

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

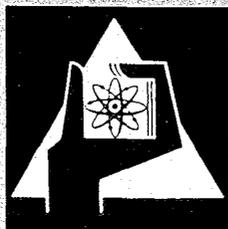
April 1969

KFK 962

Institut für Experimentelle Kernphysik

Erzeugung eines polarisierten Deuteronenstrahls aus
Wasserstoffatomen im metastabilen $^2S_{1/2}$ - Zustand

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



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1969

KFK 962

Institut für Experimentelle Kernphysik

Erzeugung eines polarisierten Deuteronenstrahls aus
Wasserstoffatomen im metastabilen $2\ S_{1/2}$ -Zustand.

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

Gruppenbericht auf der Frühjahrstagung des Fachaus-
schusses Kernphysik der Deutschen Physikalischen
Gesellschaft

Freudenstadt 24. - 28. März 1969

vorgetragen von D. Finken

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

Abstract:

For the production of polarized hydrogen or deuterium ion beams a method which makes use of the different lifetimes of the metastable $2S_{1/2}$ state and the $2P_{1/2}$ state of the hydrogen atom (Lambshift source) was studied. This method has the advantage of producing intense negative ion beams which have high density of particles in the phase space volume. A tensorpolarization of $P_{33} = -0.70 \pm 0.01$ was achieved by the use of static magnetic fields. The tensorpolarization was obtained by neutron asymmetry measurement with the $T(d, n)^4\text{He}$ reaction. The polarization can be predicted from the experimental values for the ion beam intensities. Investigations of the beam emittance and acceptance were carried out to optimize the ion optic of the primary proton or deuteron beam. With an improved electrostatic lens system a beam intensity of 150 nA negative deuteron ions was achieved. Polarized positive deuteron beams were produced by charge exchange of polarized metastable $D(2S)$ atoms with hydrogen, deuterium and helium. The quenching rate was investigated as a function of beam energy. For the positive and negative ions the polarization decreases slowly with the energy for all investigated charge exchange reactions.

1. Einleitung

In den letzten Jahren hat sich das Interesse an polarisierten Ionenstrahlen erheblich gesteigert, da in der Kernphysik und Hochenergiephysik solche Strahlen zur Untersuchung von Polarisierungseffekten benötigt werden.

Zur Erzeugung polarisierter Wasserstoff- und Deuteriumstrahlen gibt es zwei Verfahren. Das erste ist das sicher gut bekannte von Clausnitzer, Fleischmann und Schopper¹⁾, das die Hyperfeinstrukturzustände mit starken, inhomogenen, fokussierenden Magnetfeldern räumlich trennt und so einen polarisierten Atomstrahl erhält, der anschließend durch Elektronenstoß ionisiert wird.

Das zweite Verfahren nutzt nach einem Vorschlag von Lamb und Retherford²⁾ die sehr unterschiedliche Lebensdauer der Hyperfeinstrukturen im Magnetfeld aus. Die Fig. 1 soll das Verfahren erläutern: Die Fig. zeigt das Breit-Rabi Diagramm des Deuteriums. Links sind die Feinstruktur-niveaus des ersten angeregten Zustandes eingezeichnet. Die Lebensdauer des $S_{1/2}$ Niveaus beträgt im feldfreien Raum $1/7$ sec; es wird deshalb als metastabil bezeichnet. Die Lebensdauer des $P_{1/2}$ Niveaus beträgt dagegen nur 10^{-9} sec. Das $P_{1/2}$ und das $S_{1/2}$ Niveau sind durch die Lambshift getrennt. Das hat zur Folge, daß die S und P Hyperfeinstruktur-niveaus im Magnetfeld bei etwa 570 Oe einen Schnittpunkt haben. Überlagert man diesem Magnetfeld von 570 Oe ein schwaches elektrisches Feld, so wird die Lebensdauer der drei oberen und der drei unteren metastabilen Zustände extrem verschieden.

Diesen Effekt kann man ausnutzen, um einen Atomstrahl zu erzeugen, dessen metastabiler Anteil eine einheitlich ausgerichtete Hüllenspolarisation besitzt. Durch Übergang in ein schwaches Magnetfeld kann man die Hüllenspolarisation auf den Kern übertragen. Man erhält eine Tensorpolarisation $P_{33} = -1/3$.

In Fig. 2 ist dargestellt, wie man dieses physikalische Verhalten ausnutzen kann, um einen Strahl polarisierter Ionen zu erzeugen: In einer Cäsiumzelle³⁾ werden positive Deuteronen von 1 keV Energie durch Ladungsaustausch in metastabile Deuteriumatome umgewandelt. Im anschließenden kombinierten elektrischen und magnetischen Feld erhält man einen Atomstrahl, dessen metastabiler Anteil polarisiert ist. Beim Übergang in das schwache Helmholtzfeld wird die Hüllenspolarisation auf den Kern übertragen. In der Argonzelle⁴⁾ findet ein

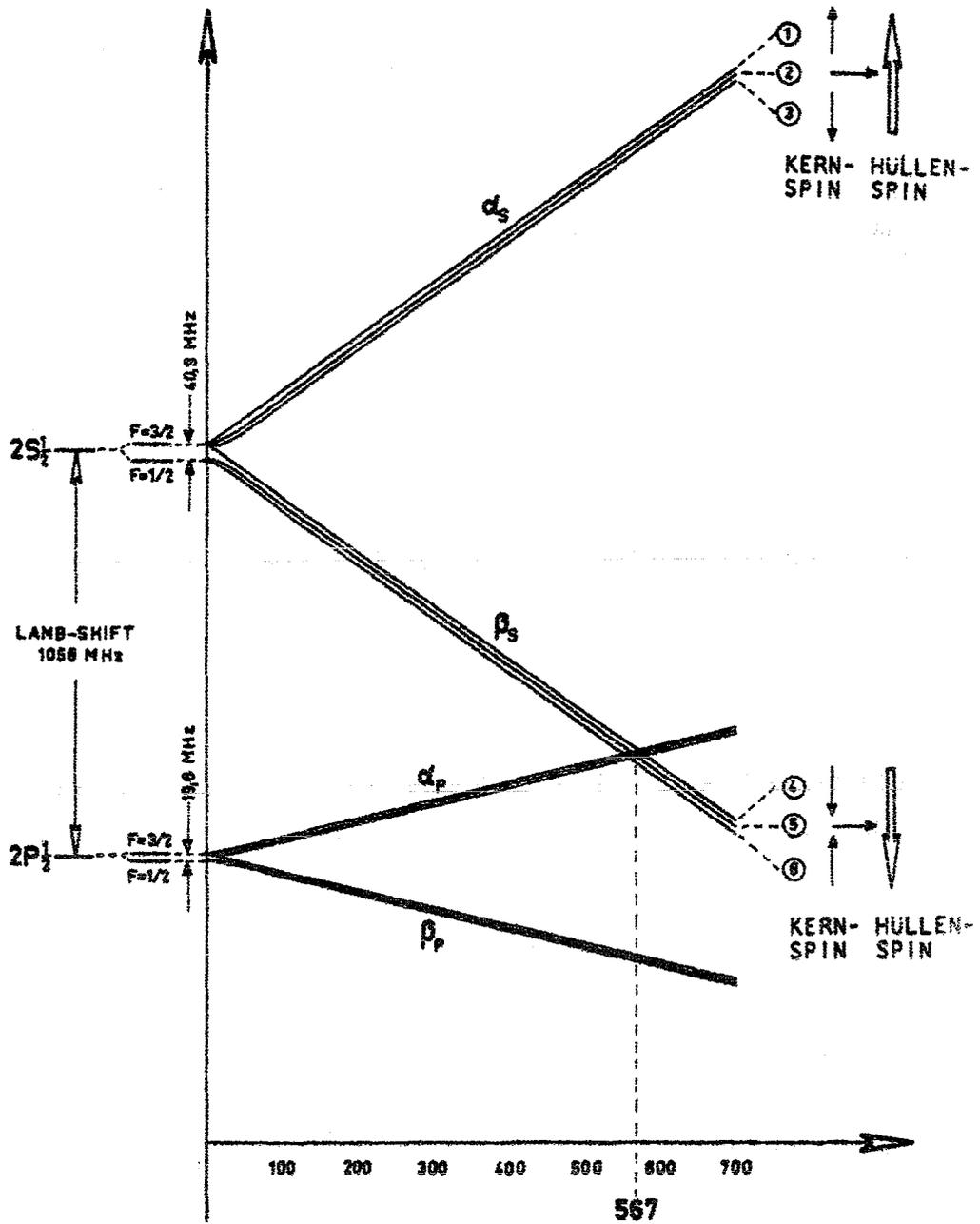


Fig. 1 Das Breit-Rabi Diagramm für die angeregten Zustände des Deuteriums.

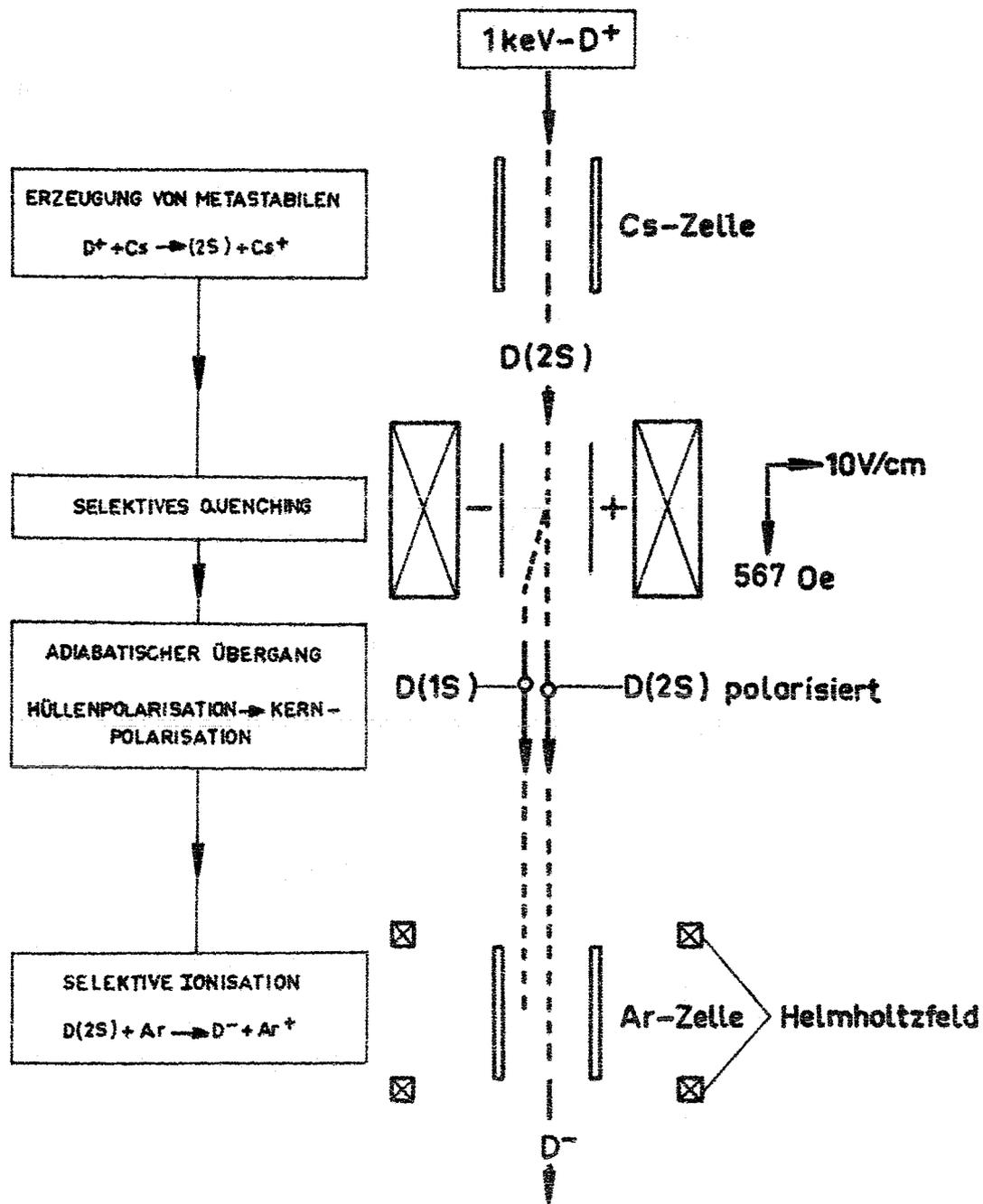


Fig. 2 Prinzipieller Aufbau der Lambshift-Quellen.

Ladungsaustausch statt, der bevorzugt die metastabilen, polarisierten Atome in negative Ionen umwandelt. Dieser Vorgang wird als selektive Ionisation bezeichnet. Bei dieser Ionisation bleibt die Polarisation erhalten.

Das oben beschriebene Verfahren liefert eine Maximalpolarisation von $P_{33} = -1/3$. Eine Polarisationserhöhung ist durch andere Auswahl der Hyperfeinstrukturzustände möglich. Dazu gibt es zur Zeit zwei Verfahren:

Beim ersten kann man nach einem Vorschlag von Sona⁵⁾ durch zwei entgegengesetzt gerichtete magnetische Quenchingfelder die Polarisation auf -1 erhöhen.

Das zweite, völlig andere Verfahren arbeitet mit einem Spinfiler, das einzelne Zustände aussortiert; dadurch kann man die Polarisation zwischen ihren Maximalwerten von +1 bis -2 variieren. Dieses Spinfiler nach McKibben und Ohlsen⁶⁾ bietet große experimentelle Schwierigkeiten, da die magnetischen Felder und die Hochfrequenzfelder sehr genau eingestellt werden müssen.

Die Tabelle zeigt einen Querschnitt durch uns bekannte Resultate für die Erzeugung negativer Deuteriumionen, die mit solchen Quellen erreicht wurden¹¹⁾:

Gruppe	Strom	P_{33}	P_{33} (Sona)	P_{33} (Spinfiler)
Yale	4 nA	-0.23		
Mailand	4 nA	-0,26		
Wisconsin	20 nA	-0,31		
Karlsruhe	50 nA	-0,31		
Notre Dame	42 nA		-0,90	
	10 nA	-0,32		
	4 nA		-0,829	
Los Alamos	600 nA			(+0,78)
	450 nA			(-1,40)

Tabelle Resultate für die Erzeugung negativer Deuteriumionen.

Bisher wurden Ströme von 4 bis 50 nA erreicht; auffallend ist eine Steigerung auf 600 nA, die kürzlich aus Los Alamos berichtet wurde.

Die Polarisierungen liegen zwischen $-0,23$ und $-0,32$ bei den Quellen, die mit nur einem Quenchingmagnet arbeiten. Mit der Methode von Sona wurden Werte von $-0,829$ und $-0,90$ erreicht.

Die Gruppe in Los Alamos arbeitet mit einem Spinfilter. Nach der letzten Veröffentlichung⁷⁾ erreichen sie 600 und 450 nA negative Deuteriumionen bei Kernpolarisationen von $+0,78$ und $-1,40$. Diese Polarisation ist nicht über eine Kernreaktion gemessen, sondern aus Intensitätsmessungen vorausgesagt. Deshalb ist sie in der Tabelle in Klammern angegeben.

Die Lambshift-Quellen haben einige günstige Eigenschaften:

1. Sie besitzen eine kleine Emittanz.
2. Sie liefern negative Ionen, was für den Betrieb an einem Tandembeschleuniger notwendig ist.
3. Die Ionisierung erfolgt im schwachen Feld, wodurch die Polarisationsrichtung leicht geändert werden kann.

2. Physikalische Probleme und Ziele

Um das Verfahren weiter zu entwickeln, hat sich unsere Gruppe mit folgenden physikalischen Problemen befasst:

1. Umbesetzung von angeregten, metastabilen Zuständen zur Erhöhung der Polarisation.
2. Ionenoptische Untersuchungen zur Erhöhung der Intensität.
3. Untersuchung von Ladungsaustauschreaktionen zur Erzeugung positiver Ionen.

3. Polarisationserhöhung

Da ist zunächst also die Frage, wie man die Hyperfeinstrukturzustände umbesetzen kann. Bei Atomstrahlquellen geht das nach einem Vorschlag von Abragam und Winter⁸⁾ mit Hilfe von Hochfrequenzübergängen. Bei den Atomstrahlquellen haben die Atome jedoch nur thermische Geschwindigkeiten, während die Lambshift-Quellen mit 1 keV Deuteronen arbeiten. Die Geschwindigkeit ist deshalb einen Faktor 100 höher; das Verfahren scheint bei Lambshift-Quellen nicht realisierbar zu sein.

Ein zweiter Vorschlag stammt von Sona⁵⁾ und soll an Hand der Fig. 3 erläutert werden. Links oben ist die Cäsiumzelle, rechts die Argonzelle angedeutet. Dazwischen liegen zwei Quenchingmagnete, deren Felder entgegengesetzt gepolt sind. Im unteren Bildteil ist die Wirkung dieser Felder skizziert:

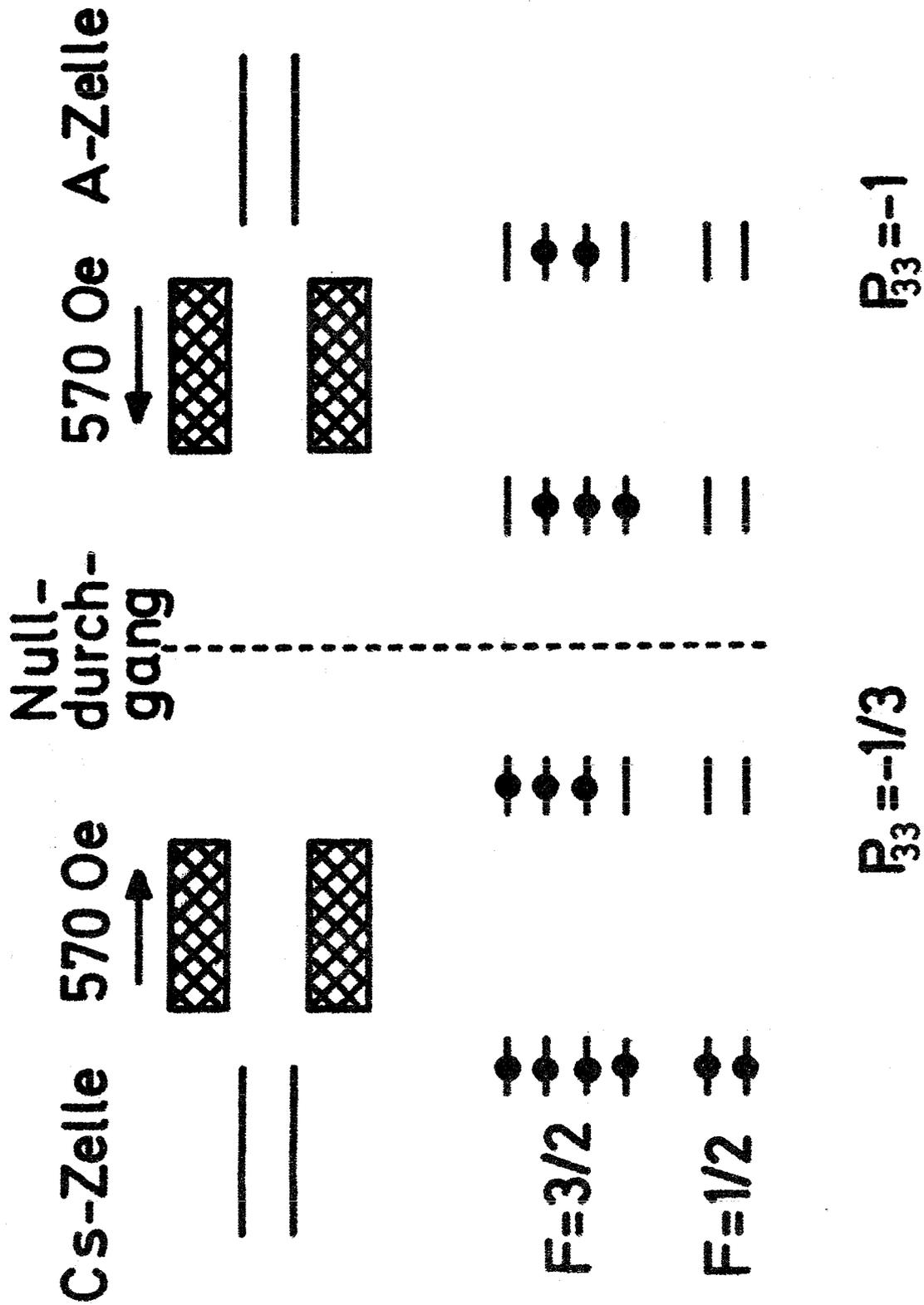


Fig. 3 Prinzip der Polarisationserhöhung nach dem Vorschlag von Sona.

Die Linien sollen die vier $F=3/2$ und die beiden $F=1/2$ Energieniveaus andeuten. Die Punkte geben an, welche dieser Niveaus besetzt sind. In der Cäsiumzelle werden metastabile, angeregte Atome im 2S-Zustand erzeugt: alle Zustände sind gleichbesetzt. Durchläuft der Strahl den ersten Magneten, so werden die unteren drei Zustände in den Grundzustand überführt: man erhält eine Tensorpolarisation $P_{33} = -1/3$.

Da die Felder der beiden Magnete entgegengerichtet sind, geht zwischen den Magneten das Feld durch den Nullpunkt. Erfolgt dieser Nulldurchgang nichtadiabatisch, so werden die restlichen drei Zustände umbesetzt: statt der oberen drei $F=3/2$ Zustände sind jetzt die unteren drei besetzt. Im zweiten Quenchingmagnet wird der untere Zustand wieder gequenchet. Es ergibt sich die Tensorpolarisation $P_{33} = -1$. Die Polarisation erhöht sich um einen Faktor drei; das läßt, da unsere bisherigen Werte bei $-0,31$ lagen, ein P_{33} von $-0,93$ erwarten. Dieser Wert wird auch erreicht⁹⁾.

4. Erhöhung der Intensität

Die Eigenschaften eines Ionenstrahls beschreibt man am besten im Phasenraum. Eine geeignete Größe dazu ist die Emittanz. Die Emittanz der Ionenquelle und die Akzeptanz des Systems aus Cäsium- und Argonzelle müssen einander angepaßt sein. Da zwischen diesen Zellen die Teilchen neutral sind, ist eine Fokussierung nicht möglich. Fig. 4 zeigt, wie das Emittanz- und das Akzeptanzdiagramm aussehen. Aufgetragen ist der Impuls in x-Richtung dividiert durch die Wurzel aus der doppelten Masse gegen die Entfernung x von der Strahlachse. Senkrecht liegt das Emittanzdiagramm der Ionenquelle, waagrecht das Akzeptanzdiagramm des Zellsystems. Die Diagramme wurden gerechnet für das Ende des Austrittskanals der Ionenquelle und für das Ende der Cäsiumzelle. Für die Emittanz ergibt sich der Wert $1.4 \text{ cm rad eV}^{1/2}$, die Akzeptanz des Zellsystems beträgt $0.7 \text{ cm rad eV}^{1/2}$. Für die Dimension $\text{cm rad eV}^{1/2}$ möchte ich die Bezeichnung p (in Anlehnung an Phasenraum) einführen.

Wie die Abbildung zeigt, muß man versuchen, die Emittanzfläche der Ionenquelle durch ein geeignetes Linsensystem so zu drehen, daß die Akzeptanzfläche überdeckt wird. Dieses ionenoptische Problem wurde in einer getrennten Anordnung untersucht. Um das Problem zu lösen, muß man den Kanal der Ionenquelle auf das System aus Cäsium- und Argonzelle abbilden. Zur Vermeidung von Abbildungsfehlern wurden die Randstrahlen ausgeblendet. Dadurch beschneidet man den Phasenraum, jedoch

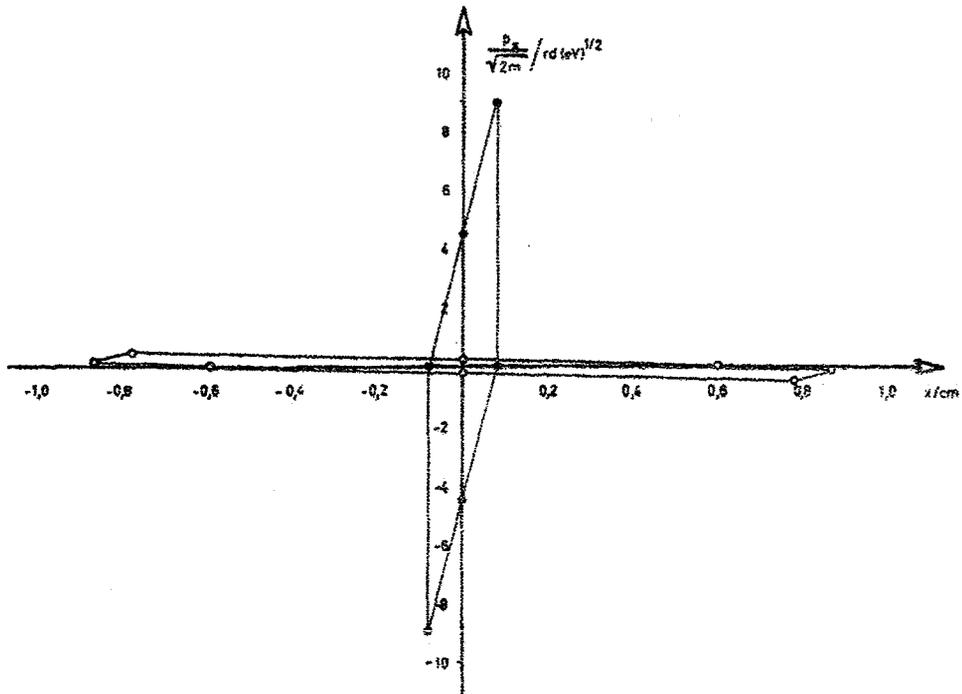


Fig. 4 Das Emittanzdiagramm, berechnet für den Ausgang des Kanals der Ionenquelle und das Akzeptanzdiagramm des Zellsystems, berechnet für den Ausgang der Cs-Zelle

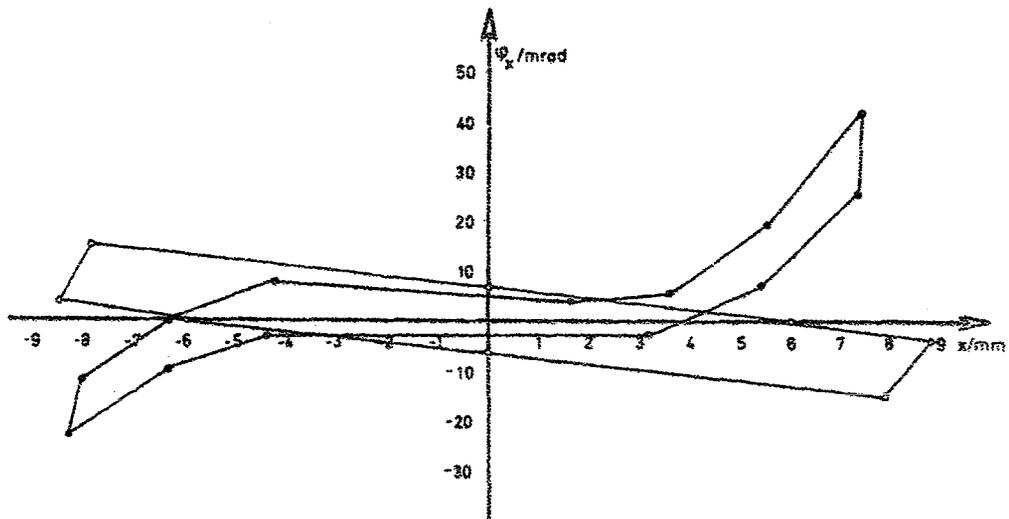


Fig. 5 Das berechnete Akzeptanzdiagramm und ein gemessenes Emittanzdiagramm (beide für den Ausgang der Cs-Zelle)

ist der Durchmesser der Blende so gewählt, daß die Emittanz noch so groß wie die Akzeptanz ist.

In Fig. 5 ist gezeigt, inwieweit die Emittanz gedreht werden konnte. Aufgetragen ist der Abstand von der Strahlachse und der Winkel φ_x , den man erhält, wenn man den Impuls p_x durch den Gesamtimpuls p dividiert. Eingezeichnet ist wieder das gerechnete Akzeptanzdiagramm des Systems aus Cäsium- und Argonzelle. Das Emittanzdiagramm wurde in der getrennten Anordnung an einer Stelle gemessen, die dem Ausgang der Cäsiumzelle entsprach. Bei der Messung betrug der Gesamtstrom 160 μA .

Mit der nach diesen Gesichtspunkten entwickelten Anordnung konnten wir an unserer Lambshift-Quelle den Strom für die polarisierten, negativen Deuteriumionen auf 150 nA erhöhen. Die Messungen zeigen, daß noch Schwierigkeiten durch Raumladungseffekte und Wandaufladungen auftreten, nach deren Beseitigung wir eine weitere Steigerung der Intensität erwarten.

5. Erzeugung von positiven Deuteriumionen

Will man eine Lambshift-Quelle als Quelle für einen Beschleuniger, z.B. ein Zyklotron oder einen Linearbeschleuniger, einsetzen, dann ist es vorteilhaft, statt einer Quelle negativer Ionen eine solche zu besitzen, die positive Ionen liefert. Wir haben deshalb versucht, mit einer neuen Ladungsaustauschreaktion¹⁰⁾, die stark selektiv sein soll, aus den metastabilen, polarisierten Atomen positive Ionen zu erzeugen. Selektiv heißt, daß die metastabilen Atome bevorzugt ionisiert werden. Um die Selektivität eines Gases festzustellen, wurden folgende Messungen gemacht:

1. Es wurde die Totalintensität I_T^+ aller im Gas gebildeten positiven Ionen gemessen. Es ist

$$I_T^+ = I_M \cdot f(x) + I_G \cdot g(x) \quad (1)$$

I_M = Intensität der metastabilen Atome

I_G = Intensität der Atome im Grundzustand

x = Massenbelegung der Gaszelle

$f(x)$ und $g(x)$ sind Ausbeutefunktionen

2. Es wurde die Untergrundintensität I_U^+ gemessen. Diese Untergrundintensität ergibt sich, wenn man alle metastabilen Atome durch ein elektrisches Feld in den Grundzustand überführt.

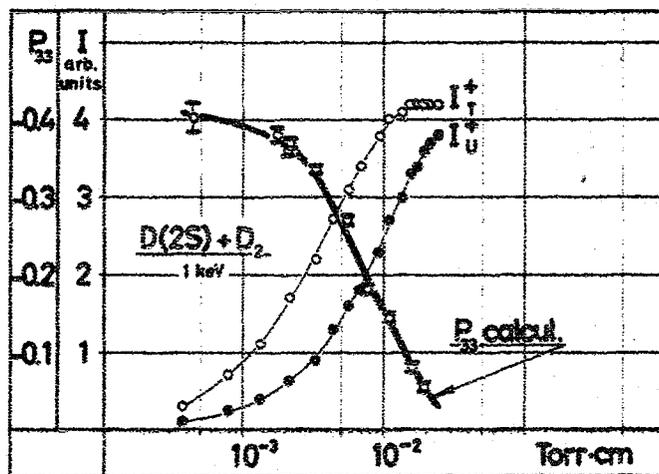
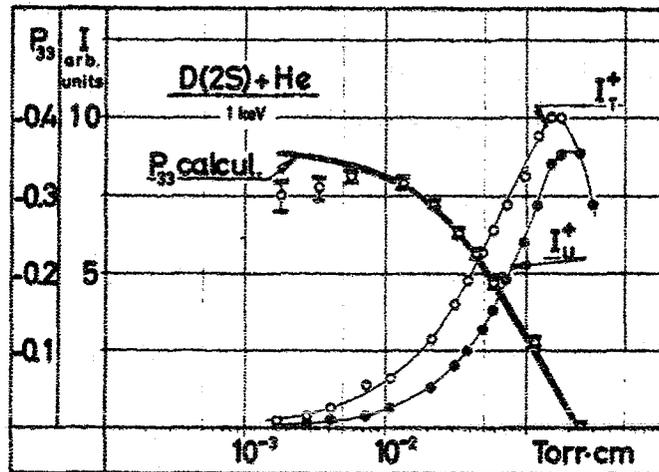


Fig. 6 Messungen für den Ladungsaustausch $D(2S)+He \rightarrow D^+ + He^-$ und $D(2S)+D_2 \rightarrow D^+ + D_2^-$.

Dann ist

$$I_U^+ = (I_M + I_G) \cdot g(x) \quad (2)$$

Die Reaktion ist selektiv, wenn $f(x) > g(x)$. Entsprechend wird dann $I_T^+ > I_U^+$.

Der Quotient aus Total- und Untergrundintensität wird im Folgenden als Quenchingverhältnis Q bezeichnet:

$$Q = \frac{I_T^+}{I_U^+} \quad (3)$$

Aus diesem Quenchingverhältnis kann man die Tensorpolarisation P_{33} berechnen. Es ist

$$P_{33} = - \frac{Q-1}{Q+2} \quad (4)$$

In diese Beziehung geht ein, daß die Polarisation nach der Methode von Sona erhöht wurde, d.h. daß nur zwei Zustände besetzt sind, und daß $I_M \ll I_G$, was in der Praxis aber immer erfüllt ist.

Fig. 6 zeigt als Beispiel Messungen mit Helium und Deuterium als Ladungsaustauschpartner. Auf der Abszisse ist die Massenbelegung der Ladungsaustauschzelle in Torr·cm aufgetragen, und zwar im logarithmischen Maßstab. Eingezeichnet sind die Total- und die Untergrundintensität. Man sieht, daß die Reaktionen selektiv sind, denn I_U^+ ist kleiner als I_T^+ . Ebenfalls eingezeichnet ist der berechnete Verlauf der Polarisation.

Zum Vergleich wurde die Polarisation der positiven Deuteriumionen über die Neutronenasymmetrie der $T(d,n)^4\text{He}$ Reaktion bei 150 keV gemessen. Diese Meßpunkte sind ebenfalls eingezeichnet. Die Fehlerbalken sind die rein statistischen Fehler. Wir finden eine außerordentlich gute Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf.

6. Messung der Energieabhängigkeit

Die bisherigen Messungen wurden für Energien von 1 keV für den primären D^+ -Strahl gemacht. Es ist aber von Interesse, wie sich die Polarisation mit der Energie ändert. Zwei Beispiele solcher Messungen zeigt Fig. 7.

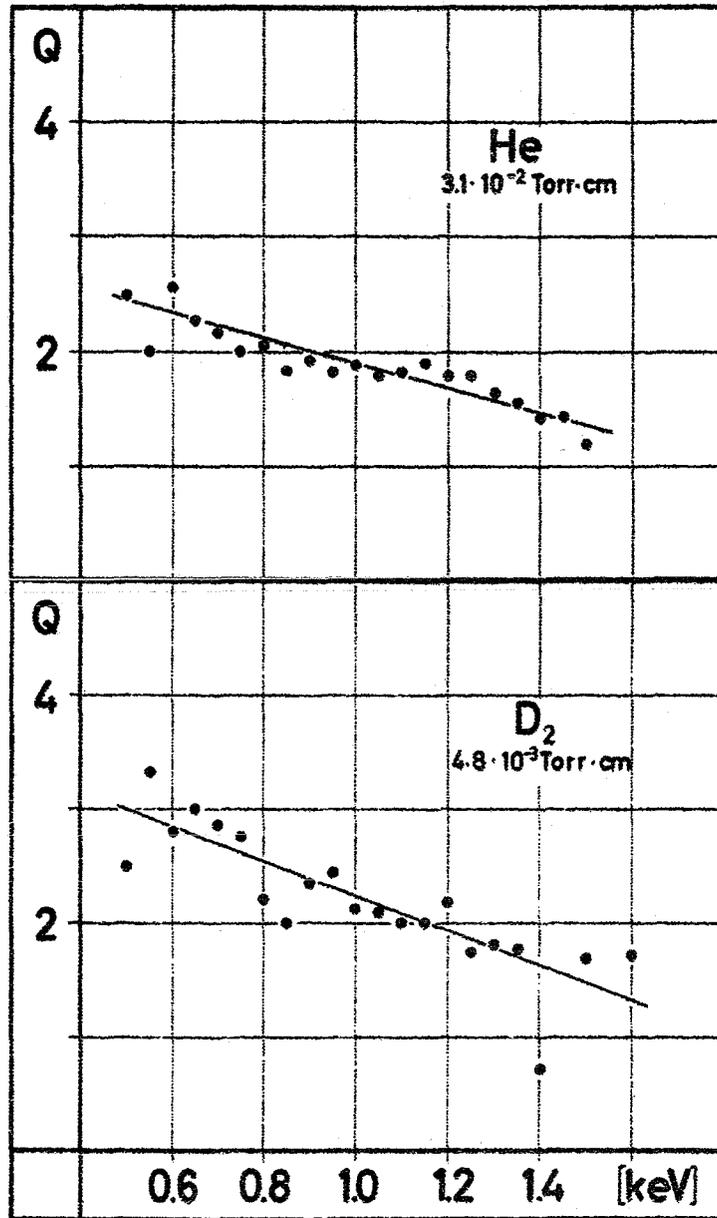


Fig. 7 Das Quenchingverhältnis Q als Funktion der Energie.

Aufgetragen ist das Quenchingverhältnis Q , aus dem man die Polarisation berechnen kann, als Funktion der Energie. Die Energie wurde in 50 eV-Schritten variiert, und zwar im Bereich von 0,5 bis 1,5 keV. Als Partner für den Ladungsaustausch sind wieder Helium und Deuterium ausgewählt. Man sieht, daß Q und damit auch die Polarisation mit zunehmender Energie langsam abnimmt.

Gleiche Messungen haben wir für die Bildung negativer Ionen aus Argon gemacht. Dazu wurden von Donnally et al.⁴⁾ Ausbeutemessungen veröffentlicht, nach denen man für das Quenchingverhältnis Q bei 1 keV eine Resonanz von etwa 450 eV Breite erwarten würde. Das Verhalten scheint also völlig anders als bei der Bildung positiver Ionen zu sein.

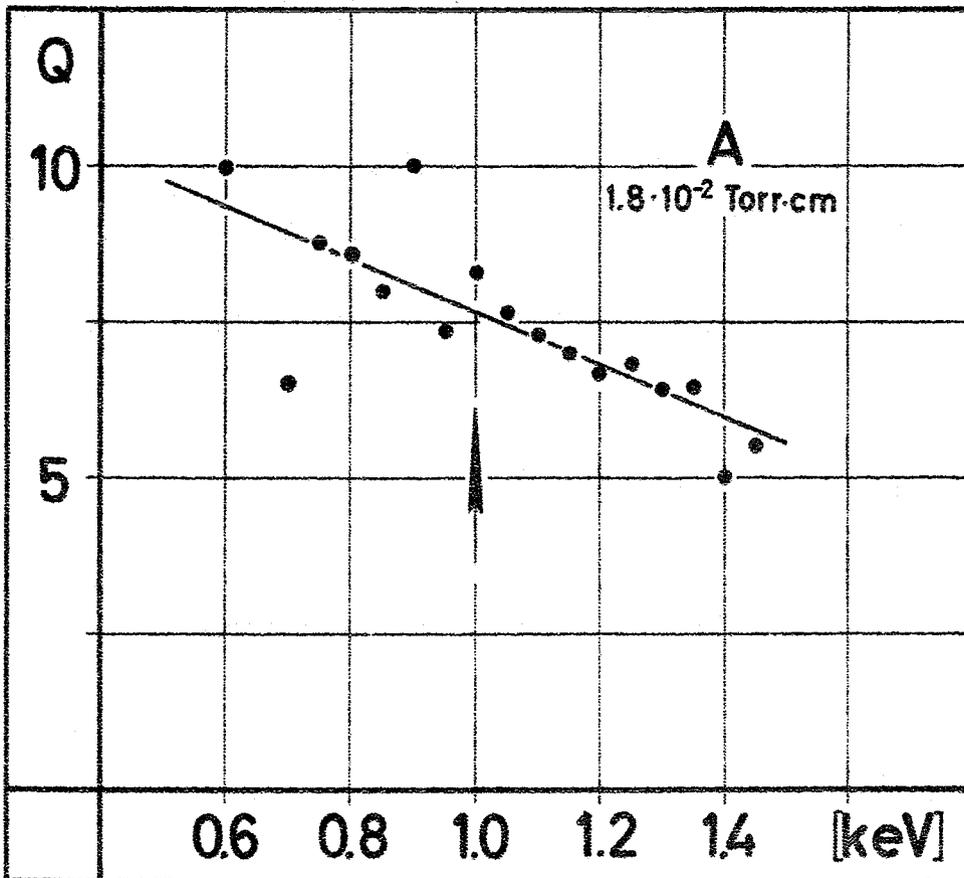


Fig. 8 Das Quenchingverhältnis Q als Funktion der Energie für die Reaktion $D(2S)+A+D^-+A^+$.

Fig. 8 zeigt das Ergebnis unserer Messungen. Aufgetragen ist das Quenchingverhältnis Q gegen die Energie. An der Stelle, an der der Pfeil liegt, sollte die Resonanz mit 450 eV Breite erscheinen. Wir haben eine solche Resonanz nicht gefunden. Das Quenchingverhältnis (und damit auch die Tensorpolarisation P_{33}) nimmt offenbar, genau wie bei der Bildung von positiven Ionen, monoton mit steigender Energie ab.

7. Resultate

Für die Anwendung ist unsere Quelle zur Zeit durch folgende Daten charakterisiert:

Die Emittanz ist kleiner 0,7 p (1p = 1 cm rad eV^{1/2}) 11)
Bei der Erzeugung negativer Deuteriumionen erreichen wir einen Strom von etwa 150 nA polarisierte Ionen (Dauerstrom, die Spitzenwerte liegen höher). Die über die Asymmetrie der Neutronen aus der $T(d,n)^4\text{He}$ Reaktion gemessene Polarisation beträgt $P_{33} = -0,695 \pm 0,009$. Der Untergrund liegt in diesem Fall bei 23 - 25%.

Bei der Erzeugung positiver Deuteriumionen erreichen wir einen Strom von 200 nA und eine Polarisation von etwa -0,4.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. H. Schopper und Herrn Prof. Dr. A. Citron für ihr förderndes Interesse an diesem Arbeitsgebiet.

Unseren Kollegen, die sich in Deutschland mit diesem Problemkreis beschäftigen, danken wir für zahlreiche wertvolle Diskussionen und einen regen Erfahrungsaustausch.

Literaturverzeichnis

- 1) G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper,
Z.Physik 144, 336 (1956)
- 2) W.E. Lamb, R.C. Retherford, Phys.Rev. 79, 549 (1950)
- 3) B.L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer, M. Schultz,
Phys.R.Letters 12, 502 (1964)
- 4) B.L. Donnally, W. Sawyer, Phys.R.Letters 15, 439 (1965)
- 5) P.G. Sona, Energia Nucleare 14, 295 (1967)
- 6) J.L. McKibben, G.P. Lawrence, G.G. Ohlsen,
Phys.R.Letters 20, 1180 (1968)
- 7) G.P. Lawrence, G.G. Ohlsen, J.L. McKibben,
Phys.Lett. 28B, 594 (1969)
- 8) A. Abragam, J.M. Winter, Phys.R. Letters 1, 373 (1967)
- 9) V. Bechtold, Diplomarbeit Karlsruhe 1968
- 10) H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich KFK 913
(wird in Phys. Lett. veröffentlicht)
- 11) Während der Tagung in Freudenstadt trafen sich die in Deutsch-
land mit dem Bau von Quellen für polarisierte Protonen und
Deuteronen beschäftigten Wissenschaftler zu einem Erfahrungsaus-
tausch. Eine Zusammenfassung der Diskussion, die einen Vergleich
vieler zur Zeit bekannten Quellen enthält, soll Interessenten zu-
gänglich gemacht werden.