

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

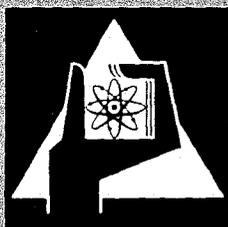
Juli 1970

KFK 1256

Institut für Experimentelle Kernphysik

Erzeugung von polarisierten Deuteriumionen mit einer Lambshiftquelle

V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken,  
L. Friedrich, K. Hamdi, E. Seitz



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1970

KFK 1256

Institut für Experimentelle Kernphysik

Erzeugung von polarisierten Deuteriumionen mit  
einer Lambshiftquelle

V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken  
L. Friedrich, K. Hamdi und E. Seitz

Gruppenbericht auf der Niederländisch-Deutschen Früh-  
jahrstagung der Nederlandse Natuurkundige Vereniging  
(NNV) und des Fachausschusses Kernphysik und Hoch-  
energiephysik in der Deutschen Physikalischen  
Gesellschaft (DPG).

Eindhoven 6. bis 10. April 1970  
vorgetragen von L. Friedrich

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H. KARLSRUHE



## Abstract

The production and the selective ionization of metastable hydrogen atomic beams are investigated by different charge exchange collisions. The experiments aimed at a profitable use of the Lamb-shift for the production of polarized-hydrogen-ion beams. The selectivity of the charge exchange reactions turns out to decrease with increasing energy in the region between 0.5 and 5.0 keV. This general behaviour can be understood qualitatively from the pseudo-crossing theory. The production of metastable hydrogen atoms by charge exchange collisions shows in different gases only a high yield if the energy-defect of the reaction is small. The experimental results agree qualitatively with calculations for non-resonant charge exchange collisions. Some characteristic results achieved with the Karlsruhe Lamb-shift source A-LASKA and the application to the production of polarized deuterium ion beams are discussed.

Für die Anwendung der Lambshift zur Erzeugung polarisierter Wasserstoffionenstrahlen wird die Produktion und Ionisation von metastabilen Atomen durch Ladungsaustauschreaktionen untersucht. Die Selektivität nimmt bei der Erzeugung negativer und positiver Ionen mit zunehmender Energie im Bereich von 0,5 bis 5,0 keV monoton ab. Dieser Verlauf kann qualitativ mit der Pseudo-crossing-Theorie erklärt werden. Untersucht man die Entstehung von metastabilen Atomen beim Ladungsaustausch mit verschiedenen Gasen, so zeigt sich, daß hohe relative Metastabiliausbeuten nur bei kleinem Energiedefekt der Ladungsaustauschreaktionen auftreten. Qualitativ stimmt der gemessene Verlauf mit Rechnungen über nicht resonante Ladungsaustauschreaktionen überein. Die für die Anwendung als Quelle polarisierter Deuteriumionen charakteristischen Meßergebnisse werden diskutiert. Die Versuche wurden mit der Karlsruher Lambshift-Quelle A-LASKA durchgeführt.

1. Einleitung

Es wird über die Ergebnisse experimenteller Untersuchungen berichtet, die an der Karlsruher Lambshiftquelle A-LASKA für die Erzeugung von polarisierten Deuteriumionen durchgeführt wurden. In einer Lambshiftquelle wird die sehr unterschiedliche Lebensdauer der angeregten  $2S_{1/2}$  und  $2P_{1/2}$  Hyperfeinstrukturzustände zur Polarisation von Wasserstoffatomen ausgenutzt. An Hand der Fig. 1 wird kurz das Prinzip der Lambshiftquelle erläutert:

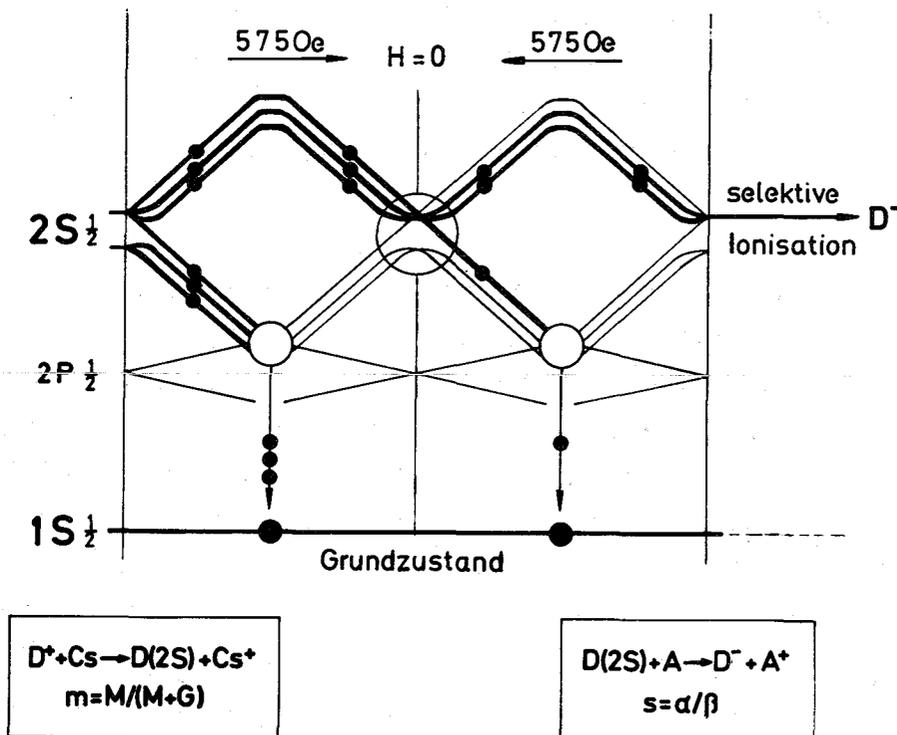


Fig. 1 Prinzip der Lambshiftquelle

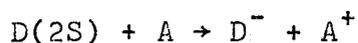
Links sind der Grundzustand und zwei angeregte Zustände des Deuteriums dargestellt. Das  $2S_{1/2}$  und das  $2P_{1/2}$  Niveau sind durch die Lambshift getrennt. Der  $2S_{1/2}$  Zustand ist metastabil und hat eine Lebensdauer von  $1/7$  Sekunde; die Lebensdauer des  $2P_{1/2}$  Zustandes beträgt dagegen nur  $10^{-9}$  sec. Daher ist es möglich, einen Atomstrahl aus Atomen im metastabilen  $2S_{1/2}$  Zustand herzustellen. Durch selektives Quenchen einzelner

metastabiler Hyperfeinstrukturzustände läßt sich der metastabile Atomstrahl polarisieren. Hierzu muß dieser ein Magnetfeld durchlaufen, das zunächst auf 575 Oe ansteigt, in einer Nullstelle die Feldrichtung umkehrt, erneut auf 575 Oe ansteigt und schließlich in ein schwaches homogenes Feld von etwa 2 Oe übergeht. Die Aufspaltung der sechs metastabilen Hyperfeinstrukturturniveaus in diesem Magnetfeld ist schematisch in der Figur 1 dargestellt.

Im ersten Feldmaximum werden die Atome in den drei unteren Zuständen durch einen selektiven Quenchingprozeß in den Grundzustand überführt <sup>3)</sup>. In der Umgebung der Nullstelle erfolgt eine Umbesetzung der Hyperfeinstrukturzustände durch einen nichtadiabatischen Prozeß <sup>4) 2)</sup>. Hierbei gehen Atome aus einem oberen Hyperfeinstrukturzustand in einen unteren über. Dieser wird anschließend im zweiten Feldmaximum selektiv gequenchet. Nach diesem Prozeß sind nur noch zwei der sechs Hyperfeinstrukturzustände besetzt. Dies hat im schwachen Magnetfeld eine Kernpolarisation der metastabilen Atome zur Folge. Bei optimalem Verlauf der Magnetfelder läßt sich mit diesem Verfahren eine Kerntensorpolarisation von  $P_{33} = -1$  für die metastabilen Atome erreichen.

Die polarisierten metastabilen Atome sind mit einem Atomstrahl im Grundzustand gemischt. Zur Erzeugung von polarisierten Ionen muß deshalb eine selektive Ionisation der metastabilen Atome erfolgen, die durch Ladungsaustauschprozesse möglich ist.

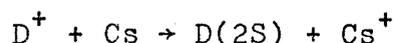
Ein Beispiel ist die von Donnally angegebene Ladungsaustauschreaktion mit Argon <sup>5)</sup>



Solche Ladungsaustauschprozesse können im allgemeinen auch mit dem Grundzustand stattfinden und sind daher nicht vollständig selektiv. Für die Anwendung als Quelle für polarisierte Ionen ist eine möglichst große Selektivität erforderlich. Ein Maß für die Selektivität  $s$  ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $\alpha$  und  $\beta$  der Ladungsaustauschreaktionen für den angeregten und den Grundzustand. Dann ist die Selektivität

$$s = \alpha/\beta$$

Die Erzeugung von metastabilen Atomen kann ebenfalls durch Ladungsaustauschreaktionen erfolgen. Allgemein wird die Ladungsaustauschreaktion mit Cäsium verwendet <sup>6)</sup>.



Die Intensität der erzeugten metastabilen Atome wird mit  $M$  bezeichnet. Gleichzeitig werden aber auch Atome im Grundzustand mit einer Intensität  $G$  erzeugt. Die Qualität einer solchen Ladungsaustauschreaktion für die Erzeugung von metastabilen Atomen wird durch den relativen Metastabilanteil  $m$  charakterisiert.

$$m = M / (M+G)$$

Wir haben eine Anzahl von Ladungsaustauschreaktionen für die selektive Ionisation und die Produktion von metastabilen Atomen untersucht, über die im folgenden berichtet wird.

## 2. Die selektive Ionisation zur Erzeugung negativer Ionen

Zur Untersuchung der Ladungsaustauschprozesse wurden Ausbeutemessungen in Abhängigkeit vom Druck in den Ladungsaustauschzellen durchgeführt. Das Meßverfahren wird an Hand der Fig. 2 erläutert.

Im oberen Teil ist ein typisches Beispiel für unsere Ausbeutemessungen gezeigt. Das Meßdiagramm wurde mit einem Zweikoordinaten-Schreiber aufgenommen. Die sehr gute Reproduzierbarkeit und Handlichkeit des Verfahrens gestattete es, eine größere Anzahl von Ladungsaustauschreaktionen systematisch zu untersuchen. Die Kurven sind verschiedene Intensitätsmessungen als Funktion des Argondruckes bei konstantem Cäsiumdruck. Zwei Kurven wurden in die untere Darstellung eingezeichnet: Aufgetragen ist die Totalintensität  $I_T^-$  und der Untergrund  $I_U^-$  als Funktion der Argonmassenbelegung. Die Totalintensität  $I_T^-$  ist die Intensität aller aus Atomen im metastabilen und im Grundzustand gebildeten negativen Ionen. Der Untergrund  $I_U^-$  wurde gemessen, indem alle metastabilen Atome vor der Ladungsaustauschreaktion gequencht wurden. Die Totalintensität  $I_T^-$  zeigt ein Maximum. Die Bildung der negativen Ionen ist also durch einen Absorptionsprozeß überlagert. Der Anstieg der Intensität im Nullpunkt jedoch wird nur durch den Wirkungsquerschnitt des Bildungsprozesses bestimmt. Deshalb kann man aus diesem Anstieg unabhängig von den Folgeprozessen Informationen über die selektive Ionisation gewinnen. Dazu ist es aber notwendig, die vollständige Druckabhängigkeit der Ladungsaustauschprozesse zu messen, was bisher noch in keiner der vorliegenden Untersuchungen durchgeführt wurde. Der Quotient aus den Anstiegen von Totalintensität und Untergrund ist intensitätsunabhängig; er wird im folgenden mit  $d$  bezeichnet. Man kann zeigen, daß

$$d = m (s-1) + 1$$

ist.

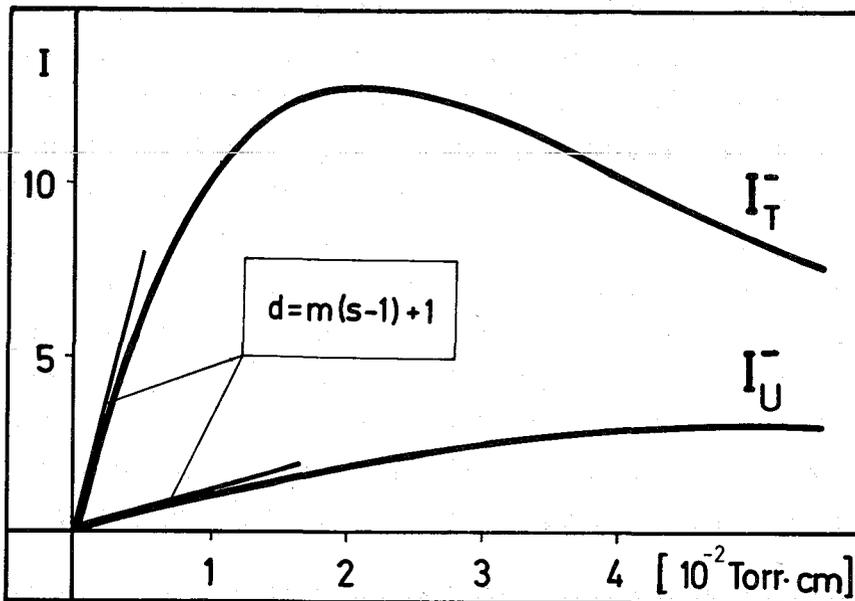
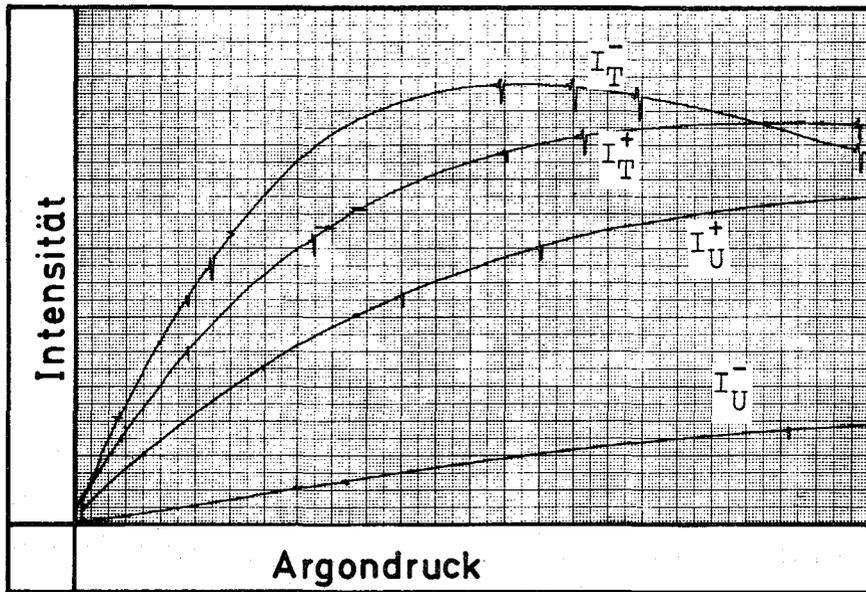


Fig. 2 Ausbeutemessungen als Funktion der Argonmassenbelegung

Der Quotient  $d$  ist mithin ein Maß für die Selektivität eines Ladungsaustauschprozesses. Bei konstantem Metastabilanteil  $m$  kann mit Hilfe der Meßgröße  $d$  die Selektivität verschiedener Ladungsaustauschreaktionen verglichen werden.

Es wurden Ausbeutemessungen für 9 verschiedene Gase bei verschiedenen Energien durchgeführt und jeweils die Größe  $d$  bestimmt. Die einfachste Größe zur Charakterisierung von Ladungsaustauschreaktionen ist ihr Energiedefekt  $\Delta E$ . In Fig. 3 ist deshalb  $d$  als Funktion des Energiedefektes dargestellt.

Die Messungen wurden für die Edelgase Helium, Neon, Argon, Xenon sowie für Wasserstoff, Deuterium, Stickstoff, Kohlendioxyd und Wasser durchgeführt und zwar bei 0,5, 1,0 und 5,0 keV. Zumindest bei niederen Energien ist keine eindeutige Zuordnung von Energiedefekt und Selektivität zu erkennen. Es müssen also noch speziellere Eigenschaften für die Ladungsaustauschreaktion in Betracht gezogen werden. Die Größe  $d$  nimmt für alle untersuchten Prozesse mit zunehmender Energie ab. Da der Metastabilanteil  $m$  anderen Untersuchungen zufolge sich in dem betrachteten Energiebereich nicht sehr stark ändert, bedeutet dies, daß auch die Selektivität mit der Energie abnimmt. Bei niedrigen Energien zeichnet sich Argon durch eine besonders große Selektivität aus. Die Meßpunkte für Argon sind durch Fehlerangaben gekennzeichnet. Bei 0,5 keV ist  $d$  für Argon der Quotient aus einer sehr großen und einer sehr kleinen Meßzahl, deshalb ergibt sich hier der größte absolute Fehler. Die Fehler der übrigen Messungen sind mit dem für Argon bei 1 keV vergleichbar. Die Energieabhängigkeit von  $d$  für Argon ist in Fig. 4 noch einmal gesondert dargestellt. Dies ist von besonderem Interesse, da hierfür vergleichbare Ausbeutemessungen von Donnally <sup>5)</sup> vorliegen.

Links sind die von Donnally veröffentlichten Ausbeutemessungen zitiert. Die Totalintensität zeigt ein ausgeprägtes Maximum. Der Untergrund scheint nur wenig mit der Energie zu variieren. Hiernach ist zu erwarten, daß die Selektivität bei 1 keV Deuteronenenergie ebenfalls ein Maximum hat. Der Quotient aus beiden Ausbeutekurven ist ein Maß für die Selektivität. Der aus den Ausbeutekurven berechnete Quotient  $d$  ist im rechten Teil logarithmisch als Funktion der Energie dargestellt. Zum Vergleich wurden unsere Meßwerte für die Selektivität eingetragen. Die Meßwerte liegen alle erheblich niedriger. Das Maximum bei 1 keV kann nicht bestätigt werden.

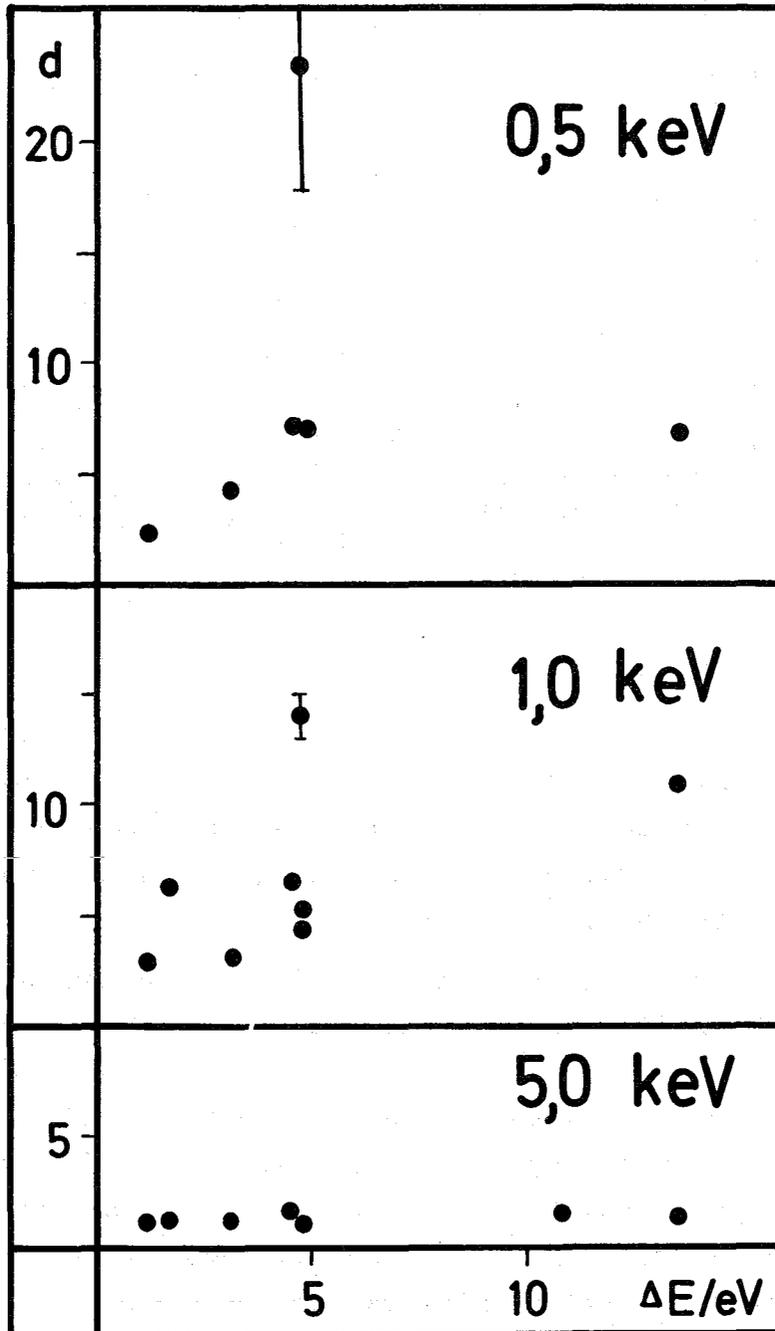
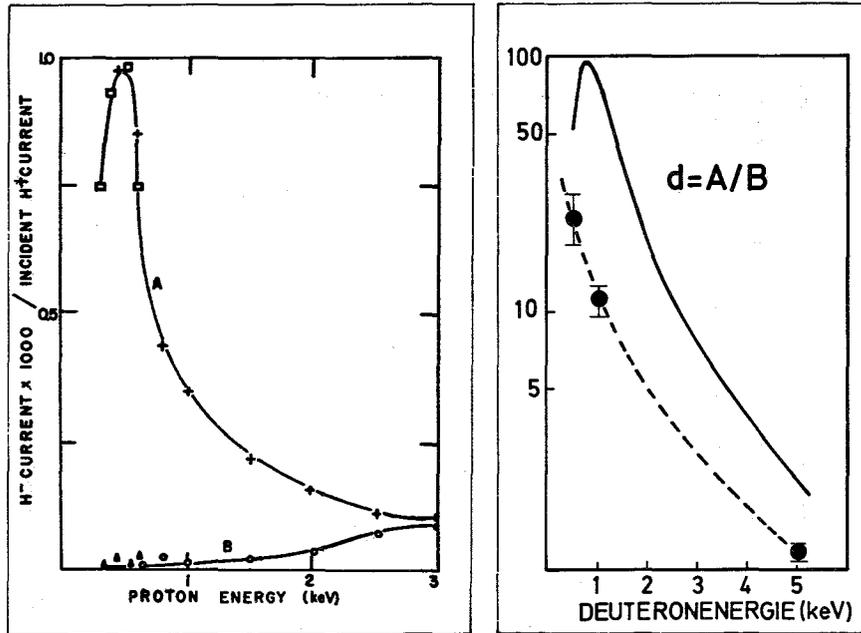


Fig. 3 Der Quotient  $d$  als Funktion des Energiedefektes  $\Delta E$  für Xe, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, A, D<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, Ne, He bei drei verschiedenen Energien.



a)

b)

Fig. 4 a) Der Quotient von erzeugten  $H^-$ -Ionen  $\times 1000$  zu einlaufenden  $H^+$ -Ionen als Funktion der Energie der primären Protonen nach Messungen von Donnally <sup>6)</sup> et al.

b) Das Verhältnis  $d = A/B$  (berechnet aus den Kurven in Fig. 4a) und die von uns gemessenen Werte.

Die Untersuchung der selektiven Ionisation zur Erzeugung von polarisierten negativen Deuteronen zeigt, daß höhere Selektivität bei niedrigeren Energien erreicht wird, und daß dort Argon, wie schon aus den Messungen von Donnally bekannt war, die größte Selektivität von allen untersuchten Gasen hat.

### 3. Erzeugung polarisierter positiver Ionen

Die Erzeugung von positiven Ionen kann ebenfalls durch eine selektive Ionisation erfolgen. Die Ladungsaustauschreaktionen von metastabilen Wasserstoffatomen mit beliebigen Gasen liefern nicht nur negative, sondern auch positive Ionen. Wir haben neun verschiedene Gase untersucht. Als Beispiel seien hier Ausbeute- und Polarisationsmessungen an Deuterium wiedergegeben.

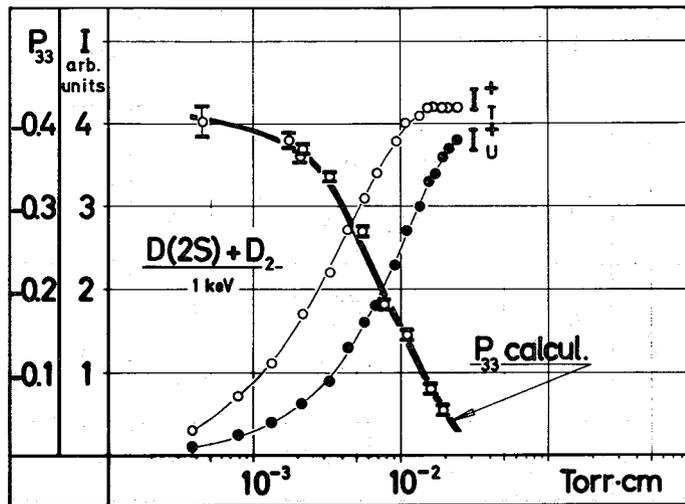


Fig. 5 Die Erzeugung polarisierter positiver Ionen durch Ladungsaustausch mit Deuterium. Die stark ausgezogene Kurve zeigt die aus den Intensitäten  $I_T^+$  und  $I_U^+$  berechnete Komponente  $P_{33}$  der Tensorpolarisation. Die Meßpunkte wurden über die Asymmetrie der Neutronenverteilung aus der  $T(d,n)^4\text{He}$ -Reaktion berechnet. Die Fehlerbalken enthalten nur die statistischen Fehler.

Dargestellt ist die Totalintensität  $I_T^+$  und der Untergrund  $I_U^+$  als Funktion der Wasserstoffmassenbelegung. Aus der Totalintensität und dem Untergrund wurde die Polarisation berechnet. Die Meßwerte wurden aus der Asymmetrie der Neutronenverteilung der Tritiumreaktion bei 150 keV bestimmt. Sie stimmen außerordentlich gut mit dem berechneten Kurvenverlauf überein.

Die Meßergebnisse für die anderen untersuchten Gase sind in Fig. 6a) und b) zusammengestellt.

Die Größe  $d$ , die die Selektivität charakterisiert, ist als Funktion der Energie für neun verschiedene Gase eingetragen. Alle Ladungsaustauschreaktionen sind selektiv, da  $d$  immer größer als 1 ist. Die Werte sind nicht sehr unterschiedlich,



insbesondere existiert bei den untersuchten Gasen keines, das eine so große Selektivität für die Erzeugung von positiven Ionen, wie das Argon für die Erzeugung von negativen Ionen hat. Kürzlich durchgeführte Untersuchungen mit Halogenen als Ladungsaustauschpartner für die selektive Ionisation zur Erzeugung von positiven Ionen zeigten, daß die Ladungsaustauschreaktion mit Jod eine nahezu gleichgroße Selektivität aufweist, wie die Ladungsaustauschreaktion mit Argon. Dies ist offenbar auf den kleinen Energiedefekt dieser Ladungsaustauschreaktion zurückzuführen <sup>7)8)</sup>.

Gemeinsam ist die Abnahme der Selektivität mit zunehmender Energie. Diese Eigenschaft von  $d$  wurde auch schon bei der Erzeugung von negativen Ionen beobachtet. Anscheinend ist dies eine allgemeine Eigenschaft der selektiven Ionisation. Man kann dies auch verstehen, wenn man annimmt, daß sich der selektive Ionisationsprozeß mit der Pseudo-crossing-Theorie beschreiben läßt. Dies soll mit Hilfe der Fig. 6b) etwas näher erklärt werden.

Hier ist ein Beispiel für den Verlauf der Wirkungsquerschnitte  $\alpha$  und  $\beta$  als Funktion der Energie eingezeichnet, wie er sich aus der Rechnung von Moiseiwitsch <sup>11)</sup> ergibt. Wegen des größeren Energiedefektes tritt das Maximum des Wirkungsquerschnittes  $\beta$  für den Grundzustand bei höherer Energie auf als das Maximum von  $\alpha$ . Der Quotient aus beiden Wirkungsquerschnitten stellt den Verlauf der Selektivität mit der Energie dar. Die Selektivität nimmt zunächst stark, und später langsam mit der Energie ab. Genau dieses Verhalten wurde aber auch bei allen experimentell untersuchten selektiven Ionisationsprozessen gefunden.

Der Vollständigkeit halber ist noch anzuführen, daß wir bisher nur eine einzige Ladungsaustauschreaktion gefunden haben, für die  $d$  kleiner als 1 ist. Es ist dies die Ladungsaustauschreaktion mit Cäsium



Der Wirkungsquerschnitt für den angeregten Zustand ist kleiner als der für den Grundzustand, es findet sozusagen eine "selektive Ionisation des Grundzustandes" statt. Aus den Ausbeutemessungen für diese Reaktion kann man herleiten, daß der Metastabilanteil  $m > 15\%$  ist.

#### 4. Die Erzeugung angeregter Atome

Metastabile Atome kann man durch Ladungsaustauschprozesse erzeugen. Deshalb haben wir auch hier druckabhängige Ausbeutekurven für verschiedene Gase untersucht. Als Beispiel wird eine für Cäsium aufgenommene Kurven-

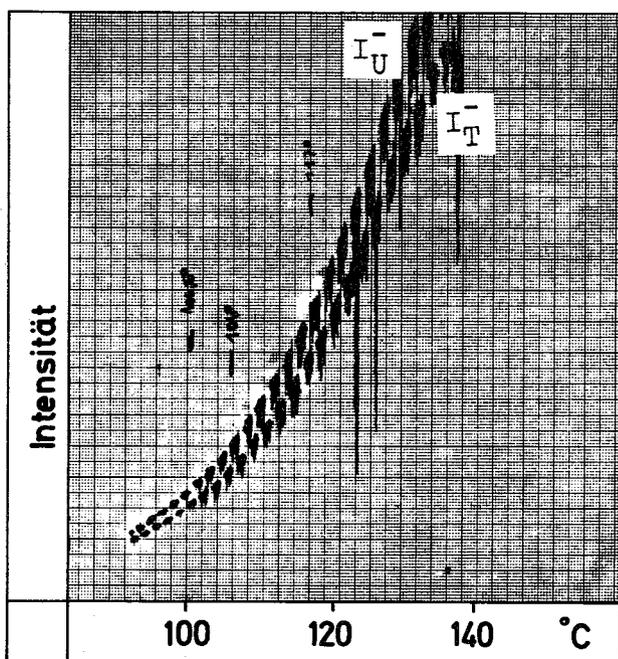


Fig. 7 Messung der Totalintensität  $I_T^-$  und des Untergrundes  $I_U^-$  als Funktion der Temperatur des Cs-Vorrates. Bei der Messung des Untergrundes  $I_U^-$  wurden alle metastabilen Atome durch ein elektrisches Feld gequencht.  $I_U^-$  ist größer als  $I_T^-$ .

schar diskutiert. (Fig. 8)

Im oberen Teil sind die mit dem Zweikoordinaten-Schreiber aufgenommenen Ausbeutekurven als Funktion der Cäsiumtemperatur wiedergegeben. Dieselben vier Kurven sind im unteren Teil als Funktion des Cäsium-Dampfdruckes dargestellt. Die mit  $\oplus$  gekennzeichnete Kurve zeigt die Absorption des positiven Primärstrahles mit zunehmendem Cäsiumdruck. Zugleich entstehen mit großer Intensität negative Ionen; diese Kurve ist mit  $\ominus$  gekennzeichnet. Da die negativen Ionen über einen neutralen Zwischenzustand gebildet werden, muß ein intensiver Neutralstrahl erzeugt werden. Der Nachweis erfolgt durch Ladungsaustausch mit Argon bei konstantem Argondruck.

Die Totalintensität  $I_T^-$  und der Untergrund  $I_U^-$  sind eingezeichnet. Das Auftreten eines Maximums bei  $I_T^-$  zeigt, daß der Bildung von Metastabilen Folgeprozesse überlagert sind. Informationen über den Bildungsprozeß können auch hier nur aus dem Verhältnis  $d$  der Anstiege der Totalintensität und des Untergrundes im Nullpunkt entnommen werden. Die Messungen, die über die anderen untersuchten Gase vorliegen, sind in Fig. 9 zusammengestellt.

Dargestellt ist die gemessene Größe  $(d-1)$  als Funktion von  $\Delta E$ , wobei  $\Delta E$  der Energiedefekt der Ladungsaustauschreaktion zur Erzeugung der metastabilen Atome ist. Die Differenz  $(d-1)$  ist proportional dem Metastabilanteil  $m$ , da  $s$  konstant gehalten wurde. Die Ladungsaustauschreaktion mit Cäsium, die durch einen sehr kleinen Energiedefekt von nur 0,5 eV gekennzeichnet ist, liefert bei weitem den höchsten Metastabilanteil  $m$ .

Die strichliert eingetragene Kurve ist eine Abschätzung des Metastabilanteiles. Hierzu wurden die im unteren Teil der Abbildung wiedergegebenen Wirkungsquerschnitte benutzt. Diese sind als Funktion des Energiedefektes  $\Delta E$  angegeben und wurden Rechnungen von Boyd und Dalgarno, sowie von Rapp und Francis entnommen. Der Verlauf von  $m$  wird recht gut wiedergegeben. Da außer den Alkalimetallen keine Ladungsaustauschpartner mit einem ähnlich kleinen Energiedefekt wie bei Cäsium bekannt sind, kann das Cäsium offenbar nicht durch eine einfacher zu handhabende Substanz ersetzt werden.

##### 5. Anwendung als Quelle für polarisierte Deuteronen

In Karlsruhe haben wir eine Lambshiftquelle für polarisierte Deuteronen an einer 800 keV Kaskade, die für den Tandembetrieb vorgesehen ist, installiert. Im Strahlführungssystem und bei der Beschleunigung bis in die Hochspannungskuppel treten keine Intensitätsverluste auf. Wir haben dort die Polarisation mit Hilfe der Tritiumreaktion gemessen. Die Meßwerte liegen etwa 15 % niedriger als erwartet. Diesen Effekt konnten wir quantitativ klären. Die Hochfrequenzionenquelle produziert nämlich einen Neutralstrahl von etwa 5 keV Energie, der bei der z.Z. angewandten Geometrie teilweise in den Ladungsaustauschzellen negativ umgeladen wird und den unpolarisierten Untergrund nahezu verdoppelt.

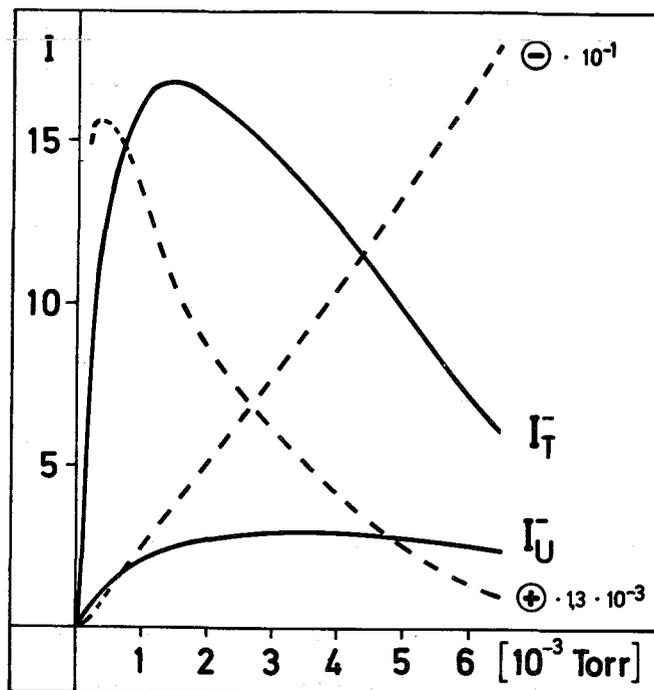
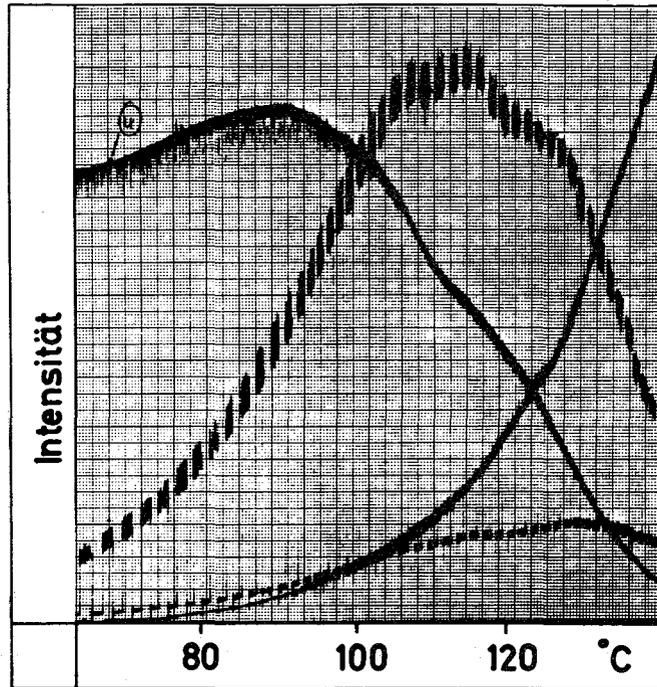


Fig. 8 Die Ladungsaustauschprozesse in der Cäsium-Zelle

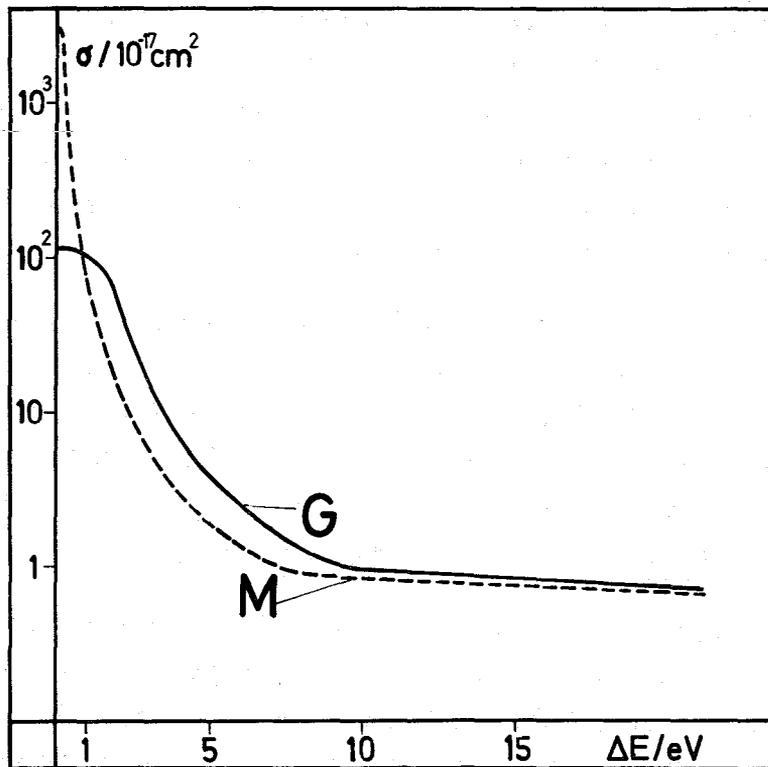
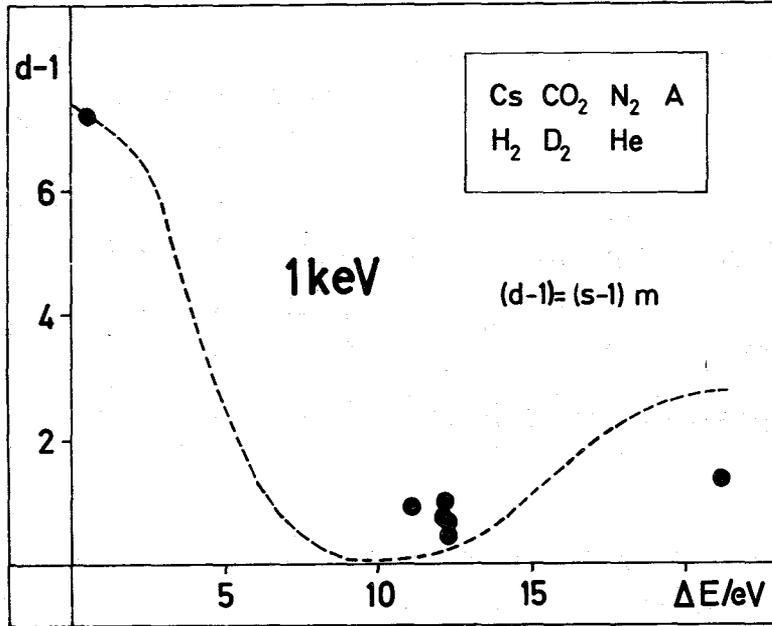


Fig. 9 Die Größe  $(d-1)$  als Funktion des Energiedefektes  $\Delta E$  und der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Bildung von Grundzustand und angeregtem Zustand nach <sup>9)</sup> und <sup>10)</sup>.

Die Werte, die wir bisher mit der Lambshiftquelle erreichten, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

|  | Lambshiftquelle |                |
|--|-----------------|----------------|
|  | D <sup>+</sup>  | D <sup>-</sup> |
| Intensität/nA  | 150             | 150            |
| Tensorpolarisation   | 0,35            | 0,7            |
| Emittanz <sup>2</sup> /p <sup>2</sup> =cm <sup>2</sup> rad <sup>2</sup> eV | 0,5             | 0,5            |

Für polarisierte positive und negative Deuteronen wird eine Intensität von 150 nA erreicht. Für negative Ionen beträgt die Polarisation  $P_{33} = -0,7$ , für positive Ionen wurde  $-0,35$  gemessen.

Bei der Anwendung als Quelle polarisierter Ionen für einen Beschleuniger ist das Quadrat der Emittanz (hier in  $\text{cm}^2 \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{eV}$  angegeben) eine wesentliche Größe, da dieses Quadrat umgekehrt proportional der Phasenraumdicke ist. Kleine Emittanzwerte sind besonders vorteilhaft, da sie eine Anpassung an die Beschleunigerakzeptanz ohne Intensitätsverlust zulassen.

Dieses Emittanzquadrat beträgt bei unserer Lambshiftquelle 0,5 und ist damit um einen Faktor 50 besser als bei anderen Verfahren zur Erzeugung von polarisierten Ionen. Da die Intensität bei negativen Ionen außerdem noch größer ist, als die bisher mit anderen Verfahren erreichte, ist die Lambshiftquelle z.Z. die beste polarisierte Ionenquelle für einen Tandembeschleuniger.

Neuere Untersuchungen <sup>7)8)</sup> zeigen, daß sich die Lambshiftquelle auch dann sehr vorteilhaft einsetzen läßt, wenn polarisierte positive Ionen benötigt werden. Verwendet man statt Argon Jod für die selektive Ionisation, so lassen sich positive Ionen mit doppelt so großer Intensität und nahezu gleicher Polarisation wie bei der Verwendung von Argon erzeugen.

Literaturverzeichnis

- 1) H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,  
Z. Phys. 224, (1969), 486
- 2) V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,  
Z. Phys. 231, (1970), 98
- 3) W.E. Lamb, R.C. Retherford, Phys.Rev. 79, (1950), 549
- 4) P.G. Sona, Energia Nucleare 14, (1967), 295
- 5) B.L. Donnally, W. Sawyer, Phys.Rev.Lett. 15, (1965), 439
- 6) B.L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer, M. Schultz,  
Phys.Rev.Lett. 12, (1964), 502
- 7) L.D. Knutson, to be published in Physical Review A2
- 8) H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,  
Nucl.Instr.Meth. 87, (1970), 155
- 9) T.J.M. Boyd, A. Dalgarno, Proc.Phys.Soc., 72, (1958), 694
- 10) D. Rapp, W.E. Francis, J. Chem. Phys. 37, (1962), 2631
- 11) B.L. Moiseiwitsch, J. Atmospheric and Terres. Phys. 23,  
Spec. Suppl., 2, (1955), 23

