_{33}$  der Wert 0,325 verwendet; dieser Wert entspricht der magnetischen Feldstärke von 2 Oe in der Argonzelle.

In Fig. 7 sind außerdem die Meßwerte für die Tensorpolarisation  $P_{33}$  eingetragen. Der Kurvenverlauf wird durch die Polarisationsmessungen bestätigt. Die Polarisationswerte liegen absolut zwar niedriger als die Berechnung erwarten läßt, jedoch zeigen sie den gleichen Verlauf wie die berechnete Kurve. Einige Gründe für eine Erniedrigung der absoluten Polarisationswerte werden am Schluß der Diskussion erwähnt.

Für die Anwendung bei kernphysikalischen Experimenten ist das Produkt aus Totalintensität des polarisierten Strahles mit dem Quadrat der Tensorpolarisation maßgebend. Dieses Produkt  $I_T^- \cdot (P_{33})^2$  wird mit Gleichung (3)

$$I_T^- \cdot (P_{33})^2 = I_T^- \cdot (\tilde{P}_{33})^2 \cdot M^2 \quad (4)$$

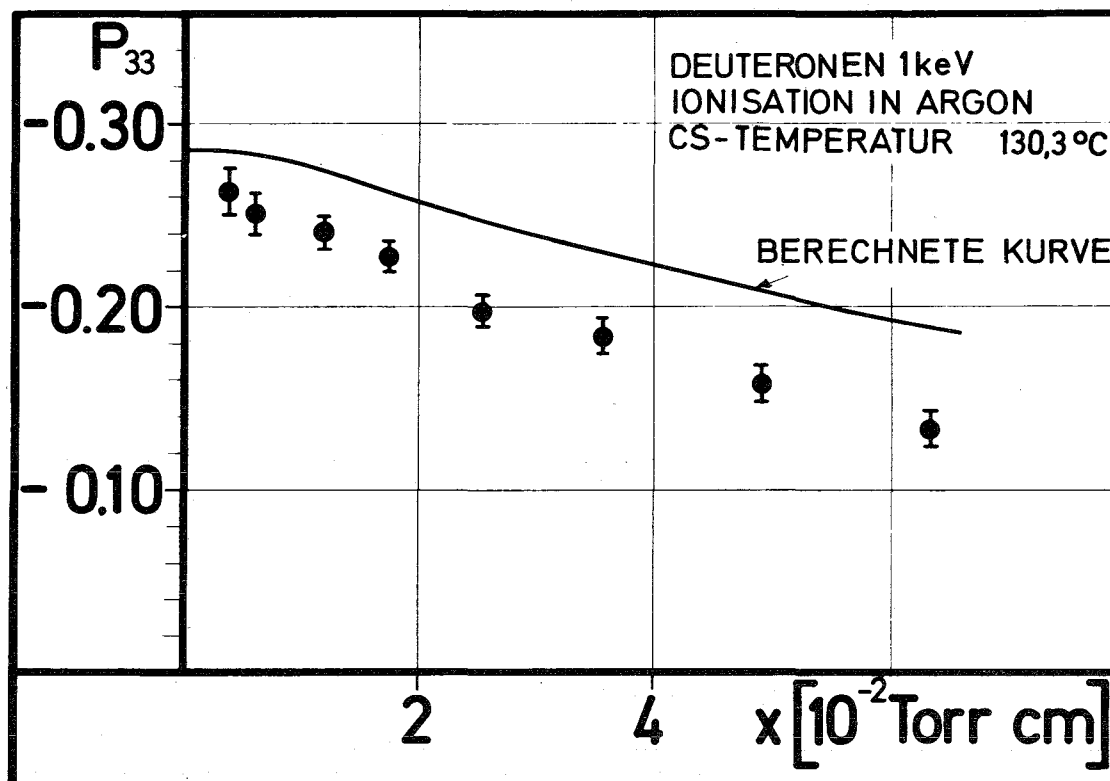


Fig. 7 Die Tensorpolarisation  $P_{33}$  als Funktion der Argonmassenbelegung bei konstanter Cäsiumtemperatur von  $130,3^{\circ}\text{C}$ . Die ausgezogene Kurve wurde mit  $\tilde{P}_{33} = -0,325$  aus Formel (3) berechnet.

$(\widetilde{P}_{33})^2$  ist durch die Besetzungszahlen der metastabilen Hyperfeinstrukturzustände bestimmt und man erhält im vorliegenden Fall dafür den Wert 0,105. Wie Gleichung (4) zeigt, ist  $I_T^- (P_{33})^2$  proportional zu  $I_T^- \cdot M^2$ ; infolgedessen wurde in Fig. 4 nur die durch die Eigenschaften des Argons bestimmte Größe  $I_T^- \cdot M^2$  als Funktion der Argonmassenbelegung eingezeichnet. Bei einer Argonmassenbelegung von  $1,9 \cdot 10^{-2}$  Torr cm zeigt  $I_T^- (P_{33})^2$  ein Maximum. Messungen bei verschiedenen Caesium-Temperaturen haben gezeigt, daß dieses Maximum unabhängig vom Cs-Dampfdruck und damit von der Cs-Massenbelegung ist. Dieses für die Anwendung interessante Maximum liegt also bei einer wesentlich niedrigeren Argonmassenbelegung als das Maximum der Totalintensität, das bei  $3,5 \cdot 10^{-2}$  Torr cm gefunden wird.

Für den bei maximalem  $I_T^- (P_{33})^2$  vorliegenden relativen Metastabilanteil  $M$  wird die Bezeichnung  $M^x$  eingeführt. In Fig. 8 ist  $M^x$  in Abhängigkeit vom Cs-Druck im Vorratsgefäß dargestellt.  $M^x$  nimmt mit zunehmendem Cs-Druck etwas ab und die Totalintensität  $I_T^-$  steigt in diesem Cs-Druckbereich stark an.

Die angegebenen Werte von  $M^x$  sind außer vom Cs-Druck auch noch von speziellen experimentellen Bedingungen abhängig, die bei den vorliegenden Messungen konstant gehalten wurden. Da die metastabilen Atome durch senkrecht zur Strahlrichtung orientierte magnetische Felder oder durch elektrische Felder in den Grundzustand übergeführt werden können, hängt  $M^x$  vom Verlauf der Felder, die für das "Selektive Quenching" und für die Eliminierung der geladenen Teilchen benötigt werden, ab.

Die Abhängigkeit der Polarisation von dem Magnetfeld, das für den "Selektiven Quenching" Prozess benötigt wird, ist in Fig. 9 dargestellt. In dieser Figur werden die gemessenen Polarisationswerte mit einer Kurve verglichen, die aus der gemessenen Totalintensität  $I_T^-$  der negativen Ionen als Funktion der magnetischen Feldstärke  $H$  (im 567 Oe Magneten) berechnet wurde. Dazu wurde die Gleichung (3) und die folgende Beziehung angewendet:

$$\widetilde{P}_{33} = \frac{P_{33}^\alpha N_\alpha + P_{33}^\beta N_\beta}{N_\alpha + N_\beta} \quad (5)$$

$N_\alpha$  und  $N_\beta$  sind die Besetzungszahlen, die sich aus  $I_T^- = I_T^-(H)$  ermitteln lassen.  $P_{33}^\alpha$  und  $P_{33}^\beta$  sind die Polarisierungen der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zustände. Es wurde berücksichtigt, daß  $P_{33}^\alpha$  und  $P_{33}^\beta$  mit zunehmender Feldstärke etwas abnehmen, da das Magnetfeld  $H$  mit seinem Streufeld noch bis in die Argonzelle hineinreicht.

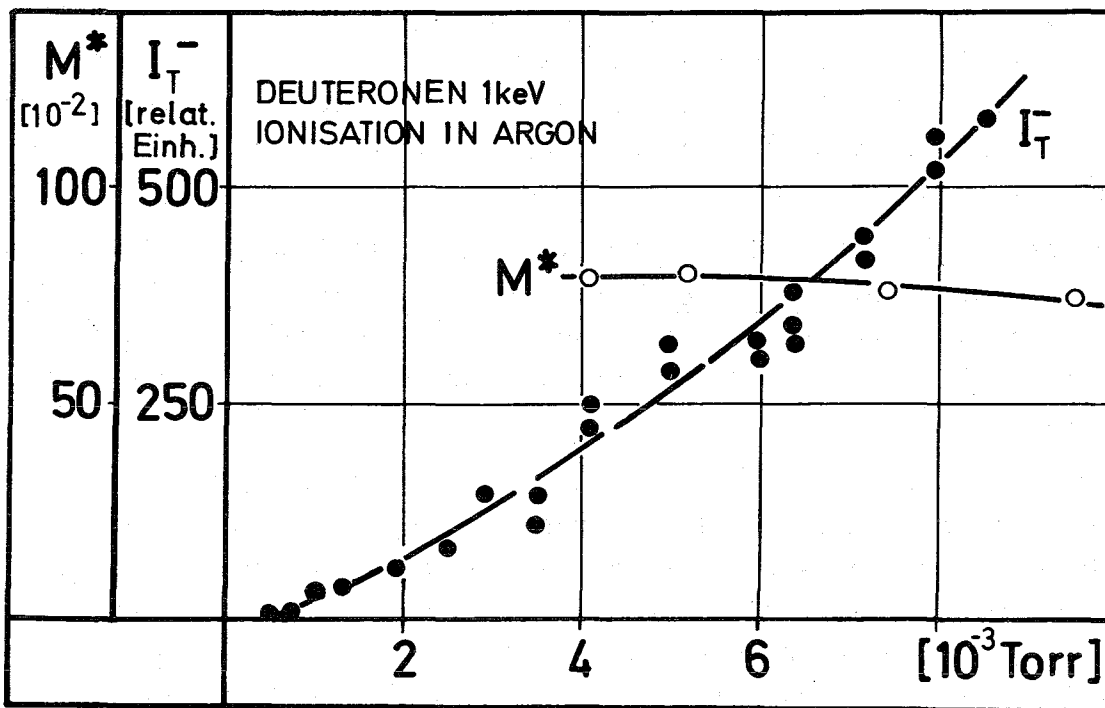


Fig. 8  $M^x$  (relativer Metastabilanteil bei maximalem  $I_T^-(P_{33})^2$ ) bei einer Argonmassenbelegung von  $1,9 \cdot 10^{-2}$  Torr cm und  $I_T^-$  (Totalintensität) als Funktion des Cäsiumdrucks im Vorratsgefäß

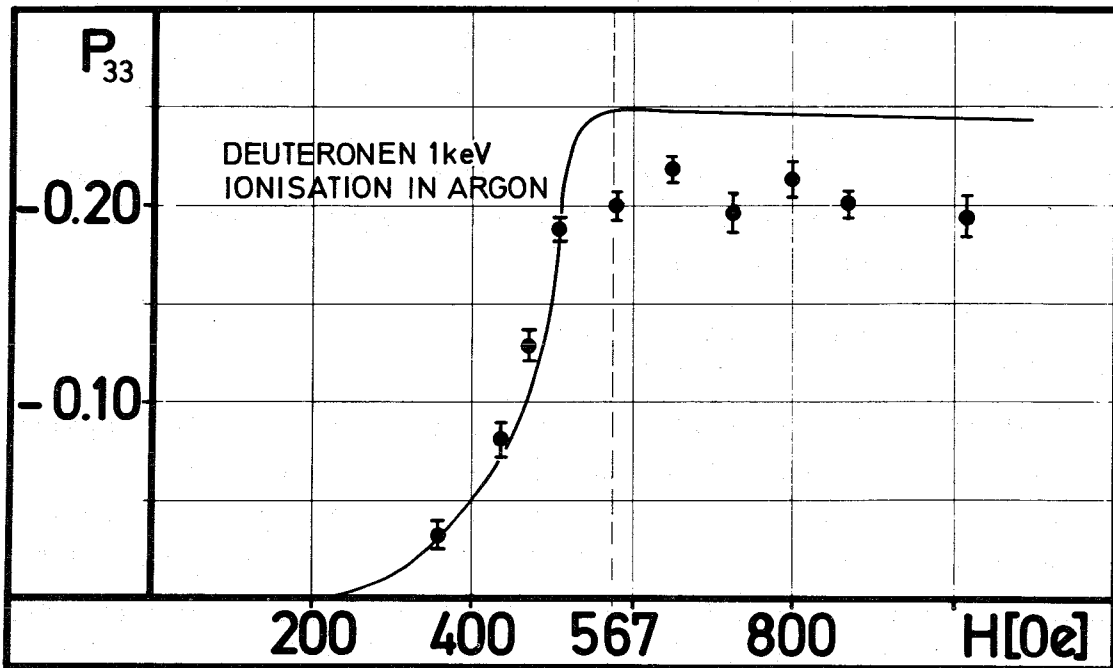


Fig. 9 Die Tensorpolarisation  $P_{33}$  der negativen Deuteriumionen in Abhängigkeit von dem Magnetfeld  $H$ , das für den "selektiven Quenching" Prozess benötigt wird. Das Magnetfeld in der Argonzelle betrug 2 Oe.

Fig. 3, Fig. 7 und Fig. 9 zeigen, daß die gemessenen Polarisationswerte stets etwas kleiner sind als die theoretisch erwarteten Werte. Für eine Erniedrigung der Polarisation sind hauptsächlich zwei Effekte in Betracht zu ziehen. Einerseits besteht die Möglichkeit, daß der Übergang zwischen dem starken Magnetfeld  $H$  und dem schwachen Feld in der Argonzelle nicht vollkommen adiabatisch verläuft. Andererseits führen Inhomogenitäten des magnetischen Feldes innerhalb des Bereiches, in dem die Umladung im Argon erfolgt, dazu, daß nur ein Mittelwert der Polarisation beobachtet werden kann. Die Mittelung hat über die verschiedenen Feldrichtungen und die etwas unterschiedlichen Beträge des Magnetfeldes zu erfolgen und führt stets zu einer Erniedrigung des Polarisationswertes. Diese Diskussion setzt allerdings voraus, daß die Kernpolarisation bei der Ladungsaustauschreaktion, die zur Bildung des negativen Ions führt, vollständig erhalten bleibt. Diese Frage ist zur Zeit noch nicht im Detail geklärt.

#### 4. Anwendung als Quelle für polarisierte Ionen

Die hier diskutierten experimentellen Ergebnisse tragen zu den bereits in der Einleitung erwähnten Grundlagen bei, auf denen eine Entwicklung von Ionenquellen für polarisierte Teilchen beruht. Bei der Anwendung dieser neueren Methode, die den metastabilen Zustand im Wasserstoffatom ausnutzt, sind erhebliche Vorteile gegenüber der Atomstrahlmethode zu erwarten. Voraussichtlich lassen sich hiermit polarisierte Ionenstrahlen mit sehr guten Strahleigenschaften und höheren Phasenraumdichten erzeugen. Bei den hier beschriebenen Experimenten lagen zwar noch keine Optimalbedingungen für eine Anwendung als Ionenquelle vor, trotzdem lassen sich die Vorteile in den Strahleigenschaften deutlich erkennen.

Es konnte ein Strahl von negativen polarisierten Deuteriumionen mit folgenden Eigenschaften erzeugt werden:

Intensität: 50 nA	Polarisation: $P_{33} = -0,250 \pm 0,006$
Emittanz: $\leq 0,7 \text{ cm rad eV}^{1/2}$	Strahlfleck: 1 mm $\emptyset$ bei 150 keV

Dieser Strahl ist durch eine kleine Emittanz charakterisiert, die durch die geometrische Anordnung von Caesium- und Argonzelle bestimmt ist. Messungen des Strahlquerschnittes hinter der Argonzelle zeigten, daß die Streuung bei der selektiven Ladungsaustauschreaktion in der Argonzelle zu keiner wesentlichen Vergrößerung dieser rein geometrisch bedingten Emittanz führt.

Die außerordentlich gute Strahlqualität zeigt sich auch darin, daß es möglich war, den Strahl ohne Intensitätsverlust auf 150 keV zu beschleunigen und zu fokussieren. Mit Hilfe von elektrostatischen Linsen wurde dabei der Ausgang der Argonzelle auf das Tritiumtarget abgebildet und es konnte eine Verkleinerung auf 1 mm Durchmesser erreicht werden.

Die hier vorliegende Emittanz ist bedeutend kleiner als die der Atomstrahlquellen; für diese werden Werte von 2 bis 8 cm rad eV<sup>1/2</sup> berichtet <sup>3) 16)</sup>.

Für einen Betrieb an einem Tandembeschleuniger sind negative Ionen erforderlich. Für diese spezielle Anwendung liegen die hier erreichten Intensitäten bereits erheblich über den Werten, die bisher mit Atomstrahlquellen und Umladung von positiven Ionen erzielt werden konnten. Dies zeigt, daß diese Methode besonders vorteilhaft an Tandembeschleunigern angewendet werden kann.

Negative Ionen können auch in einem Zyklotron beschleunigt werden. Die Extraktion ist dann mit einer Stripperfolie, in der die beschleunigten Ionen positiv umgeladen werden, sehr leicht möglich. Außerdem konnten wir zeigen, daß sich nach diesem Verfahren auch positiv geladene polarisierte Ionen erzeugen lassen <sup>17)</sup>.

Die räumliche Orientierung der Polarisation kann leicht variiert werden, da die Ladungsaustauschreaktion in der Argonzelle bei diesem Verfahren in einem schwachen Magnetfeld stattfindet. Die Magnetfeldrichtung in der Argonzelle läßt sich dafür durch drei Paare von Helmholtzspulen in die gewünschte Richtung bringen. Bei Atomstrahlquellen verwendet man Elektronenstoßionisierung in starkem Magnetfeld und eine Änderung der Polarisationsrichtung ist im allgemeinen mit einer Verschlechterung der Ausbeute verbunden. Diese einfache Variationsmöglichkeit der Polarisationsrichtung ist ein zusätzlicher Vorteil bei dem hier angewandten neueren Verfahren zur Erzeugung von polarisierten Ionen.

Der Absolutwert der Tensorpolarisation kann, soweit bisher diskutiert, den theoretischen Wert  $P_{33} = -1/3$  nicht überschreiten. Für eine Erhöhung dieses theoretischen Grenzwertes gibt es zwei Vorschläge. Abragam und Winter <sup>2)</sup> haben für Atomstrahlquellen adiabatische Übergänge zwischen den Hyperfeinstruktur-Niveaus zur Erhöhung der Polarisation vorgeschlagen. Die Anwendung dieses Verfahrens ist hier voraussichtlich nur sehr schwer realisierbar, da die Teilchengeschwindigkeit der neutralen, metastabilen Atome um mehr als einen Faktor 100 größer ist, als die Geschwindigkeit der Atome bei Atomstrahlquellen.

Eine andere Methode, die ohne Anwendung von Hochfrequenzübergängen die Polarisierung mit Hilfe von statischen magnetischen Feldern erhöht, wurde von Sona <sup>18)</sup> vorgeschlagen und von Meiner et al. <sup>10)</sup> und Bechtold et al. <sup>19)</sup> untersucht. Die experimentelle Anwendung läßt Polarisationswerte, die um einen Faktor 3 höher liegen, erwarten.

Weitere experimentelle Untersuchungen, die zur Zeit bei uns durchgeführt werden, geben zu der Vermutung Anlaß, daß sich auch die Intensität bei gleichbleibend guten Strahleigenschaften noch erheblich steigern läßt.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. H. Schopper für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit.

An den vorbereitenden Diskussionen zu diesen Experimenten hat sich Herr N.P. Johnson, Lake Forest University, Illinois (USA), beteiligt.

Den Herren cand-phys. V. Bechtold, K. Hamdi und E. Seitz danken wir für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

Außerdem danken wir Herrn Dipl.-Ing. P. Fluck, Herrn H. Keim und Herrn P. Ziegler für ihre tatkräftige Hilfe bei den technischen Problemen.



Literaturverzeichnis

- 1) G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper  
Zeitschr. f. Phys. 144, 336 (1956)
- 2) Abragam und Winter, Phys. Rev. L. 1, 374 (1958)
- 3) W. Häberli, An.Rev. of Nucl. Sc. 17, 373 (1967)
- 4) Lamb, Retherford, Phys. Rev. 79, 549 (1950)
- 5) J.W. Heberle, H.A. Reich u. P. Kusch, Phys. Rev. 101,  
612 (1956), Phys. Rev. 104, 1558 (1956)
- 6) B.L. Donnally u.W. Sawyer, Phys. Rev. L. 15, 439 (1965)
- 7) C.W. Drake, R. Krotkow, Phys. Rev. L. 16, 848 (1966)
- 8) A. Cesati, F. Cristofori, L. Millazzo Colli u. P.G. Sona  
Energia Nucleare 13, 649 (1966)
- 9) T.B. Clegg, G.R. Plattner, L.G. Keller u.W. Häberli,  
Nucl. Instr. Meth. 57, 167 (1967)
- 10) H. Meiner, G. Michel, K. Corrigan, Nucl. Instr.Meth.  
62, 203 (1968)
- 11) I.L. Mc Kibben, G.P. Lawrence, Proc. Symp. Polarization  
Phenomena, 2 nd, Karlsruhe 1966
- 12) B.L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer u. M. Schultz,  
Phys. Rev. L. 12, 502 (1964)
- 13) H. Rudin, H.R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown u. P. Huber,  
Helv. Phys. Acta 34, 58 (1961)
- 14) V. Bechtold, Diplomarbeit Karlsruhe 1968
- 15) L. Friedrich, Dissertation Karlsruhe 1968
- 16) M.K. Craddock, AED-Conf. 1966 - 112 - 12 (1 of 1)
- 17) H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich  
Ein neues Verfahren für die Erzeugung von positiv  
geladenen polarisierten Deuteronenstrahlen, KFK-  
Bericht Nr. 913
- 18) P.G. Sona, Energia Nucleare 14, 295 (1967)
- 19) V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich  
Untersuchung eines Verfahrens zur Erhöhung der  
Polarisation bei einer Lamb-Retherford-Ionenquelle  
(Veröffentlichung vorgesehen)