

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

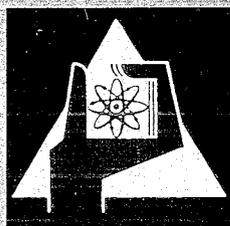
Juli 1969

KFK 1024

Institut für Experimentelle Kernphysik

Umbesetzung der $2S_{1/2}$ Hyperfeinstruktur-niveaus im metastabilen
Deuteriumatomstrahl einer Lambshift-Quelle durch
Anwendung von statischen Magnetfeldern

V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1969

KFK 1024

Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität
und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

Umbesetzung der $2S_{1/2}$ Hyperfeinstruktur-niveaus im metastabilen
Deuteriumatomstrahl einer Lambshift-Quelle durch Anwendung von
statischen Magnetfeldern⁺⁾

V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich

⁺⁾ eingereicht an Zeitschrift für Physik

Abstract

Polarized deuteron beams may be obtained from metastable atomic beams by quenching three of the six hyperfine structure levels. Using a field distribution which crosses zero on the beam axis the occupation numbers of the hyperfine structure levels may be changed by a nonadiabatic process. The special conditions for this magnetic field are discussed by comparing the corresponding Larmor frequency of the metastable atoms with the angular frequency of the magnetic field vector. Experimental investigations were carried out for field gradients between 1,9 and 5,4 Oe/cm and for superposed homogenous transverse fields of up to 6 Oe. With deuterons a tensorpolarization of $P_{33} = -0,70 \pm 0,01$ was obtained at a negative ion beam current of 42 nA.

1. Einleitung

Zur Untersuchung von Polarisationsphänomenen bei Kernreaktionen benötigt man Ionenstrahlen mit hoher Polarisation und möglichst großer Intensität. Der Polarisationsgrad und die Richtung der Polarisation sollen ohne Eingriffe in den mechanischen Aufbau des Experiments zu verändern sein.

Bei Ionenquellen werden zwei verschiedene atomphysikalische Methoden zur Erzeugung von polarisierten Teilchenstrahlen benutzt.

Die Atomstrahlquelle beruht auf einer von Clausnitzer, Fleischmann und Schopper vorgeschlagenen Methode [1], bei der in einem inhomogenen Magnetfeld die Strahlen mit entgegengesetztem Hüllenspin räumlich getrennt werden. Beim adiabatischen Übergang in ein schwaches homogenes Magnetfeld wird die Hüllenspinpolarisation wegen der Wechselwirkung zwischen Hüllenspin und Kernspin in eine Kernpolarisation überführt. Durch zusätzliche Anwendung von Hochfrequenzübergängen zwischen den Hyperfeinstruktur-niveaus lassen sich die erreichbaren Polarisationswerte erhöhen [2].

Die Lambshift-Quelle, deren Grundgedanke bereits vor der Atomstrahlmethode bekannt war, (Lamb und Retherford 1950) [3] wurde erst in letzter Zeit experimentell im Detail untersucht [5, 6, 7, 8, 9, 13, 14, 15]. Bei diesem Verfahren wird die sehr unterschiedliche Lebensdauer der $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ Hyperfeinstrukturzustände in neutralen Wasserstoffatomen ausgenutzt. Mit einem selektiven Quenching-Prozess [4] werden nur die metastabilen Atome in den Grundzustand überführt, deren Hüllenspin entgegengesetzt zur Richtung des äußeren Magnetfeldes steht. Dies führt zu einer Polarisation der Elektronenhülle. Durch einen adiabatischen Übergang in ein schwaches homogenes Magnetfeld erhält man hieraus einen Atomstrahl, dessen metastabiler Anteil eine Kernpolarisation besitzt. Eine selektive Ionisation der metastabilen Atome liefert einen polarisierten Wasserstoffionenstrahl [10]. Für Protonen könnte eine Vektorpolarisation von $P = +0,5$ und für Deuteronen eine Tensorpolarisation von $P_{33} = -1/3$ erreicht werden, wenn ausschließlich metastabile Atome ionisiert würden.

Grundsätzlich kann eine Erhöhung der Polarisierung durch Umbesetzung mit Hilfe von Hochfrequenz-Übergängen diskutiert werden. Diese bei Atomstrahlquellen häufig verwendete Methode läßt sich bei Lambshift-Quellen voraussichtlich nicht ohne weiteres realisieren, da hier die Teilchengeschwindigkeit um einen Faktor 100 größer ist als bei Atomstrahlquellen.

Nach einem Vorschlag von Sona kann die höhere Teilchengeschwindigkeit bei Lambshift-Quellen zur Erhöhung der Polarisierung ausgenutzt werden [11]. Die Methode beruht auf einem nichtadiabatischen Prozeß in einem äußeren statischen Magnetfeld. Die neutralen Wasserstoffatome durchlaufen einen Bereich, in dem dieses Magnetfeld seine Richtung umkehrt. Das bewegte neutrale Atom sieht infolgedessen ein Magnetfeld, dessen Richtung sich zeitlich ändert. Diese Richtungsänderung soll so schnell vor sich gehen, daß der Spin nicht folgen kann und seine Raumorientierung beibehält. Dieser Vorgang ist einer Umbesetzung der Hyperfeinstruktur-niveaus äquivalent. Atome aus dem wieder neu besetzten Hyperfeinstruktur-niveau können mit einem weiteren selektiven Quenching-Prozess in den Grundzustand überführt werden.

Mit diesem Verfahren kann bei Protonen eine Vektorpolarisierung von $P = +1$ und bei Deuteronen eine Tensorpolarisierung von $P_{33} = -1$ erreicht werden, wenn nur metastabile Atome ionisiert würden.

Meiner et al. [5] haben experimentell gezeigt, daß sich mit dieser Methode die Tensorpolarisierung von Deuteronen beträchtlich erhöhen läßt. Haeberli et al. [6] konnten nachweisen, daß sich das Verfahren auch für die Erhöhung der Vektorpolarisierung bei Protonen und Deuteronen mit großem Vorteil anwenden läßt. Eine systematische Untersuchung über die Einflüsse der speziellen Magnetfelder auf den nichtadiabatischen Übergang wurde noch nicht durchgeführt. Aus diesem Grunde erschien es interessant, die physikalischen Vorgänge bei diesem nichtadiabatischen Prozeß eingehender zu untersuchen.

Spezielles Interesse konzentrierte sich dabei auf die Bedingungen für die longitudinalen und transversalen Magnetfeld-Komponenten im Bereich der Richtungsumkehr des Feldes. Die Einflüsse dieser Magnetfeldkomponenten auf die Polarisierung eines Deuteronenstrahles wurden mit der $T(d,n)^4\text{He}$ Reaktion gemessen.

2. Experimentelle Anforderungen an die Methode

Fig. 1 zeigt das schematische Diagramm der experimentellen Methode zur Erzeugung polarisierter negativer Deuteriumionen. In einer Cs-Zelle (A, Fig. 1) werden durch Ladungsaustausch aus positiven Deuteronen metastabile Atome erzeugt. Der erste Prozeß des selektiven Quenching hebt die anfänglich gleichmäßige Besetzung der sechs metastabilen $2S_{1/2}$ Hyperfeinstruktur-Zustände auf. Es entsteht ein Strahl, bei dem nur noch Atome in Zuständen vorhanden sind, die einer Hüllenspinorientierung parallel zum äußeren Magnetfeld entsprechen. Diese Zustände werden bei Deuterium mit 1, 2 und 3 bezeichnet [12].

Für den nichtadiabatischen Prozeß durchlaufen diese metastabilen Atome ein longitudinales Magnetfeld (B, Fig. 1), welches von 570 Oe abnimmt, das Vorzeichen wechselt (Nulldurchgang) und wieder bis 570 Oe ansteigt. Dabei muß die Richtungsumkehr des Feldes so schnell erfolgen, daß der Spin seine Raumorientierung beibehält. Diesen Vorgang bezeichnet man als nichtadiabatisch, da die Atome nach Durchlaufen des Nulldurchganges nicht mehr in die gleichen Energiezustände gelangen. Dies ist der Umbesetzung der Niveaus äquivalent. In einem zweiten Quenching-Prozeß (C, Fig. 1) werden die Atome aus dem neubesetzten Zustand 4 in den Grundzustand überführt, so daß von den metastabilen Atomen nur noch Atome in den Zuständen 2 und 3 übrigbleiben. Eine adiabatische Überführung in ein schwaches Magnetfeld ergibt für die Kernpolarisation der metastabilen Deuteriumatome theoretisch den Wert $P_{33} = -1$ [5, 11]. In der Argonzelle (D, Fig. 1) werden die Atome dann selektiv ionisiert und man erhält einen Strahl negativer, polarisierter Deuteriumionen.

Der Verlauf des Magnetfeldes im Bereich der Richtungsumkehr ergibt sich aus der Forderung, daß die Larmorfrequenz des magnetischen Momentes der metastabilen Atome klein gegenüber der Änderungsgeschwindigkeit der Magnetfeldrichtung sein soll. Dabei ist die Änderungsgeschwindigkeit der Magnetfeldrichtung proportional zu der Geschwindigkeit v der metastabilen Atome. Das Magnetfeld soll aus einem von den beiden Quenchingmagneten erzeugten rotations-symmetrischen Feld bestehen. Dieses Feld hat eine Nullstelle auf der Strahlachse und an dieser Nullstelle sei der Gradient H_0' . Zusätzlich muß noch der Einfluß eines schwachen homogenen Transversalfeldes H_t berücksichtigt werden.

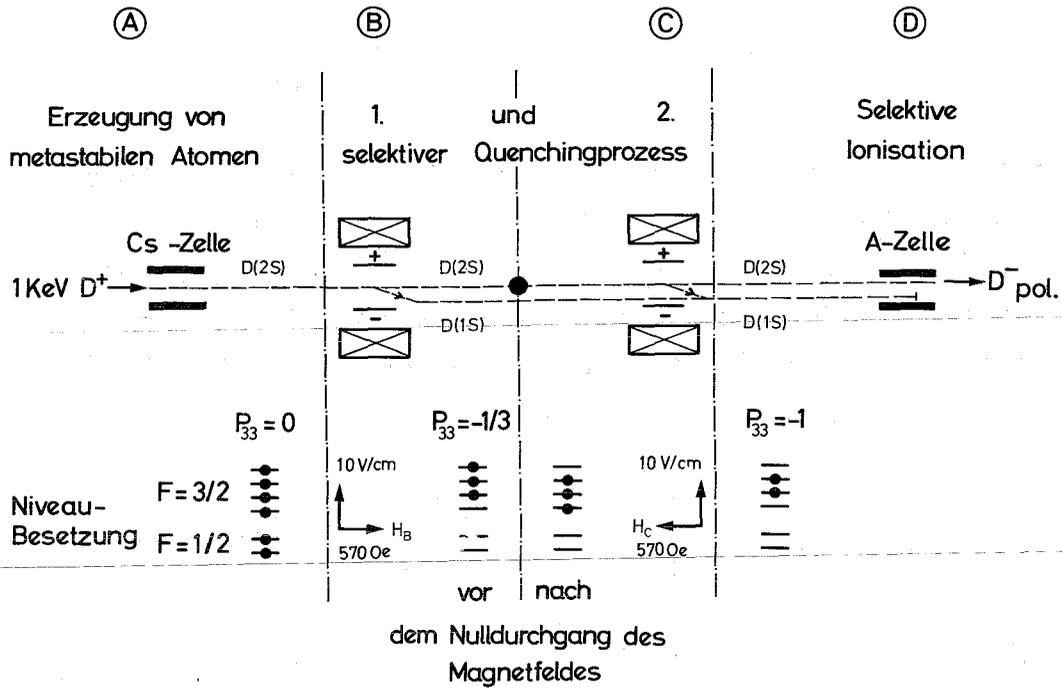


Fig. 1 Schematisches Diagramm der Methode zur Erzeugung polarisierter negativer Deuteriumionen unter Anwendung eines nichtadiabatischen Prozesses bei Richtungsumkehr des Magnetfeldes.

Die Summe dieser beiden Felder ist nicht mehr zylindersymmetrisch und die Nullstelle befindet sich nicht mehr auf der Strahlachse. Für den nichtadiabatischen Prozeß muß die Änderungsgeschwindigkeit ω_H der Magnetfeldrichtung über den ganzen Strahlquerschnitt sehr groß gegenüber der Larmorpräzession ω_L der metastabilen Atome sein.

$$\omega_H \gg \omega_L \quad (1)$$

Für metastabile Atome, die durch die Nullstelle des Feldes laufen, ist die geforderte Bedingung für die Larmorfrequenz bei jeder Feldgeometrie erfüllt. Die Anforderungen an den Feldverlauf ergeben sich nur aus dem endlichen Durchmesser ($2 r_0$) des betrachteten Strahles. Einen Ausschnitt aus dem betrachteten Strahl zeigt die folgende Skizze (Fig. 2)

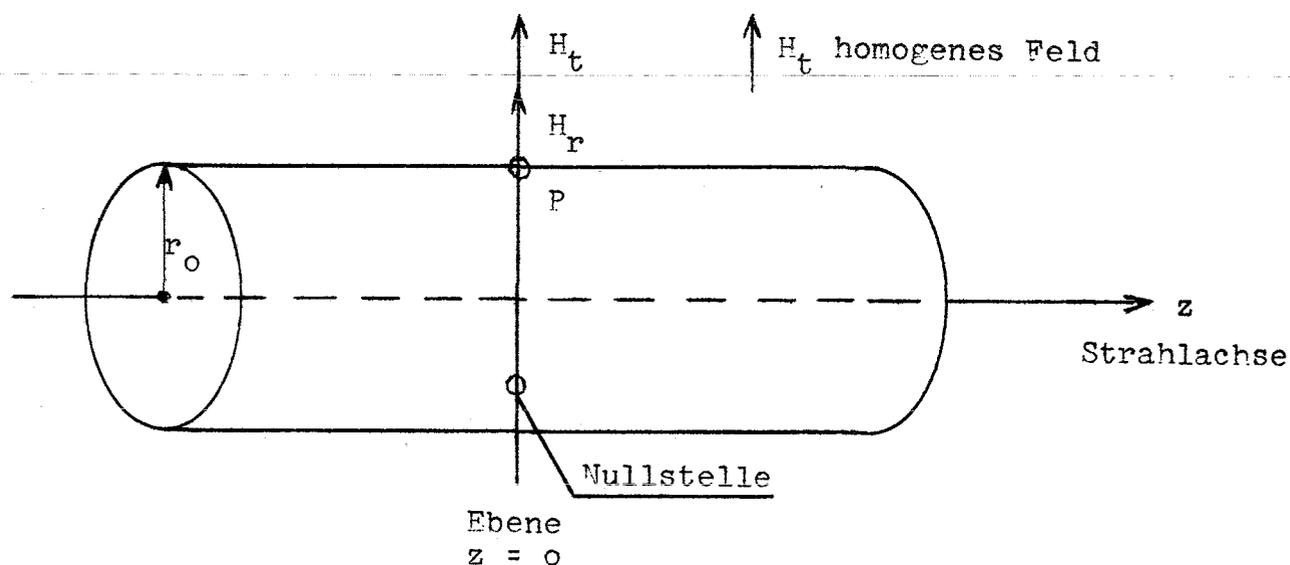


Fig. 2 Skizze des Strahlquerschnittes in der Umgebung der Nullstelle des Magnetfeldes

Der Gradient H_0' des Magnetfeldes bestimmt über die Maxwell'sche Gleichung $\text{div } B = 0$ die Radialkomponente H_r des rotations-symmetrischen Feldes in der Ebene $z = 0$. An der Stelle des Strahlrandes, an der H_r parallel zu H_t ist (Punkt P), findet man sowohl die kleinste Änderungsgeschwindigkeit der Feldrichtung ω_H als auch

die größte Larmorpräzessionsfrequenz ω_L . Wenn an diesem Punkt P die Bedingung (1) erfüllt ist, so ist sie auch über den ganzen Strahlquerschnitt erfüllt.

Am Punkte P gilt bei linearer Entwicklung des Feldes

$$\omega_H = \frac{v_D \cdot H_O'}{H_t + H_r} \quad (2)$$

und

$$\omega_L = \frac{\mu_B \cdot g}{\hbar} (H_t + H_r) \quad (3)$$

dabei ist

$$\hbar = 1.05443 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$$

$$v_D = 3.1 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1} \triangleq 1 \text{ keV Deuteronen}$$

$$\mu_B = 1.1653 \cdot 10^{-29} \text{ V} \cdot \text{sec} \cdot \text{m}$$

$$g = 2/3$$

$$\frac{\mu_B \cdot g}{v_D \cdot \hbar} = 0,19 \text{ Oe}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ für } 1 \text{ keV Deuteronen}$$

Aus Ungleichung (1) folgt mit (2), (3) und $H_r = \frac{r}{2} H_O'$

$$1 \gg \frac{\omega_L}{\omega_H} = \frac{\mu_B \cdot g}{v_D \cdot \hbar} \cdot \frac{1}{H_O'} \left(H_t + \frac{r_O}{2} H_O' \right)^2 \equiv F \quad (4)$$

Die sehr speziellen Sonderfälle, die von Sona [11] angegeben wurden, sind in dieser allgemeineren Beziehung enthalten. Sie ergeben sich sofort, wenn einmal H_t gleich Null gesetzt wird und einmal r_O gleich Null gesetzt wird.

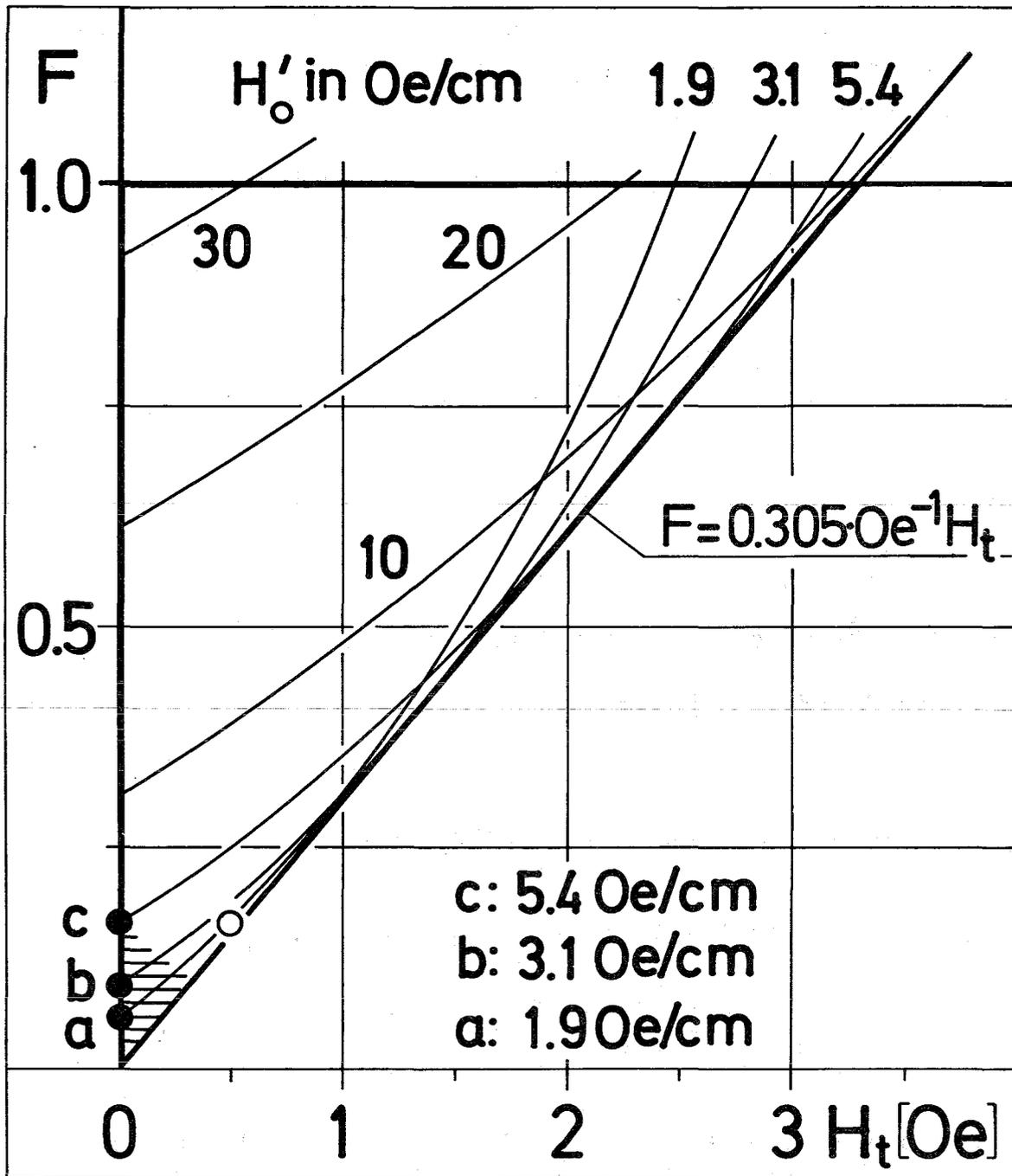


Fig. 3 Die Größe F aus Gleichung (4) als Funktion der Transversalfeldstärke H_t mit dem Feldgradienten H'_0 als Parameter. Die mit a, b, c gekennzeichneten Punkte entsprechen den in Tabelle 1 aufgeführten Geometrien. Der mit einem Kreis gekennzeichnete Punkt bei $H_t = 0,5$ Oe stellt einen Fall dar bei dem die gemessene Polarisation 20 % unter der maximal erreichbaren Polarisation liegt (siehe Fig. 5).

Das Verhalten der Größe F aus der Ungleichung (4) ist als Funktion der homogenen Feldstärke H_t und mit dem Gradienten H_0' als Parameter in Fig. 3 dargestellt. Der Radius r_0 ist in diesem Beispiel 0,8 cm. Die Kurvenschar mit H_0' als Parameter besitzt die Gerade $F = 0.305 \cdot H_t$ als Enveloppe. Bei der Diskussion der Messungen wird noch gezeigt, daß nur Magnetfelder mit F - und H_t -Werten innerhalb des schraffierten Bereiches angewendet werden sollten. Wird die erreichbare Intensität des polarisierten Ionenstrahls mit in Betracht gezogen, so ist ein kleiner Abstand zwischen den beiden Quenchingmagneten erwünscht. Aus diesem Grunde wird ein möglichst großer Gradient H_0' angestrebt.

Die Fig. 4 zeigt die Anordnung (a Tabelle 1) der Magnete und den für diese Geometrie gemessenen Feldverlauf entlang der Strahlachse. Der Nulldurchgang des Magnetfeldes wird durch zwei koaxiale Solenoide erzeugt. Zwei wassergekühlte Kupferspulen (Länge 8 cm, Außendurchmesser 20 cm) in einer Eisenabschirmung bestimmen den Feldabfall und -anstieg in Strahlrichtung. Die Solenoide wurden sorgfältig justiert, um Abweichungen von der Zylindersymmetrie weitgehendst zu vermeiden.

Zur Änderung des Feldgradienten H_0' wurden Eisenringe mit verschiedenen Innendurchmessern an den gegenüberliegenden Stirnflächen der Quenchingmagnete eingesetzt. Da die Strahlintensität mit der Entfernung zwischen Cäsium- und Argonzelle abnimmt, wurde der minimal mögliche Abstand der beiden Magnete von 25,5 cm gewählt. Die Feldgradienten sind aus Tab. 1 zu ersehen.

Tabelle 1

	Innendurchmesser der Eisenringe	Dicke der Eisenringe	Gradient H_0'	gemessene Tensor- polarisation P_{33}
a	8,0 cm	1,0 cm	1,9 Oe/cm	-0,70±0,01
b	11,5 cm	1,0 cm	3,1 Oe/cm	-0,68±0,01
c	15 cm	1,0 cm	5,4 Oe/cm	-0,67±0,01

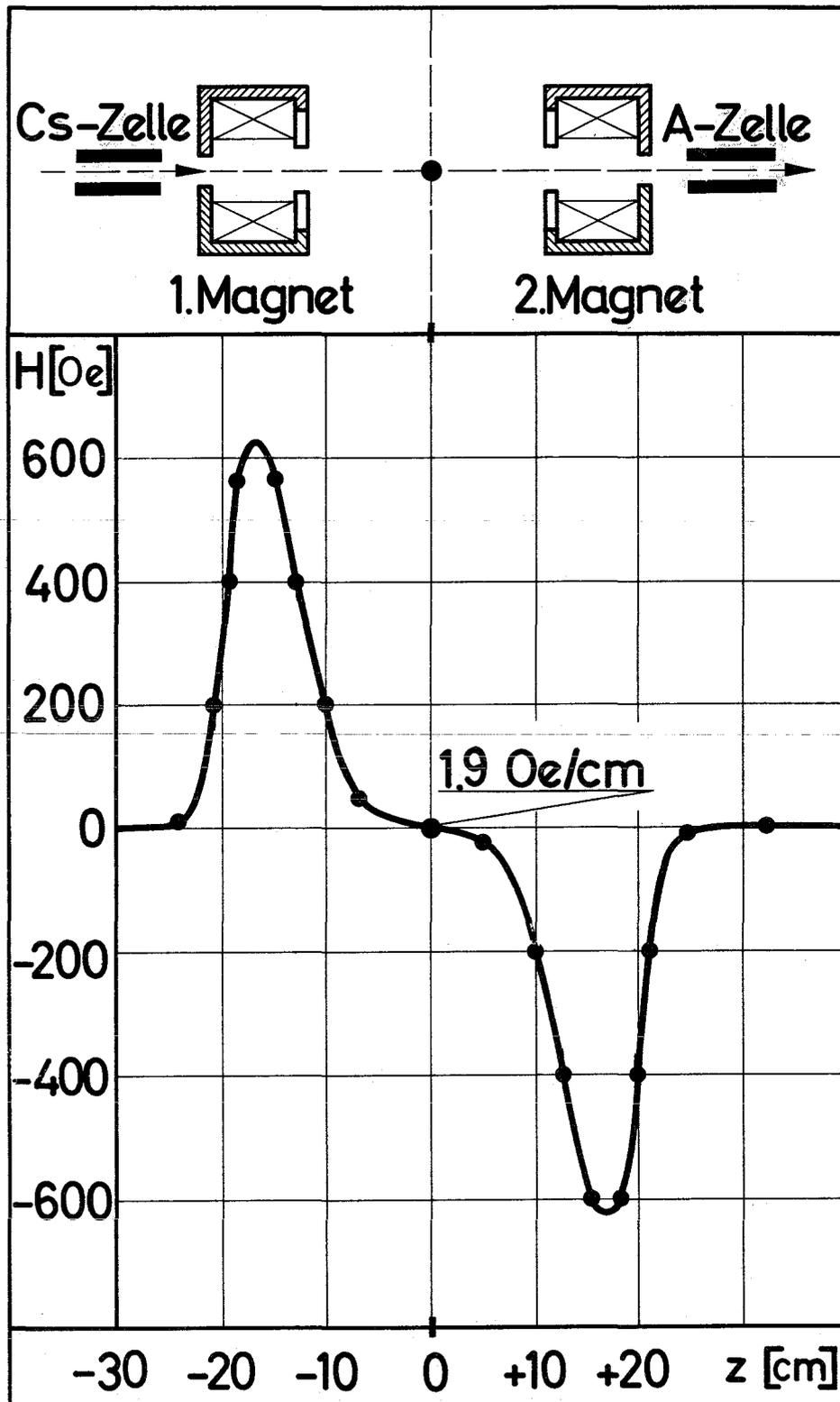


Fig. 4 Die longitudinale Magnetfeldkomponente H entlang der Strahlachse z bei der Geometrie a (Tabelle 1). Der Gradient am Nulldurchgang des Magnetfeldes H_0 betrug 1,9 Oe/cm. Im oberen Teil sind die beiden Quenchingmagnete maßstäblich eingezeichnet.

Äußere magnetische Störfelder wurden mittels einer Kompensations-
spule soweit reduziert, daß in der Umgebung des Nulldurchganges
in der Strahlachse nur noch eine Transversalkomponente von
kleiner als 20 m Oe vorhanden war.

Für die Untersuchung der Abhängigkeit der Polarisation von der
Transversalfeldstärke H_t wurde ein zusätzliches äußeres Magnet-
feld senkrecht zur Strahlachse am Nulldurchgang überlagert.
Dieses Feld konnte zwischen 0 und ± 10 Oe variiert werden.

3. Meßergebnisse und Diskussion

Die gemessene Tensorpolarisation P_{33} ist in Fig. 5 in Abhängigkeit
von der Transversalfeldstärke H_t dargestellt. Für diese Messung
betrug der Feldgradient H_0' 1,9 Oe/cm (Geometrie a, Tabelle 1).

Wie zu erwarten ist, tritt der maximale Wert der Polarisation
an der Stelle $H_t = 0$ auf. An dieser Stelle ist die Ungleichung (4)
für F optimal erfüllt. Der Strahldurchmesser betrug am Nulldurchgang
16 mm und man erhält damit für F den Wert $5,8 \cdot 10^{-2}$. Obwohl F er-
heblich kleiner als 1 ist, wird der theoretische Maximalwert der
Kernpolarisation $P_{33} = -1$ nicht erreicht. Gemessen wurde eine maximale
Polarisation $P_{33} = -0,70 \pm 0,01$; der negative Ionenstrom betrug dabei
42 nA auf dem Target. Dieser Unterschied ist dadurch zu erklären,
daß einerseits primär kein reiner Strahl von metastabilen Atomen
zur Verfügung steht und andererseits die Ladungsaustauschreaktion
für die Produktion von negativen Ionen (Argonzelle) auch nicht
ideal selektiv ist [14]. Zusätzlich ist noch zu berücksichtigen,
daß die Kernpolarisation bei dem Prozeß für die Bildung negativer
Ionen nicht vollkommen erhalten zu bleiben scheint. Infolgedessen
sollte der Maximalwert der Polarisation $P_{33} = -0,7$ verglichen werden
mit dem Polarisationswert, den man ohne nichtadiabatischen Prozeß
bereits mit einem Quenchingmagneten erreicht. Gegenüber dem ein-
fachen Verfahren [14] ist hier fast der dreifache Wert der Tensor-
polarisation zu erwarten. Der Faktor 3 kann nicht ganz erreicht
werden, da der nichtpolarisierte relative Untergrundanteil bei
dem nichtadiabatischen Prozeß ansteigt. Der Untergrundanteil betrug
bei den vorliegenden Messungen 23%. Zu vergleichen ist daher z.B.
der Wert $P_{33} = -0,25$ (mit einem Quenchingmagnet gemessen [14, 15])
mit dem hier gemessenen Polarisationswert $P_{33} = -0,7$.

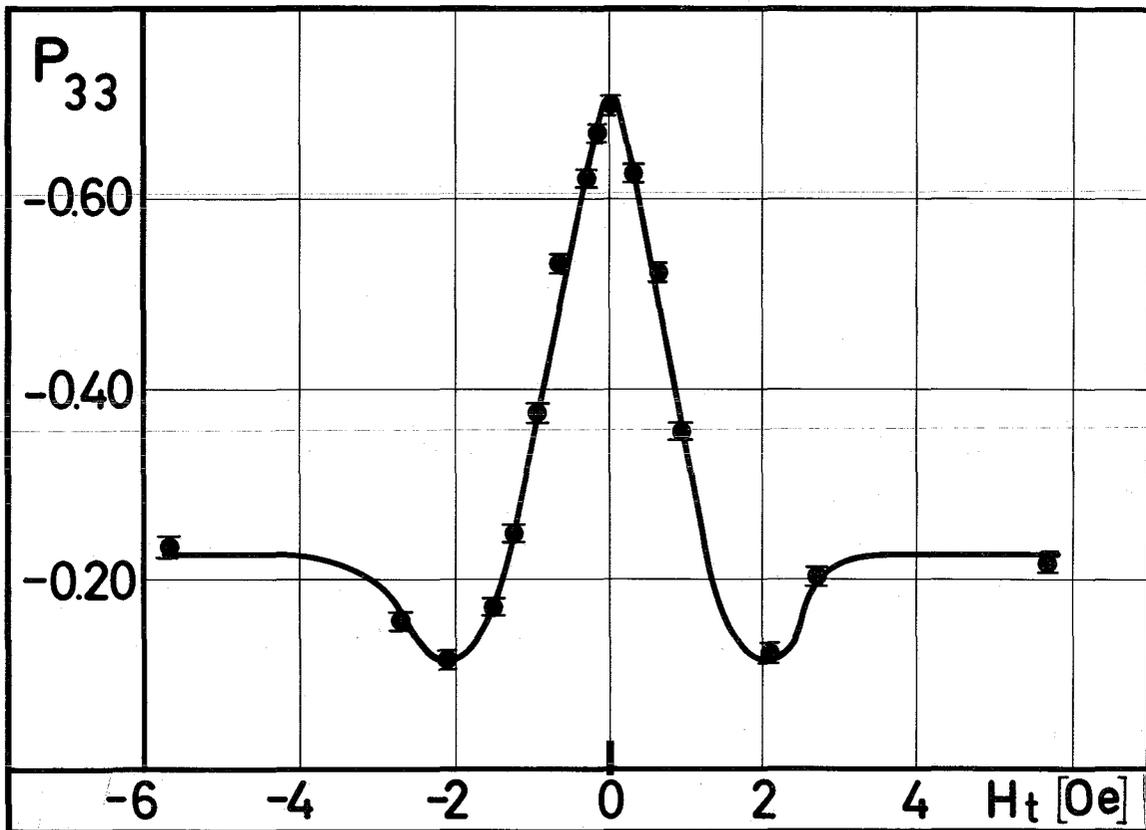


Fig. 5 Die gemessene Tensorpolarisation P_{33} als Funktion der überlagerten homogenen Transversalfeldstärke H_t . Der Gradient H'_0 betrug 1,9 Oe/cm (Geometrie a, Tabelle 1). Das Maximum der Tensorpolarisation wird bei $H_t = 0$ erreicht. Hier ist $P_{33} = -0,70 \pm 0,01$.

Dieser Vergleich zeigt, daß die Ungleichung für die Größe F bei $H_0' = 1,9 \text{ Oe/cm}$ und einem Strahldurchmesser von 16 mm ($F=5,8 \cdot 10^{-2}$) noch so gut erfüllt ist, daß keine nennenswerte Verminderung der Polarisation auftritt.

Mit Zunahme der Transversalfeldstärke H_t wird der nichtadiabatische Nulldurchgang gestört. Ein Teil der Atome aus dem Strahl durchläuft ein Magnetfeld, in dem der Spin der Magnetfeldrichtung adiabatisch folgen kann. Die Umbesetzung der Hyperfeinstruktur-niveaus gelingt nicht mehr vollständig. Dies macht sich in einer Abnahme der Polarisation bemerkbar (Fig. 5).

Bei großen Feldstärken ($H_t > 4 \text{ Oe}$) ist die nichtadiabatische Bedingung für die Richtungsumkehr grob verletzt (siehe auch Fig. 3). Die Spinorientierung bleibt infolgedessen relativ zum Feld erhalten. Dann tritt überhaupt keine Umbesetzung der Niveaus mehr auf und es wird nur ein Polarisationswert erreicht, der auch mit einem Quenchingmagneten zu erreichen ist.

In einem Zwischengebiet der Feldstärke H_t ist eine Umbesetzung der vier $F = 3/2$ Niveaus möglich. Dabei können die hier interessierenden Zustände 1, 2 und 3 verschieden besetzt werden. Wenn die Besetzungszahl von Zustand 1 größer als $1/3$ wird, erhält man Polarisationen, die zwischen $-0,33$ und $+1$ liegen. Tabelle 2 zeigt als Beispiel einige Besetzungszahlen die zu kleineren Polarisationswerten führen.

Tabelle 2

Zustand	1	2	3	Polarisationswert P_{33}
P_{33} (schwaches Feld)	+1	-1	-1	im schwachen Feld
Besetzungszahlen	2/5	1/5	2/5	-1/5
	3/7	1/7	3/7	-1/7
	4/9	4/9	1/9	-1/9
	1/2	1/4	1/4	0

Mit einer solchen Umbesetzung lassen sich die beiden Minima in der Messkurve der Fig. 5 erklären. Ein Vergleich mit der Fig. 3 zeigt, daß das Minimum der gemessenen Polarisation P_{33} gerade bei der Feldstärke H_t auftritt, bei der die Larmorpräzessionsfrequenz ω_L gleich der Frequenz ω_H ist. Bei der Umbesetzung in dem Zwischengebiet scheint es sich also um einen Resonanzeffekt zu handeln.

Für die Anwendung des hier diskutierten Verfahrens ist von Interesse, wie groß F höchstens sein darf, damit keine nennenswerte Polarisationsverminderung auftritt. Bei $H_t = 0,5$ Oe sinkt die Polarisation P_{33} auf 80% ihres Maximalwertes ab. Für diesen Wert von H_t erhält man für F den Wert 0,16. Bei einer Anwendung sollte man infolgedessen anstreben, daß F am Strahlrand kleiner als 0,1 wird.

Da aus Intensitätsgründen ein kleiner Abstand zwischen den beiden Quenchingmagneten wünschenswert ist, wurde der Gradient H_0' bei $H_t < 20$ m Oe verändert (Geometrie a, b, c der Tabelle 1 und Kurven für 1.9, 3.1 und 5.4 Oe/cm in Fig. 3). Die Messungen (Tabelle 1) zeigten, daß selbst bei einem Gradienten von 5,4 Oe/cm nur eine Polarisationsverminderung von etwa 4% beobachtet wurde. Für 5,4 Oe/cm und $H_t = 20$ m Oe ergibt sich 0,47 für den Wert F . Es zeigt sich also, daß eine Vergrößerung von F durch Erhöhung des Gradienten H_0' bei weitem nicht so empfindlich auf die Polarisation einwirkt wie eine Erhöhung des Transversalfeldes H_t . Dieses Verhalten ist verständlich, da bei einer Erhöhung des Gradienten die Störung des nichtadiabatischen Überganges nur in den äußeren Randbezirken des Strahles erfolgt. Dagegen tritt diese Störung bei Erhöhung des Transversalfeldes auf $H_t = 0,5$ Oe über einen wesentlich größeren Teil des Strahlquerschnittes auf. Diese Polarisationsmessungen zeigen damit auch, daß der in [11] vorausgesagte Wert für den maximal zulässigen Gradienten H_0' (0.5 Oe/cm) zu niedrig ist. Es kann ein um einen Faktor 10 größerer Gradient zugelassen werden, ohne daß eine nennenswerte Polarisationsverminderung auftritt.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß bei Lambshift-Quellen genauso große Polarisierungen erreicht werden können wie bei Atomstrahlquellen. Die Anwendung der statischen Magnetfelder ist dabei den Hochfrequenzübergängen äquivalent und bietet außer der einfacheren Handhabung noch den Vorteil, daß sich auch ein rein tensorpolarisierter Strahl herstellen läßt.

Die Autoren danken Herrn Professor Dr. H. Schopper und Herrn Professor Dr. A. Citron für ihr förderndes Interesse an diesem Arbeitsgebiet. Den Herren cand.phys. K. Hamdi und E. Seitz danken wir für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente. Außerdem danken wir Herrn P. Ziegler für seine tatkräftige Hilfe bei den technischen Problemen.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Clausnitzer, R. Fleischmann und H. Schopper,
Z. Physik 144, 336 (1956)
- [2] A. Abragam und J.M. Winter Phys.Rev.Letters 1, 374 (1958)
- [3] W. E. Lamb und R.C. Retherford Phys.Rev. 79, 549 (1950)
- [4] J.W. Heberle, H.A. Reich u. P.Kusch, Phys.Rev. 101, 612 (1956);
Phys.Rev. 104, 1558 (1956)
- [5] H. Meiner, G. Michel, K. Corrigan,
Nucl.Instr.Methods 62, 203 (1968)
- [6] T.B. Clegg, G. Plattner, W. Haeberli,
Nucl.Instr.Methods 62, 343 (1968)
- [7] T.B. Clegg, G. Plattner, L. Keller, W. Haeberli,
Nucl.Instr.Methods 57, 167 (1967)
- [8] A. Cesati, F. Cristofori, L. Millazzo Colli u. P.G. Sona
Energie Nucl. 13, 649 (1967)
-
- [9] I.L. Mc Kibben, G.P. Lawrence, Proc.Symp.Polarization
Phenomena 2 nd, Karlsruhe 1966, Editors P. Huber,
H. Schopper, Birkhäuser Basel 1966, p. 73
- [10] B.L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer u.M. Schulz
Phys.Rev.Letters 12, 502 (1964)
- [11] P.G. Sona Energia Nucl. 14, 295 (1967)
- [12] H. Rudin, H.R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown, P. Huber,
Helv.Phys.Acta 34, 58 (1961)
- [13] H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,
Phys.Letters 29, 223 (1969)
- [14] H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,
Z. Physik, 224, 486 (1969),
Bericht d.Ges.f. Kernforschung, Karlsruhe, KFK 914 (1968)
und L. Friedrich Diss. Karlsruhe 1968
- [15] V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich, K. Hamdi,
E. Seitz, P. Ziegler,
Bericht d.Ges.f.Kernforschung, Karlsruhe, KFK 962 (1969)