

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

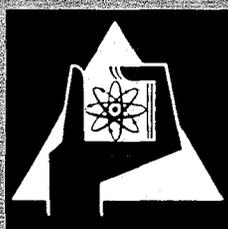
Mai 1971

KFK 1352

Zyklotron-Laboratorium

Messung von magnetischen Kernmomenten kurzlebiger Radionuklide
Beispiel: 408 msec Na^{20}

H. Schweickert



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1971

KFK 1352

Zyklotron-Laboratorium

Messung von magnetischen Kernmomenten kurzlebiger
Radionuklide

Beispiel: 408 msec Na²⁰ *

H. Schweickert

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

* Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Physik
der Universität Karlsruhe

Abstract

The spin and magnetic moment of 408 msec- Na^{20} , the mirror nucleus to F^{20} have been measured. Na^{20} has been produced in a gas target by $\text{Ne}^{20}(\text{d},2\text{n})\text{Na}^{20}$ -reaction and polarized by means of spin exchange scattering with optically pumped Rb^{87} .

An asymmetry of 3 % in the β -decay of the polarized nuclei was found, which served to detect rf transitions between hfs levels of the atomic ground state of Na^{20} . $\Delta F = 0$ and $\Delta F = 1$ resonances have been recorded yielding $I(\text{Na}^{20}) = 2$ and $\mu_I(\text{Na}^{20}) = 0.369(3)\text{nm}$.

The paper describes all experimental details including the coupling to an on-line computer. The extension of the method to other short lived isotopes is discussed. A comparison of the results with various theoretical estimates is given.

Zusammenfassung

Der Spin und das magnetische Moment des 408 msec- Na^{20} , dem Spiegelkern von F^{20} , wurden gemessen. Na^{20} wurde mit Hilfe der $\text{Ne}^{20}(\text{d},2\text{n})\text{Na}^{20}$ -Reaktion in einem Gastarget erzeugt und durch Spinaustauschstöße mit optisch gepumptem Rb^{87} polarisiert. Es wurde eine β -Zerfallsasymmetrie der polarisierten Nuklide von 3 % beobachtet. Diese wurde dazu benutzt, um hf-Übergänge zwischen hfs-Zuständen im atomaren Grundzustand des Na^{20} nachzuweisen. Aus den gemessenen $\Delta F = 0$ und $\Delta F = 1$ Resonanzen folgte $I(\text{Na}^{20}) = 2$ und $\mu_I(\text{Na}^{20}) = 0.369(3)\text{nm}$.

Die Arbeit beschreibt alle experimentellen Einzelheiten inklusive der Anwendung eines on-line Rechners. Die Ausdehnung der Methode auf andere kurzlebige Isotope wird diskutiert. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit verschiedenen theoretischen Voraussagen wird durchgeführt.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Einleitung	1
I. Experimenteller Aufbau	6
1. Strahlführung	6
2. Target- und Resonanzgefäß	8
2.1. Argumente für eine hohe Ne ²⁰ -Gas- dichte	9
2.2. Argumente für eine kleine Ne ²⁰ - Gasdichte	10
3. Optischer Aufbau zur Polarisation des Rubidiums	11
II. Produktion und Nachweis des Radionuklids	13
1. Störreaktionen	14
2. Detektorsysteme	15
3. Halbwertszeitmessungen	17
III. Polarisation des Radionuklids	22
1. Spinaustauschpolarisation	22
2. Optisches Pumpen an Rb ⁸⁷	23
2.1. Magnetfeldmessung	23
3. Elektronenpolarisation des Rb ⁸⁷	25
4. Zur Kernpolarisation des Na ²⁰	28
IV. β-Asymmetrie	29
1. Theoretische Größe des Asymmetrie- faktors von Na ²⁰	29
2. ON-LINE-Asymmetriemeßtechnik	30
3. Diskussion der zeitabhängigen Messungen der Asymmetrie	35
4. Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie	36
V. Resonanzexperimente	37
1. Resonanzmeßtaktik	38
1.1. Spin	38
1.2. Moment	38

	Seite
2. ON-LINE-Resonanzmeßtechnik	39
3. Meßergebnisse	43
3.1. Spinmessung	43
3.2. Momentmessungen	44
VI. Diskussion der Meßergebnisse	48
1. Spin	48
2. Magnetisches Moment	49
VII. Ausdehnung der Methode auf weitere kurz- lebige leichte Kerne	53
Literaturverzeichnis	56

Einleitung

Die Kenntnis über die Grundzustandsmomente stabiler und langlebiger Kerne hat sich in den letzten Jahren mehr und mehr vervollständigt. Es existieren jedoch bis zum heutigen Tage sehr wenige Messungen an Isotopen, deren Lebensdauer im Sekundenbereich und darunter liegen. Demzufolge gibt es im Bereich der leichten Kerne ($A < 40$) noch sehr große Lücken (Abb. 1). Insbesondere ist von den bekannten neun (u,u)-Spiegelkernpaaren mit $T_3 = \pm 1$ lediglich eines (N^{12} , B^{12}) gemessen. Andererseits sind gerade die magischen Momente von Spiegelkernen sehr gefragt, denn da Spiegelkerne durch Vertauschung von Protonen- und Neutronenanteil der Kernwellenfunktion auseinander hervorgehen, müssen beide Momente aus derselben Kernwellenfunktion berechnet werden können. Dies erlaubt einen Test von Kernmodellen. Das erste Meßziel, das mit der hier beschriebenen Apparatur zur Bestimmung von Spin und Kernmoment kurzlebiger Isotope angestrebt wurde, war daher das magnetische Moment des (u,u)-Kerns Na^{20} ($\tau_{1/2} = 408$ msec). Ein weiterer geeigneter Kandidat aus dem Bereich der (u,u)-Kerne ist K^{36} . Für beide Nuklide sind die Momente der Spiegelkernpartner bekannt. Die experimentellen Schwierigkeiten bestehen darin, daß die Anzahl der mit Hilfe einer Kernreaktion produzierten Kerne klein ist und außerdem die Lebensdauer so kurz ist, daß ein Transport vom Produktionsort zu einer konventionellen Meßapparatur (z.B. Rabinische Atomstrahlmethode) nicht mehr möglich ist. In den letzten Jahren wurden verschiedene hochfrequenzspektroskopische Methoden zum Studium kurzlebiger Radionuklide entwickelt [27-30]. Die meisten dieser Methoden benutzten die radioaktive Strahlung des Kerns als selektiven und empfindlichen Detektor für HF-Übergänge und unterscheiden sich nur im primären Polarisationsmechanismus. In dieser Arbeit wird eine schon beim Na^{21} ($\tau_{1/2} = 22.8$ sec) und K^{37} ($\tau_{1/2} = 1.2$ sec) angewandte ON-LINE-Methode [1-6] benutzt. Dabei wird die β -Strahlung sowohl zur Identifikation des zu untersuchenden

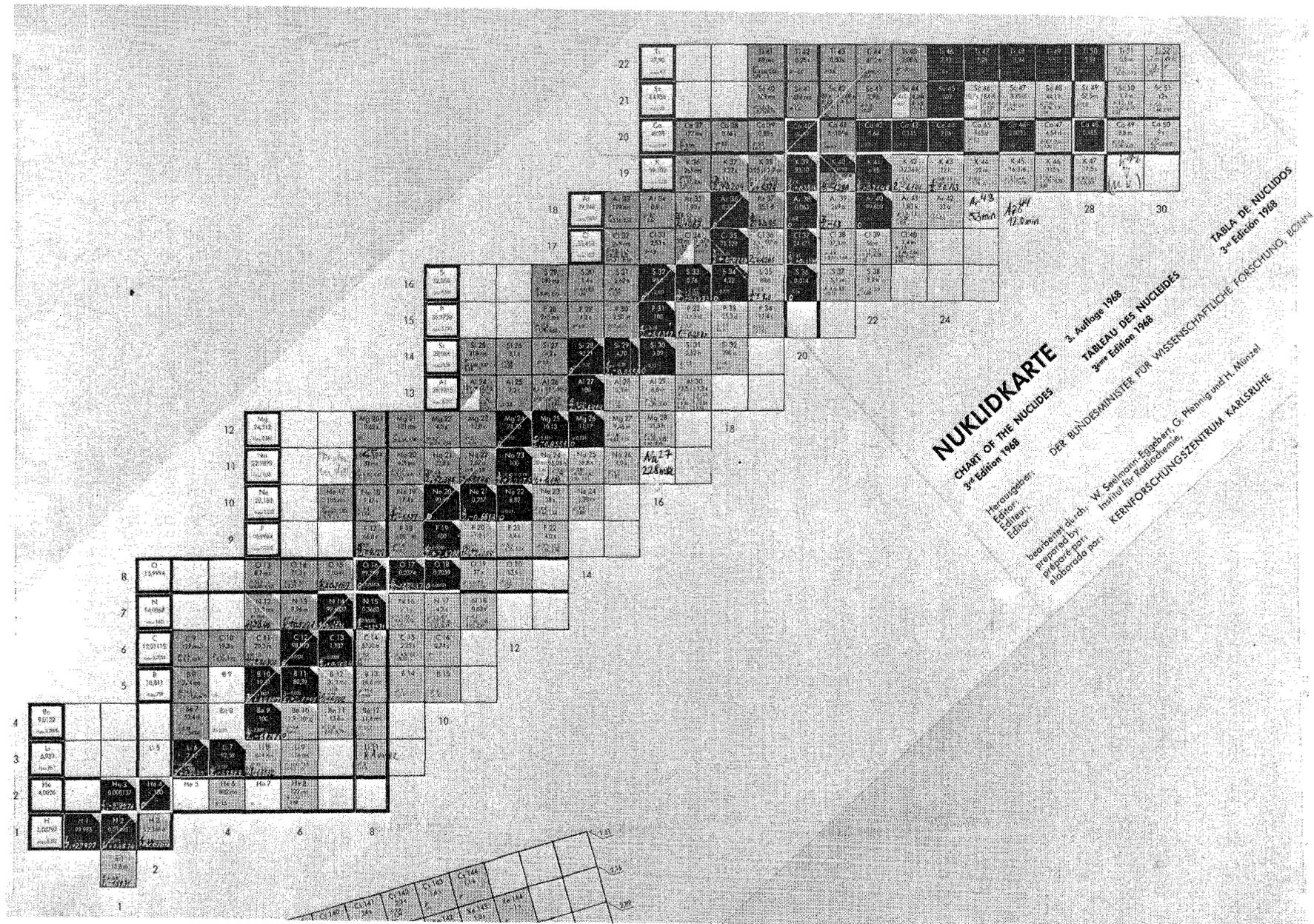


Abb. 1: Überblick über bis jetzt gemessene magnetische Kernmomente im Bereich $Z < 20$. Gemessene Nuklide sind in der rechten oberen Ecke mit einem weißen Dreieck bezeichnet.

Isotopes als auch zur Bestimmung seines Polarisationszustandes benutzt. Infolge der Paritätsverletzung beim β -Zerfall zeigt die von einem polarisierten Kern emittierte β -Strahlung eine anisotrope Winkelverteilung. Diese Anisotropie läßt sich bei hochfrequenzspektroskopischen Untersuchungen an kurzlebigen β -instabilen Isotopen als Detektor für die Kernpolarisation benutzen. Die Kernpolarisation wird durch die Methode des optischen Pumpens aufgebaut. Hat man die zu untersuchenden Isotope in einem Magnetfeld polarisiert, so kann man durch Einstrahlung von Hochfrequenzübergängen zwischen Hyperfeinstruktur-Zeeman-niveaus im atomaren Grundzustand die Kernpolarisation verkleinern und damit die Winkelverteilung der β -Teilchen verändern. Solche Resonanzexperimente sind charakteristisch für die Hochfrequenzspektroskopie, und man erhält aus ihnen den Kernspin und das magnetische Kernmoment der untersuchten Isotope mit großer Präzision. Die experimentellen Probleme der Arbeit lassen sich wie folgt gliedern und müssen in der angegebenen Reihenfolge gelöst werden:

- a) Produktion und Nachweis des Radionuklids
- b) Polarisation des Radionuklids
- c) Nachweis und Optimierung der β -Asymmetrie
- d) Resonanzexperimente

Nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus in Kap. I werden diese Punkte in der angegebenen Reihenfolge in Kap. II - V besprochen.

Im Kap. VI werden der gemessene Kernspin und das gemessene Kernmoment mit Ergebnissen theoretischer Voraussagen über (u,u) -Kerne verglichen. Kap. VII der Arbeit enthält eine Zusammenfassung von weiteren kurzlebigen leichten Kernen, welche am Karlsruher Isochron-Zyklotron erzeugt und mit unserer Methode gemessen werden können.

Das Experiment ist an einen CDC 3100 ON-LINE-Rechner angeschlossen. Das programmgesteuerte Experimentieren hat sich bei diesem komplexen Experiment als sehr nützlich erwiesen. Der Einsatz des Rechners wird in den einzelnen experimentellen Stufen erläutert.

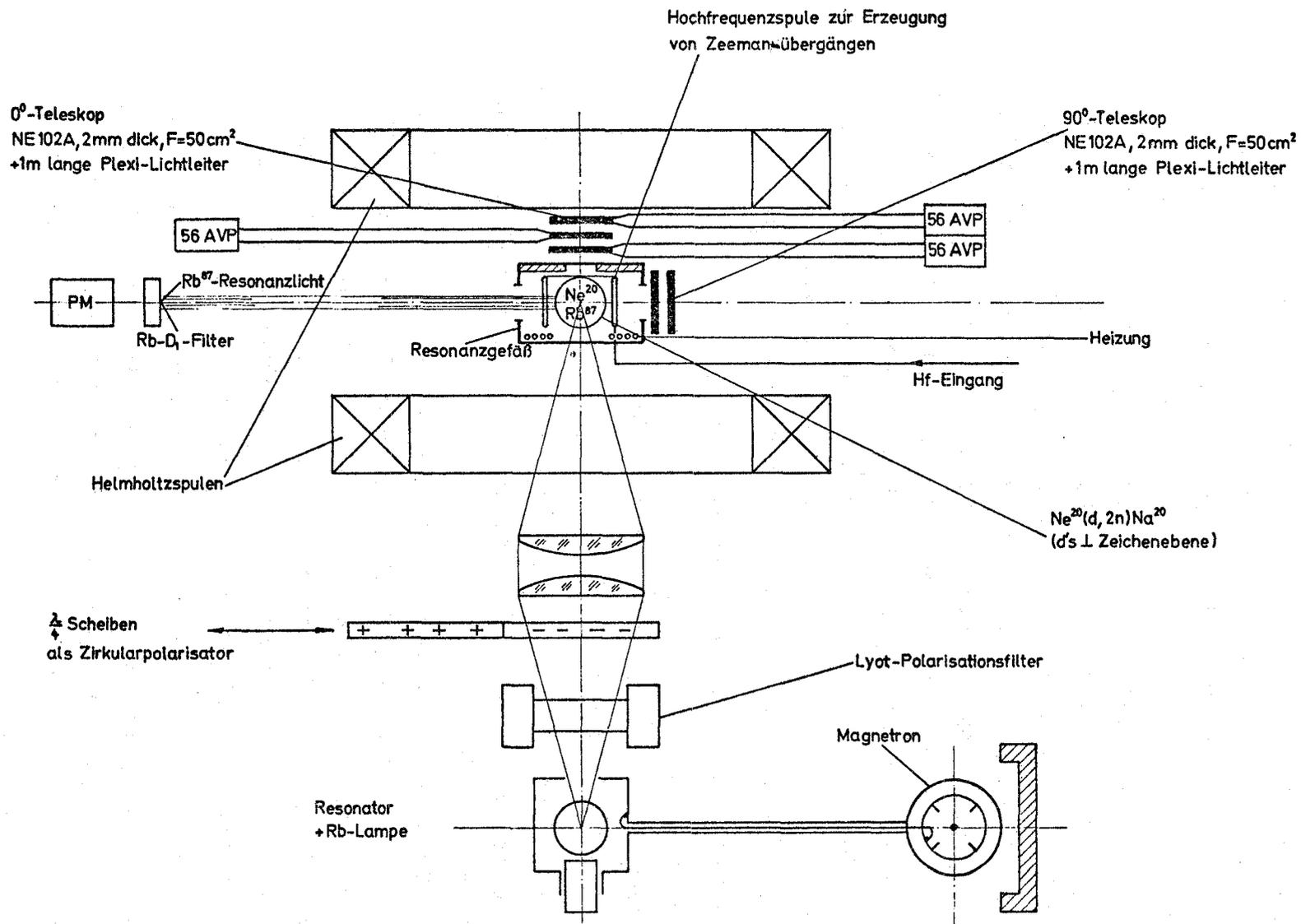


Abb. 2: Schematischer Aufbau der Apparatur zur Messung von magnetischen Kern-
 momenten kurzlebiger β -Strahler

I. Experimenteller Aufbau

Der schematische Aufbau der Apparatur ist in Abb. 2 dargestellt. Das zu untersuchende Radionuklid wird in einem Neongastarget in einer Glaskugel mit Hilfe der Reaktion $\text{Ne}^{20}(\text{d},2\text{n})\text{Na}^{20}$ produziert. Der Deuteronenstrahl läuft senkrecht zur Zeichenebene im Zentrum der Glaskugel. Parallel zu einem durch ein Helmholtzspulenpaar erzeugten homogenen Magnetfeld kann abwechselnd rechts- oder linkspolarisiertes Rb-D₁-Resonanzlicht eingestrahlt werden. Durch wiederholte Absorption polarisieren sich die Rb-Atome im Glasgefäß in Richtung des Drehimpulses des eingestrahltten Lichtes auf (optisches Pumpen). Der Nachweis des Pumpeffektes erfolgt senkrecht zum eingestrahltten Licht. Die Na²⁰-Atome werden durch Spinaustausch mit den optisch gepumpten Rb⁸⁷-Atomen polarisiert und die resultierende β -Zerfallsasymmetrie mit zwei β -Teleskopzählern unter 0° und 90° zum Magnetfeld nachgewiesen.

Die wichtigsten Teile der Apparatur, das Target- und Resonanzgefäß zwischen dem Helmholtzspulenpaar und die Anordnung zum optischen Pumpen, werden im folgenden beschrieben. Die β -Teleskope werden in Abschnitt II diskutiert.

1. Strahlführung

Die Experimente wurden am externen Strahl des Karlsruher Isochron-Zyklotrons (Abb. 3) durchgeführt, welches Deuteronen mit einer festen Energie von 52 MeV extrahiert. Der Verlauf der Anregungsfunktionen bei der Herstellung von Radionukliden durch Kernreaktionen mit geladenen Projektilen ist allgemein so, daß sie oberhalb einer Schwellenenergie bis zu einem Maximum stark zunehmen und dann wieder langsam abfallen. Die Q-Werte für die benutzten Reaktionen liegen zum Teil wesentlich unter 50 MeV. Es war deshalb notwendig, einen Energievariator [7] zu benutzen (Be-Absorber mit variabler Dicke). Aus Intensitätsgründen wäre es wünschenswert, diesen kurz vor dem Target aufzustellen, um den Verlust durch das Auffächern des Strahles klein zu halten. Die erzeugte hohe γ -Aktivität und der hohe Neutro-

nenfluß machten es unmöglich, die gesuchten Nuklide nachzuweisen. Der Energievariator wurde deshalb vor dem Schaltmagneten im Zyklotronbunker aufgestellt (siehe Abb. 3). Die vorwiegend in Vorwärtsrichtung erzeugten schnellen Strippingneutronen können daher das Experiment nicht mehr erreichen. In der Beurteilung der Zählerstatistik des Experiments wiegt der Rückgang des Untergrundes um einen Faktor 10 den Intensitätsverlust von 20 % - 60 %, je nach Energie, bei weitem auf. Der Deuteronenstrahl wird nach Durchlaufen des Targetgefäßes nach weiteren 3 m Laufweg in einem Faraday-Becher aufgefangen. Mit einem Teilchenbahnrechner wurden diejenigen Linsenwerte ermittelt⁺⁾, welche im Raum des Targetgefäßes einen kleinen Strahlquerschnitt produzieren und die Gesamtintensität bis zum Faraday-Becher (F.C.) bringen. Unter Meßbedingungen betrug der Stromverlust von einem Strahlauffänger vor der Röhre bis zum F.C. nicht mehr als 5 %. Bei den häufig benutzten Deuteronenenergien von 30 - 40 MeV betrug die Gesamttransmission vom Extraktionstarget zum F.C. ca. 60 %. Die thermische Belastbarkeit des Septums begrenzt die maximale Stromstärke des extrahierten Strahles auf ca. 15 μ A. Bei Pulslängen von 50 - 100 msec und Pulsabständen von 1 - 10 sec konnten jedoch Pulsströme von 20 - 30 μ A ohne Schaden für das Extraktionssystem benutzt werden.

Um die Homogenität des Magnetfeldes am Targetort nicht zu stören, wurde der gesamte Aufbau aus Aluminium hergestellt. Abb. 4 zeigt einen Ausschnitt aus dem Aufbau am externen Strahl. Zur Strahljustierung sind vor und nach dem Gastarget zinksulfidbeschichtete Plexiglasscheiben einklappbar.

^{+) D. Hartwig und Ch. Rämer, private Mitteilung}

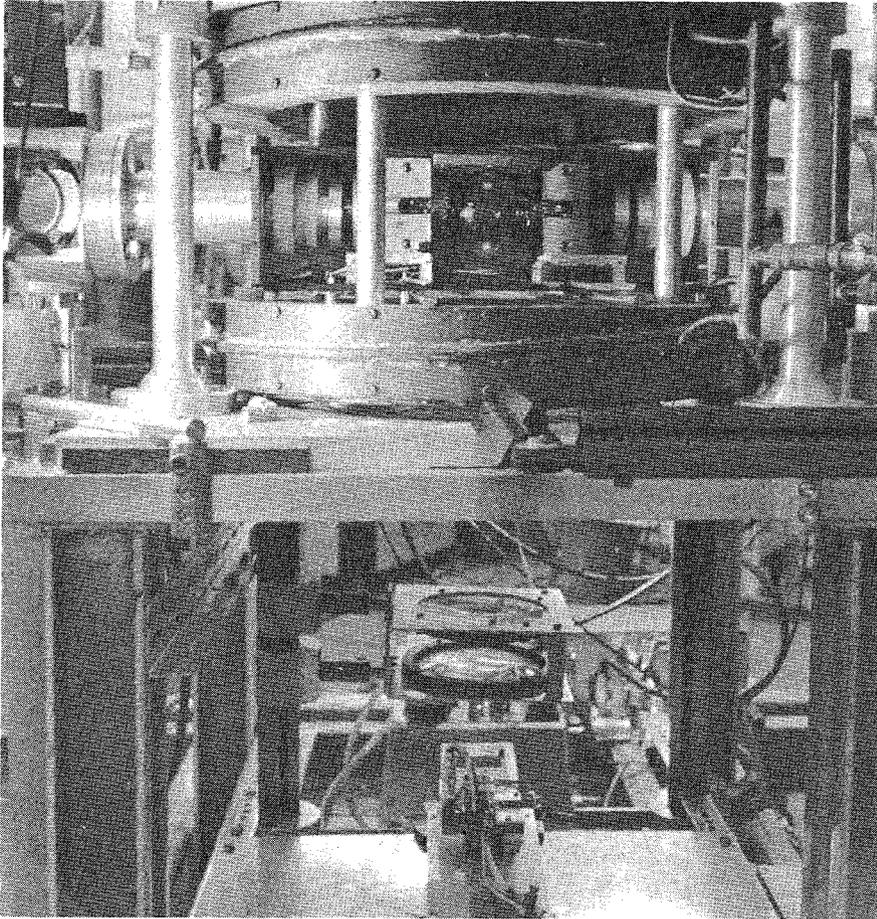


Abb. 4: Ausschnitt aus dem apparativen Aufbau am externen Strahlführungssystem

2. Target- und Resonanzgefäß

Da das Targetgefäß ebenfalls als Resonanzgefäß beim optischen Pumpen dient, liegt es nahe, ein Glasgefäß zu benutzen. Dabei sollten die Ein- und Austrittfenster für den Deuteronenstrahl möglichst dünn gehalten werden. Ein möglichst großer Durchmesser des Resonanzgefäßes ist günstig zur Verlängerung der Wanddiffusionszeiten ($T_D \sim R^2$). In zu großen Gefäßen herrscht jedoch eine beträchtliche Magnetfeldinhomogenität infolge der Nachbarschaft der Strahlführungsmagnete. Es wurde ein Durchmesser von 10 cm gewählt. Die Glaskugeln hatten eine Wandstärke von ca. 0,5 mm, die Ein- und Austrittsfenster 0,1 mm. Abb. 5 zeigt das Gefäß mit einer Bleiabschirmung am Ort der Ein- und Austrittsfenster in einem Al-Kasten, der mit Hilfe einer Heißluft-

heizung zwischen 0°C und 200°C temperiert werden konnte. Für die Na^{20} -Messungen wurde eine 500 Torr Ne^{20} *) (99.9 %) Gasfüllung benutzt. Zum optischen Pumpen wurden einige Milligramm Rb^{87} in die Röhre hineindestilliert.

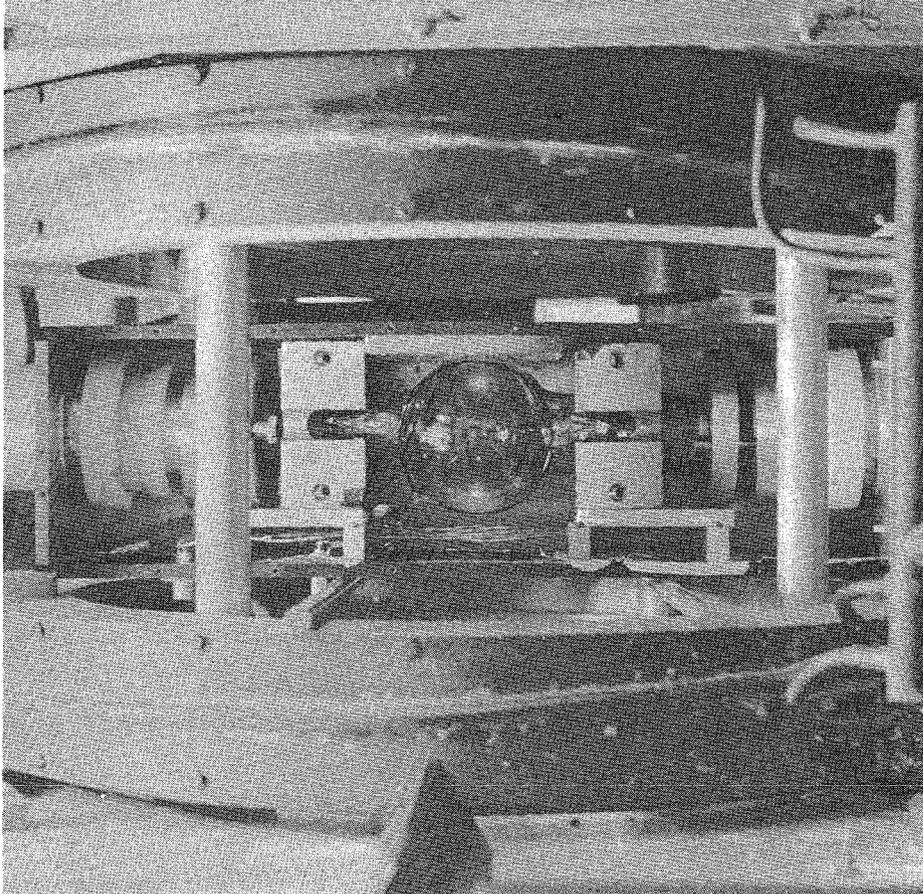


Abb. 5: Resonanzgefäß im Ofen zwischen dem Helmholtzspulenpaar

2.1. Argumente für eine hohe Ne^{20} -Gasdichte

- a) Ne^{20} dient als Targetgas und die Na^{20} -Zählrate ist dann proportional zur Gasdichte.
- b) Ne^{20} dient zur Abbremsung der produzierten Rückstoßkerne. Aus kinematischen Rechnungen erhält man eine maximale Rückstoßenergie von 6 MeV für die Na^{20} -Kerne. Nach Bohr [8]

*) Geliefert von der Firma Monsanto, Miamisbourg, Ohio 45342

gilt in diesem Energiebereich für die Reichweite \bar{R} näherungsweise:

$$\bar{R} [\mu\text{g/cm}] = 602 E \frac{A_2(A_1+A_2) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{A_1 Z_1 Z_2} \quad (1)$$

Z_1, Z_2 = Ordnungszahl des Ions bzw. Absorbers

A_1, A_2 = Nukleonenzahl des Ions bzw. Absorbers

E = Kinetische Energie des Ions in MeV

Daraus erhält man für unseren Fall eine maximale Reichweite von ca. 10.6 cm.

- c) Der Ne^{20} -Gasdruck bestimmt die Wanddiffusionszeit für das Na^{20} . In unserem Fall ergibt sich nach [9] eine Diffusionszeit von Wand zu Wand von 3.5 sec.

2.2. Argumente für eine kleine Ne^{20} -Gasdichte

- a) Ne^{20} und alle Edelgase dienen als Puffergas beim optimalen Pumpen, d.h. sie verlangsamen die Wanddiffusionszeiten und verhindern damit depolarisierende Stöße der Alkaliatome mit den Gefäßwänden. Die Relaxationszeit wird deshalb zunächst mit zunehmendem Puffergasdruck länger. Neon besitzt einen kleinen Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für depolarisierende Stöße Alkali-Neon. Für Neondichten $> 4 \cdot 10^{18} \text{ Atome/cm}^3$ läßt sich jedoch dieser Depolarisationsmechanismus nicht mehr vernachlässigen, und als Folge davon wird die Relaxationszeit für größere Neongasdichten wieder kürzer. Für Na in Ne ergibt sich bei ≈ 200 Torr Neon ein Maximalwert für die Relaxationszeit von ≈ 600 msec. Bei 500 Torr Neon ergibt sich eine Relaxationszeit von ≈ 400 msec für Na in Ne.

Aus dem Vorangehenden folgt, daß höhere Ne^{20} -Gasdrucke günstiger sein sollten. Bei einem Druck von 2000 Torr würde die Relaxationszeit auf 150 msec verkürzt werden, dies ist jedoch bei einer Pumpzeit von 1-10 msec vertretbar. Glasgefäße mit einem Gasdruck > 1000 Torr sind jedoch technolo-

gisch nicht einfach herstellbar.

3. Optischer Aufbau zur Polarisation des Rubidiums

Das Prinzip des optischen Pumpens ist zusammenfassend in [1] dargestellt. Es sollen hier lediglich einige technische und physikalische Besonderheiten im Zusammenhang mit unserem Experiment angegeben werden. Um durch optisches Pumpen eine hohe Kernpolarisation zu erreichen, ist eine möglichst intensitätsstarke und wenig selbstumgekehrte Lampe erforderlich. Es wurden elektrodenlose HF-Lampen mit einem Durchmesser von 50 mm und einer Höhe von 9 mm benutzt. Zur Thermostatisierung hatten die Lampen einen Kühlfinger, der aus dem Resonator herausgeführt und außerhalb in einem Ölbad (Wacker Siliconöl AP 200) auf 135°C thermostatisiert war (Abb. 6). Der Lampenkolben selbst war heißer, so daß die Temperatur am Kühlfinger den Dampfdruck des Rubidiums bestimmte.

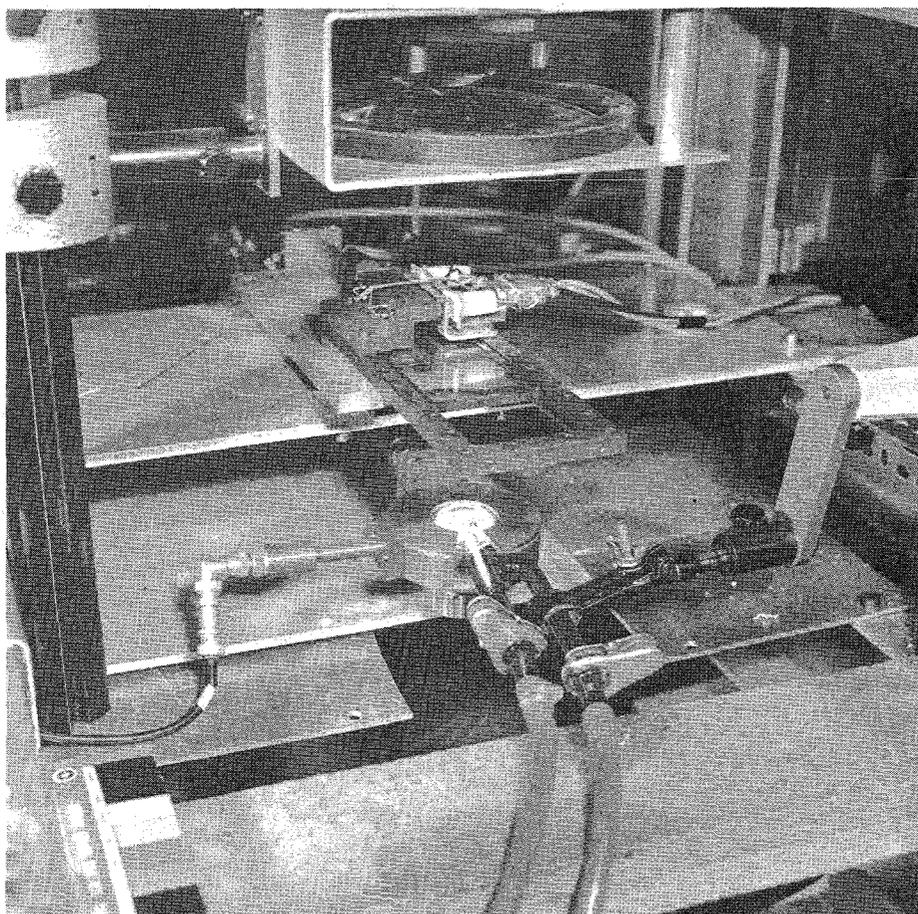


Abb. 6: Hohlraumresonator mit Rb-Lampe

In den Hohlraumresonator wurde die Leistung eines 100 Watt Dauerstrichmagnetrons (Valvo 7090) eingespeist.

In unserem Fall ist der Puffergasdruck so groß, daß die mittlere Stoßzeit Ne-Alkali kleiner ist als die Lebensdauer des 2P -Zustandes der Alkaliatome. Dies hat zur Folge [11], daß die optisch angeregten Atome sich rein statistisch auf die Zeeman-Niveaus verteilen, bevor sie in den Grundzustand zurückfallen. Es ist zu beobachten [11], daß dann bei gleicher Zirkularpolarisation $D_1(^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2})$ und $D_2(^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2})$ entgegengesetzt pumpen, d.h. bei gleichen Intensitäten D_1, D_2 ist die Pumpwirkung gleich null. Man hat zwei Möglichkeiten diese Schwierigkeit zu umgehen (vgl. Abb. 6b):

- a) Pumpen nur mit der D_1 (bzw. D_2) allein, was eine Trennung der beiden Linien durch ein Interferenzfilter erfordert. Das Zeeman-Niveau $F = I + 1/2 \quad m_F = \pm F$ hat für $\sigma \pm$ -Licht die Absorptionswahrscheinlichkeit 0. Für eine unendlich lange Relaxationszeit ließe sich eine 100 %ige Polarisation erreichen.
- b) Pumpen mit D_1 und D_2 , jedoch mit entgegengesetzter Zirkularpolarisation, was durch die Benutzung eines Lyot-Filters [12] mit nachfolgender $\lambda/4$ Scheibe erreicht wird (s. Abb. 2). Eine 100 %ige Polarisation ist damit nicht mehr zu erreichen, da für kein Hfs-Zeeman-Niveau des Grundzustandes die Absorptionswahrscheinlichkeit verschwindet. In manchen Fällen kann diese Methode wegen der höheren Lichtintensität dem D_1 -Pumpen überlegen sein. Vor allem dann, wenn, wie in unserem Fall, ein D_1 -Filter mit hoher Transmission nicht zur Verfügung steht.

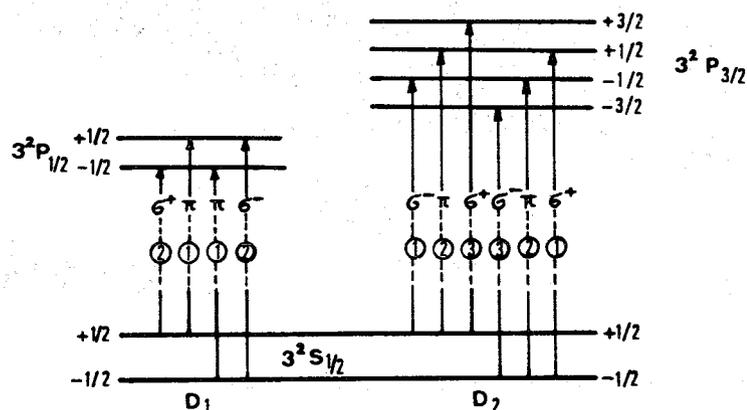


Abb. 6b: Zeemanstruktur der D_1 - und D_2 -Linien eines Alkaliatoms

II. Produktion und Nachweis des Radionuklides

Die Reaktion $^{20}\text{Ne}(d,2n)^{20}\text{Na}$ hat einen Q-Wert von -18.36 MeV. Aus einer Zusammenfassung der bis jetzt ermittelten Anregungsfunktionen von (d,2n)-Reaktionen [13] folgt, daß das Maximum des Wirkungsquerschnittes ca. 10 MeV oberhalb der Schwelle erreicht werden sollte. Dies konnte mit variabler Einschußenergie bestätigt werden.

	Q-Wert [MeV]	$E_{\text{max}} \beta$ [MeV]	$\tau_{1/2}$
$^{20}\text{Ne}(d,n)^{21}\text{Na}$	+ 0.22	2.5 β^+	22.6 sec
$(d,2n)^{20}\text{Na}$	- 18.34	11.3 β^+ (90%)	408 msec
$(d,3n)^{19}\text{Na}$	- 27.05	18.0 β^+	\approx 40 msec
$(d,2p)^{20}\text{F}$	- 8.40	5.4 β^-	11.2 sec
$(d,3p)^{19}\text{O}$	- 19.10	3.2 β^-	27 sec
$\left(\begin{array}{c} p2n \\ d,dn \\ t \end{array}\right)^{19}\text{Ne}$	- 19.20 - 21.50 - 10.72	2.2 β^+	17.4 sec
$\left(\begin{array}{c} p3n \\ d,d2n \\ tn \end{array}\right)^{18}\text{Ne}$	- 30.72 - 32.02 - 22.25	3.4 β^+	1.5 sec
$^{28}\text{Si}(d,n)^{29}\text{P}$	+ 0.42	4.0 β	4.2 sec
$(d,2n)^{28}\text{P}$	- 16.84	10.5 β^+ (50%)	270 msec
$(d,3n)$	- 34.82	groß β^+	kurz
$\left(\begin{array}{c} p2n \\ d,dn \\ t \end{array}\right)^{27}\text{S}$	- 19.40 - 20.70 - 10.32	3.8 β^+	4.2 sec
$\left(\begin{array}{c} p3n \\ d,d2n \\ tn \end{array}\right)^{26}\text{S}$	- 32.72 - 34.02 - 24.24	3.1 β^+	2.1 sec
$(d,\alpha n)^{25}\text{Al}$	- 7.69	3.3 β^+	7.2 sec
$(d,\alpha 2n)^{24}\text{Al}$	- 24.79	3.4 β^+	2.1 sec

Tabelle 1: Kernreaktionen durch Deuteronenaktivierung

1. Störreaktionen

Die Zahl der möglichen Reaktionskanäle bei 30 MeV Einschußenergie ist groß. Die Anregungsfunktionen für (d,xn),(d,xp), (d, α) etc. überlappen sich, so daß eine selektive Produktion von Na²⁰ nicht möglich ist. Man ist also gezwungen, das Detektorsystem so auszulegen, daß die Hauptzählrate vom gewünschten Nuklid stammt. Tabelle 1 enthält die wahrscheinlichsten Störreaktionen, die durch Deuteronenbeschuß im Targetgas und an den Glaswänden auftreten. Es wurden nur diejenigen Reaktionen betrachtet, deren maximale β -Energie oberhalb 2 MeV liegt und deren Q-Werte nicht beträchtlich oberhalb der verwendeten Einschußenergie von 30 MeV lag. Außerdem treten Neutronenaktivierungen in den Materialien, welche die Zähler umgeben, auf. (Tabelle 2) Außerdem wird eine ganze Reihe von zum Teil hochenergetischen γ -Strahlern produziert.

		$E_{\max} \beta$ [MeV]	$\tau_{1/2}$
Aluminium	Al ²⁷ (n, γ)Al ²⁸	2.9 β^-	2.3 min
	(n,d)Al ²⁶	3.2, 1.8 β^+	6.4 sec
	(n,3n)Al ²⁵	3.8 β^+	7.2 sec
	(n,2p)Na ²⁶	6.7 β^-	1.0 sec
Kohlenstoff	C ¹² (n,2n)C ¹¹	1.0 β^+	20.3 min
	(n,3n)C ¹⁰	1.9 β^+	19.3 sec
	(n,p)B ¹²	13.4 β^-	20 msec
	(n,2p)Be ¹¹	11.5 β^-	13.6 sec

Tabelle 2: Störreaktionen durch Neutronenaktivierung

2. Detektorsysteme

Die Hauptforderung an das Detektorsystem ist ein möglichst selektiver Nachweis der β -Teilchen vom Na^{20} . Erschwerend erwies sich der Umstand, daß die Photoervielfacher über 1 m lange Lichtleiter an die Plastiksintillatoren angeschlossen werden müssen, um sie dem Einfluß des Helmholtzfeldes zu entziehen. Als beste Lösung hat sich nach mehreren Testversuchen folgendes erwiesen (Abb. 7):

- a) Die Benutzung von sehr dünnen Plastiksintillatoren (NE102A, 2 mm dick), um die Ansprechempfindlichkeit für γ -Quanten klein zu halten.
- b) Die Anwendung von Koinzidenzen zwischen solchen Zählern eliminiert die Untergrundzählrate, welche in den Lichtleitern registriert wird (meist über Cerenkov-Strahlung).
- c) Das Einschleiben von Plastikabsorbern zwischen den Zählern, um β -Teilchen mit Energien kleiner als 3 MeV zu absorbieren (3 MeV \approx 15 mm Polypropylen).

Zur Unterscheidung von β^+ - und β^- -Strahlung wurde ein ringförmiger Plastiksintillator zum Nachweis der β^+ -Vernichtungsstrahlung aufgebaut (Abb. 7). Damit wäre es möglich, z.B. die Zählrate vom F^{20} mit 5.4 MeV β^- -Energie zu unterdrücken. Das Vorhaben scheiterte jedoch bei Deuteronenaktivierungen an einer während der Meßzeit stark anwachsenden Zählrate in dem Ringzähler.

Zeitabhängige Messungen einer 2fach-Koinzidenz zwischen den beiden Halbschalen deuten auf das 20.3 min Isotop C^{11} (s.Tab. 2), welches offenbar über $\text{C}^{12}(n,2n)\text{C}^{11}$ erzeugt wird, hin. Die 20 msec Halbwertszeit von B^{12} über $\text{C}^{12}(n,p)\text{B}^{12}$ war bei allen Halbwertszeituntersuchungen nachweisbar. Bei Aktivierungen mit α -Teilchen bzw. Protonen werden wesentlich weniger Neutronen produziert, hierbei sollte die β - γ -Koinzidenz einsetzbar sein.

Die Ansprechempfindlichkeit für β -Teilchen > 500 keV betrug für die dünnen dE/dx -Zähler ≈ 0.7 . Im Ringkristall für die 511 keV γ -Quanten ≈ 0.9 . Um Aktivierungen in der Nähe der Zähler

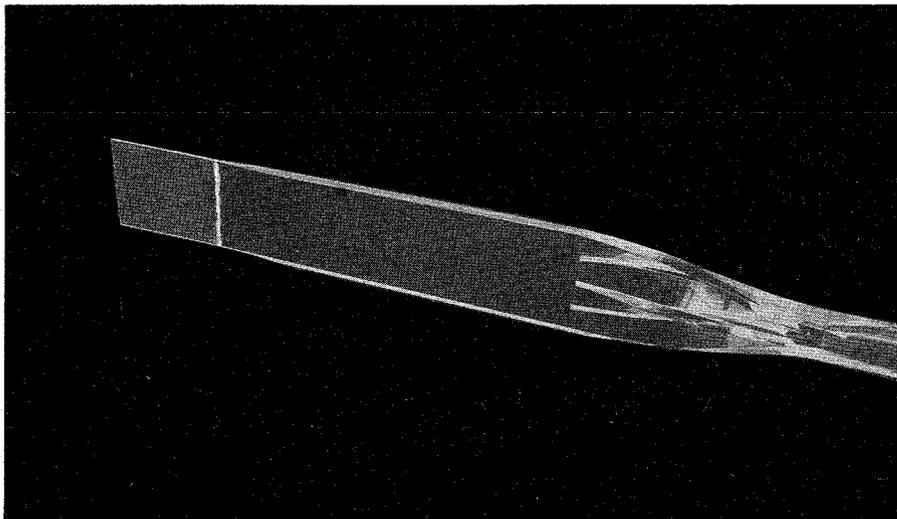
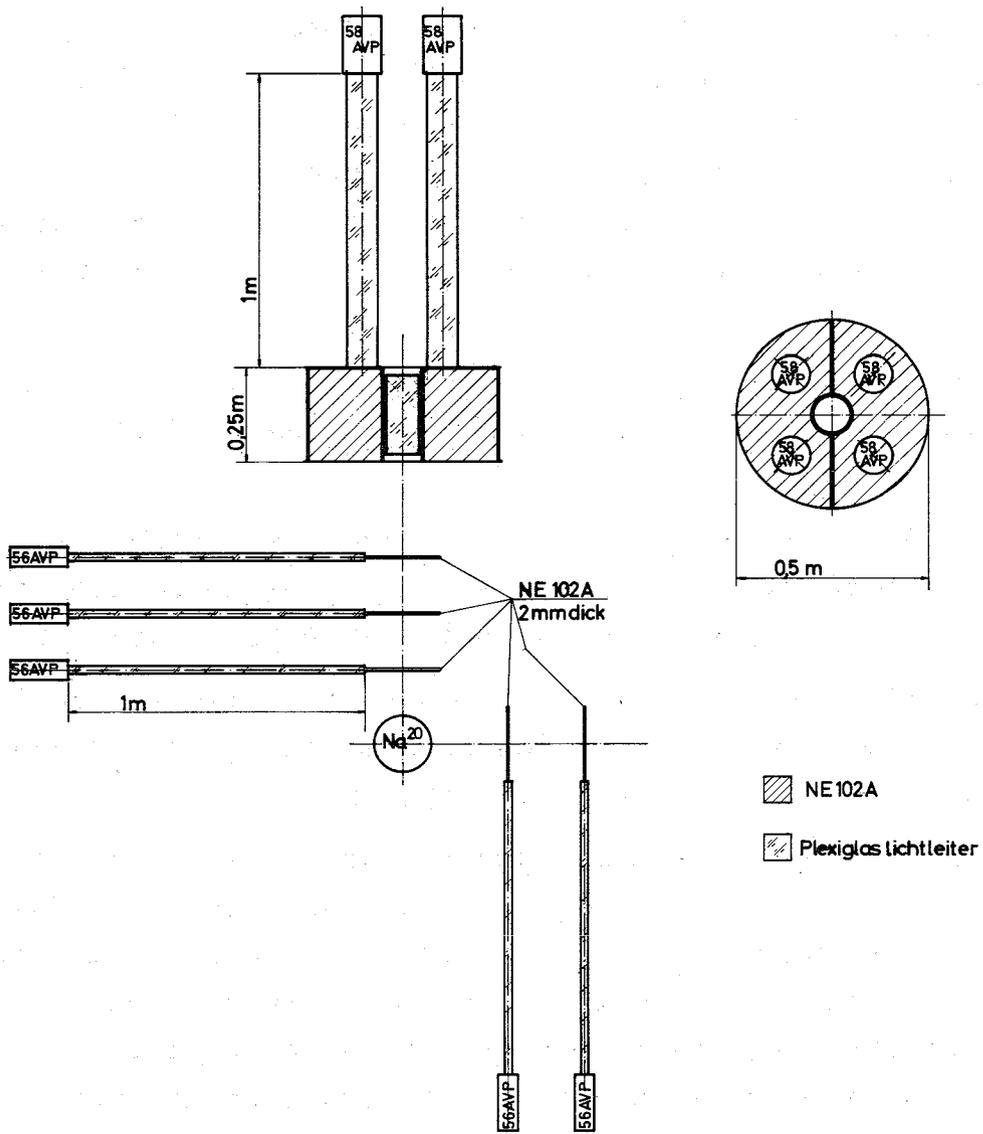


Abb. 7: Zählerteleskope

zu verhindern, wurden ausschließlich Kunststoffe (Polyäthylen) für die Hüllen von Lichtleitern und Szintillatoren verwendet. Die Spannungsteiler der benutzten Photovervielfacher waren so aufgebaut, daß die ersten 10 Dynoden und die letzten 4 Dynoden von einem eigenen Netzgerät versorgt wurden. Es konnten Erholzeiten von < 1 msec nach den intensiven Zyklotronimpulsen erreicht werden.

Die Anodenausgänge der Photovervielfacher wurden 150 MHz Diskriminatoren (CRONETICS 151) zugeführt. Die Messungen wurden mit einer Koinzidenzauflösungszeit von 3 nsec ausgeführt.

3. Halbwertszeitmessungen

Die Güte einer Detektoranordnung ergibt sich aus einer Analyse der Abklingkurven der Koinzidenzzählraten nach einem Zyklotronimpuls. Im Idealfall sollte die Zeitabhängigkeit der Zählrate in unserem Fall durch eine Exp.-Funktion mit einer dem Na^{20} entsprechenden Halbwertszeit von 408 msec beschrieben werden.

Zunächst wurde eine rationelle Meß- und Auswertungsmethode für die Abklingkurven an der CDC 3100 geschaffen [14]. Die Zählerstände von 6 Binärzählern werden nach einem Zyklotronimpuls in definierbaren Zeitintervallen über Pufferspeicher als Funktion eines Zeitkodierzählers in den Kernspeicher des Rechners übernommen (Abb. 8). Auf einem ON-LINE-Display kann man die gemessenen Abklingkurven während des Experimentes überwachen. Die Vorteile des ON-LINE-Rechners sind in dieser experimentellen Stufe:

- a) Es können mehrere Teleskope bzw. Koinzidenzbedingungen gleichzeitig gemessen werden (begrenzt durch die Anzahl der vorhandenen Binärzähler).
- b) Zufällige Koinzidenzen können mit unserer Methode gleichzeitig mitgemessen werden.
- c) Die Ausgabe der Rohdaten auf Magnetband erlaubt einen einfachen Verkehr mit der zur Auswertung benutzten IBM 360/65.

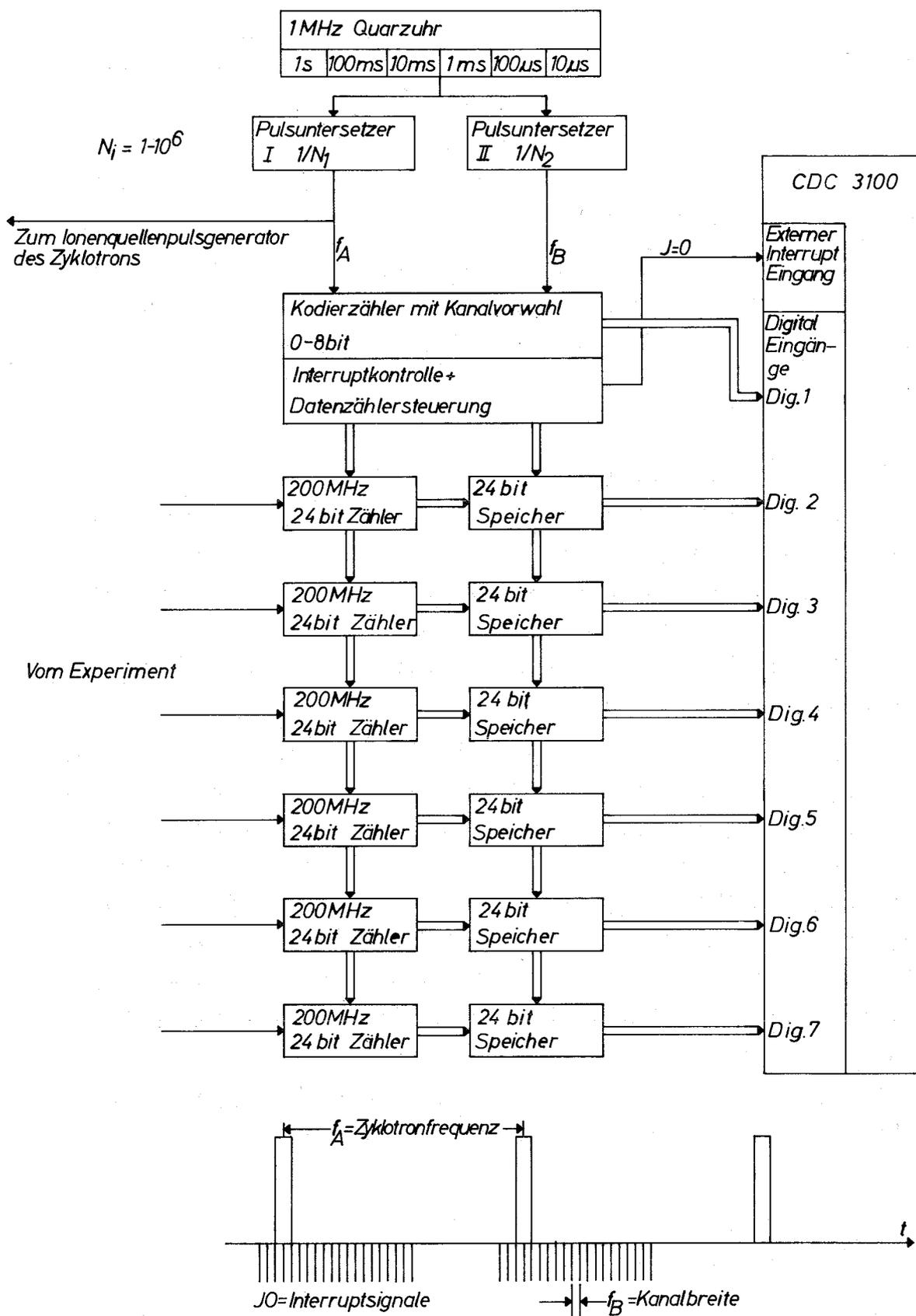


Abb. 8: Blockschaltbild für Halbwertszeitmessungen

Einen Ausschnitt aus einem typischen ON-LINE-Displaybild zeigt Abb. 9. Zwei Teleskope werden mit je einem Spektrumsbereich für echte und zufällige Koinzidenzen gleichzeitig registriert.

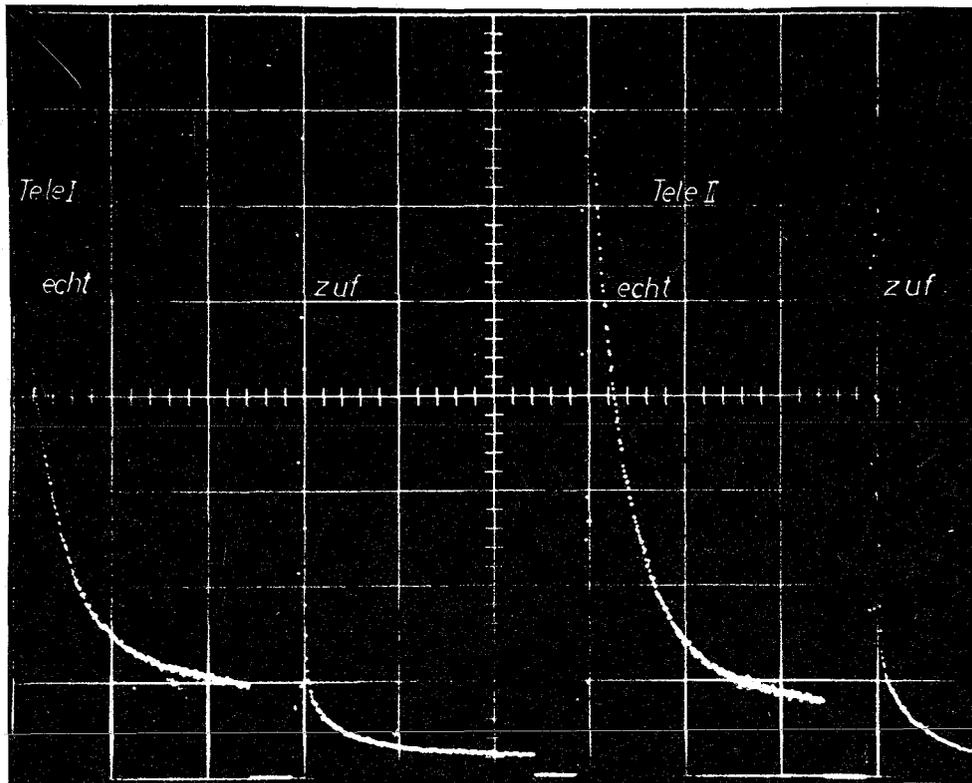


Abb 9: ON-LINE-Display einer Halbwertszeitmessung.
Zyklotrontakt 5 sec, Pulsbreite 100 msec, Kanalbreite 20 msec, 256 Kanäle je Spektrumsbereich,
 $E_d = 30$ MeV.

Die Abfallskurven sollten durch eine Summe von e-Funktionen dargestellt werden können.

$$F(t) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i e^{-\lambda_i t} \quad (2)$$

Zur Auswertung wurden zwei Anpassungsprogramme an der IBM 360/65 zur Verfügung gestellt [14]:

- a) Das erste Programm sucht sich aus der Meßkurve auf einfache Weise die Anzahl der e-Funktionen und die Startparameter für ein Least-Square-Fit-Programm. Dabei sind dann sowohl die a_i als auch die λ_i freie Parameter.
- b) Mit dem zweiten Programm hat man die Möglichkeit, einige Halbwertszeiten (λ_i) fest vorzugeben. Das Fitprogramm sucht sich dazu dann nur die Amplituden a_i . Meist erhält man von der Auswertung (a) einen guten Hinweis auf enthaltene Nuklide.

Ein typisches Beispiel für eine solche Auswertung zeigt Abb.10.

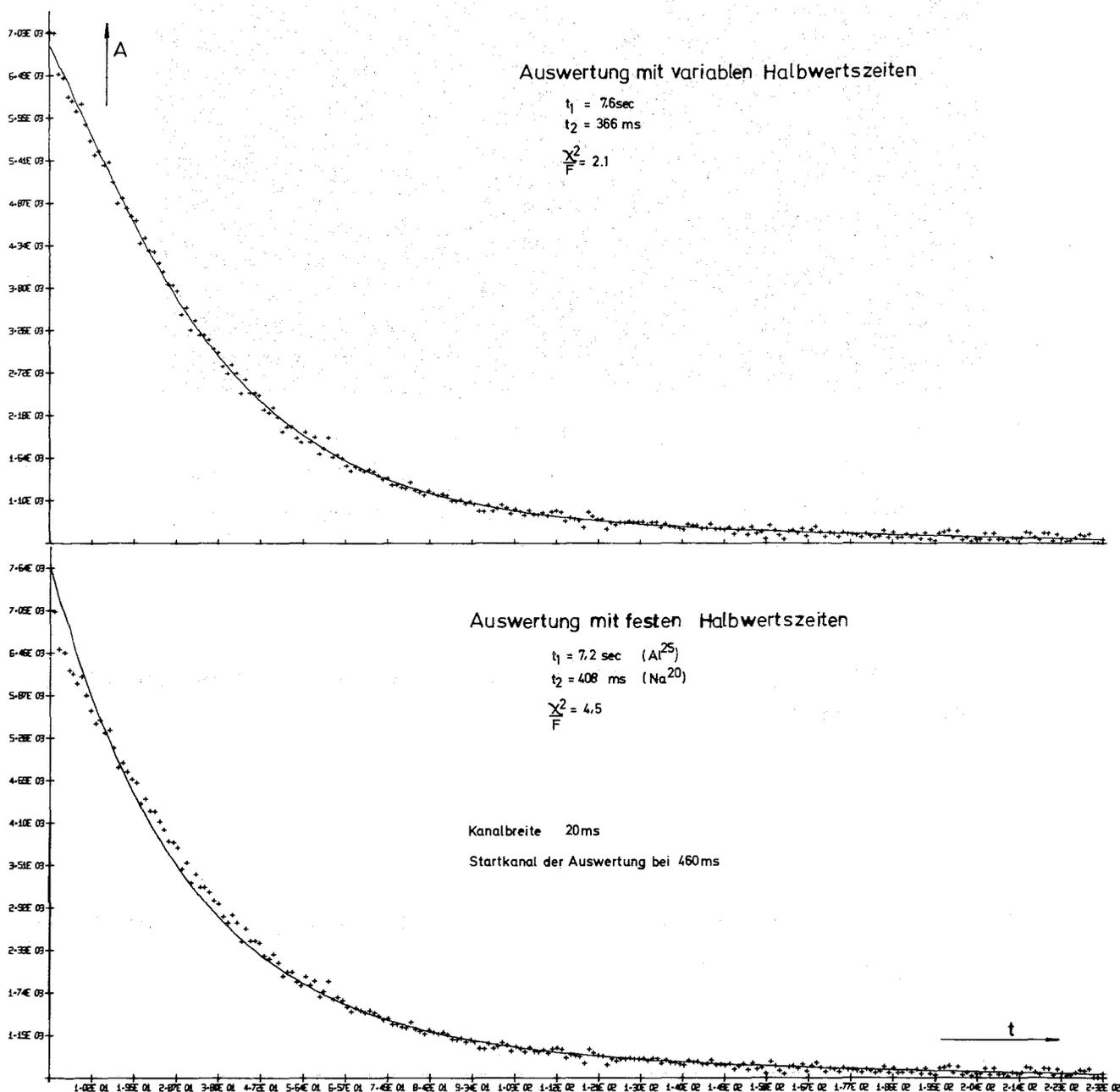


Abb. 10: Beispiel für die Auswertung einer Halbwertszeitmessung

In diesem Fall ist 400 msec nach dem Zyklotronimpuls 80 % der Zählrate Na^{20} zuzuordnen. Unsere Erfahrungen mit den Fitprogrammen haben jedoch gezeigt, daß es schwierig ist, Halbwertszeiten, welche sich nicht mindestens um einen Faktor 2 unterscheiden, zuverlässig zu separieren. Insbesondere ist es deshalb schwierig, die 270 msec/Halbwertszeit vom P^{28} abzutrennen. Andererseits läßt sich Phosphor durch Spinaustausch mit Rb^{87} im Prinzip polarisieren. Deshalb war es wichtig, etwas über das Zählratenverhältnis $\text{P}^{28}/\text{Na}^{20}$ zu wissen. Es wurde deshalb eine mit 500 Torr Helium gefüllte Röhre vermessen. Tabelle 3 zeigt die auf gleiche Strahlintensitäten bezogenen Ergebnisse.

	a_1	a_2	a_3	a_4
	Na^{20}	P^{29} oder S^{27}	P^{28}	B^{12}
	(408 msec)	(4.2 s)	(270 msec)	(20 msec)
Ne^{20} (500 Torr) + d (30 MeV)	10 000	600	< 300	12 000
He^4 (500 Torr) + d (30 MeV)	-	680	180	16 000
He^4 (500 Torr) + n's	-	350	-	12 000

Tabelle 3: Relative Intensitäten für Helium- und Neonfüllung

Obwohl die Ergebnisse mit großen Fehlern behaftet sein können (Strahllage schlecht reproduzierbar, unterschiedliche Dicke der Glasfenster), erlauben sie den Schluß auf einen kleinen P^{28} -Anteil. In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß eine Asymmetrie in den He-Gefäßen nicht nachgewiesen werden konnte.

Unter günstigen Bedingungen kann man es erreichen, daß in den Zeitbereichen, in denen Asymmetriemessungen durchgeführt wurden, ca. 40 - 60 % der Zählrate vom Na^{20} stammen.

III. Polarisation des Radionuklids

1. Spinaustauschpolarisation

Die Polarisation der produzierten Na^{20} -Atome geschieht durch Spinaustausch mit optisch gepumpten Rb^{87} -Atomen. Spinaustausch ist ein sehr schneller ($\approx 10^{-3}$ sec) Polarisationsmechanismus und hat in unserem Fall, verglichen mit dem direkten Pumpen an Na^{20} , eine Reihe von Vorteilen:

- a) Das optische Pumpen an Rubidium ist technologisch einfacher als an Natrium (HF-Lampen, Filter, Temperaturbereich).
- b) Die optische Seite des Experiments bleibt unverändert, wenn man andere kurzlebige, durch Spinaustausch polarisierbare Kerne messen möchte (z.B. K^{36} siehe auch S.50 ff).
- c) Es gibt keine Schwierigkeiten mit der Isotopieverschiebung der Spektrallinien.
- d) Die Zahl von etwa 10^{13} Rubidiumatomen stellt im Verhältnis zu den ca. 10^6 Na^{20} -Atomen eine große Polarisationskapazität dar. Dies ist insbesondere bei sehr kurzlebigen Isotopen wichtig, denn dann bleibt das bei ihrer Erzeugung entstehende Plasma während der ganzen Lebensdauer bestehen. Die paramagnetischen Anteile dieses Plasmas, insbesondere die Elektronen, beteiligen sich am Spinaustausch und müssen mitpolarisiert werden.
- e) Durch Spinaustausch erhält man im Falle der Resonanz eine sehr starke Polarisationsänderung und damit größere Signalamplituden. Das ist darauf zurückzuführen, daß unter Spinaustauschbedingungen die Einstrahlung einer Resonanzfrequenz zwischen zwei Hyperfeinstruktur-niveaus nicht nur eine Gleichbesetzung dieser beiden Niveaus bewirkt, sondern über den Spinaustausch auch die Besetzungszahlen aller übrigen Niveaus ändert (siehe in [5] S.30 ff).

2. Optisches Pumpen an Rb⁸⁷

Die Diagnose des optischen Pumpens an Rb⁸⁷ ($I=3/2$) erfolgt durch Beobachtung des Resonanzlichtes (Abb. 11). Aus den Signalen ergeben sich zwei wichtige Informationen für unser Experiment:

a) Der Polarisationsgrad des Rb⁸⁷ und damit, wie in Kap. III 3-4 gezeigt wird, indirekt die Größe der Kernpolarisation des Na²⁰.

b) Eine genaue Magnetfeldmessung.

Zur Polarisation des Rubidiums haben wir die in Kap. I 3b beschriebene Technologie benutzt. Zum Nachweis der kleinen Resonanzsignale wurde die bekannte LOCK-IN-Methode angewandt. Es bieten sich folgende Möglichkeiten der Datenverarbeitung an (Abb. 11):

a) Bei der Standardmethode mit Linienschreiber werden die Signale bei konstanter Frequenz ν durch Variation des Helmholtzspulenstromes aufgenommen. Diese Methode ist zur Feldeinstellung geeignet. Es ist jedoch schwierig, einen eingestellten Feldwert auf seine Stabilität zu überprüfen.

b) Die Anordnung wurde deshalb für den Rechner modifiziert [14]. Die Übergangsfrequenzen werden in wählbaren Schritten vom Rechner mittels einer digital kontrollierten Frequenzdekade von einem Startwert aus durchgeföhren. Gleichzeitig wird das Signal des LOCK-IN-Verstärkers digitalisiert und als Funktion der eingestrahelten Frequenz eingespeichert. Ein typisches Resultat für Rb⁸⁷ ist ebenfalls in Abb. 11 angegeben. Das Programm ist so angelegt, daß ein Resonanzexperiment kurz (3 min) unterbrochen, das Rb-Kontrollsignal gemessen und das Ergebnis auf Magnetband abgespeichert werden kann.

2.1. Magnetfeldmessung

Zur Feldmessung genügt es, wenn man eine zugeordnete Resonanz mit hoher Auflösung vermißt (kleine HF-Feldstärke). Aus Abb. 12 ergibt sich bei 30 Gauß eine Genauigkeit von $\Delta H/H = 3 \cdot 10^{-6}$. Aus den bei kleinen HF-Feldstärken erzielten Linienbreiten (2,5 KHz bei 15 Gauß) ergab sich eine Feldinhomogenität von 5 mG über das Resonanzgefäß mit $\emptyset = 10$ cm.

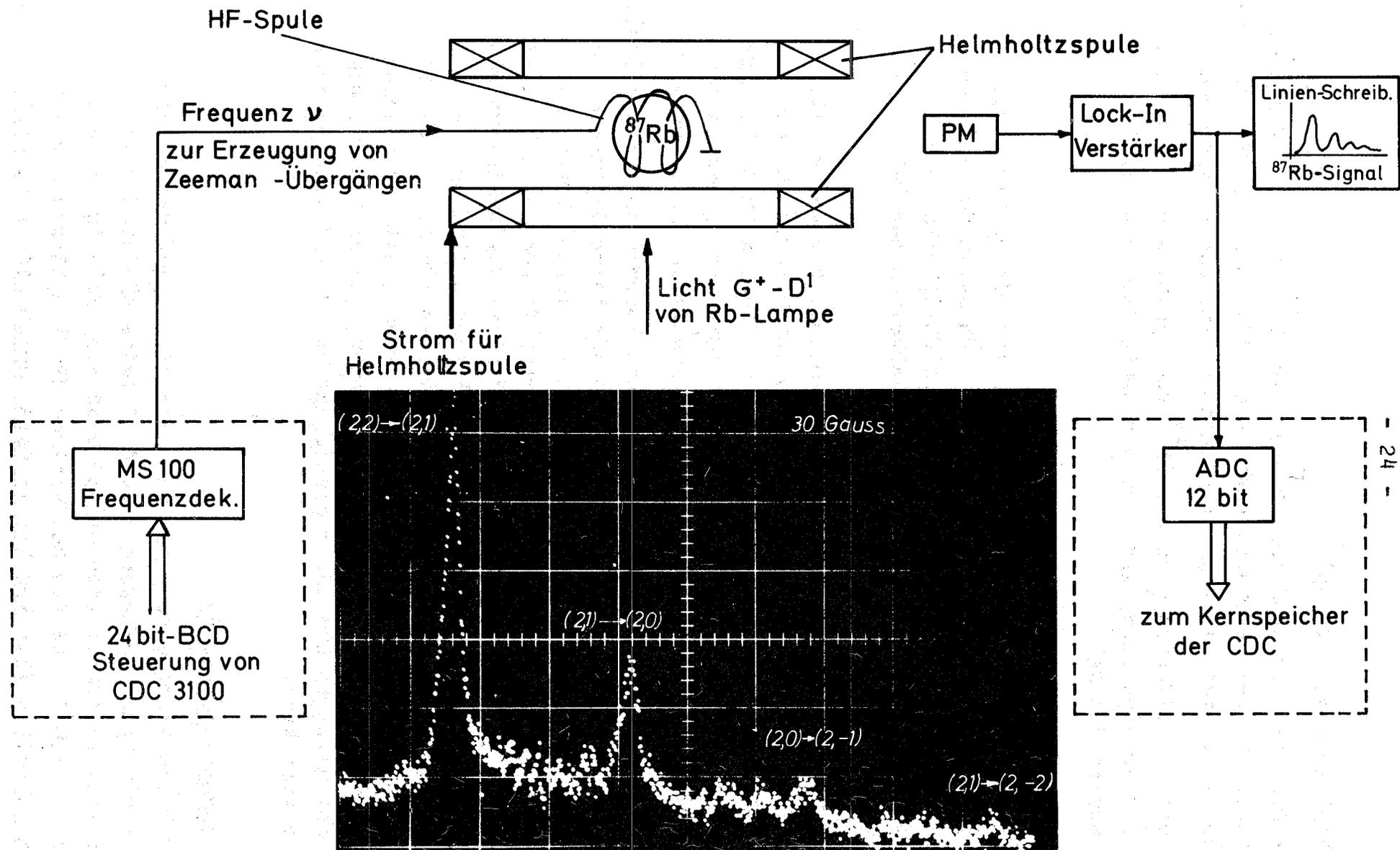


Abb. 11: Magnetfeldmessung durch optisches Pumpen mit und ohne ON-LINE-Rechner

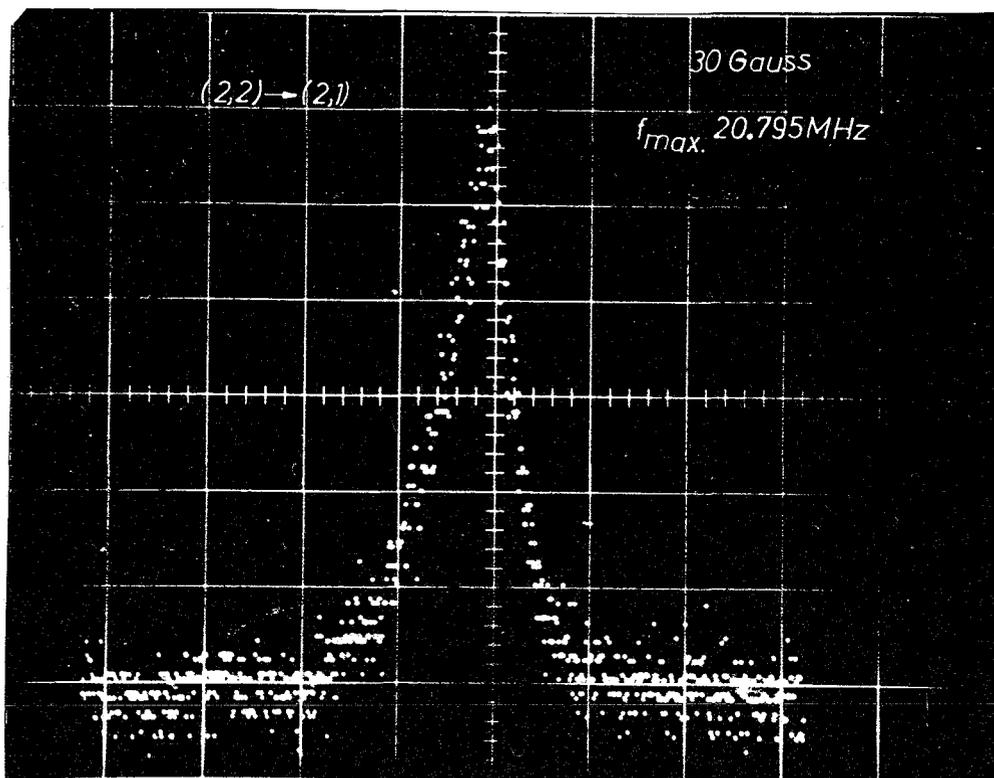


Abb. 12: Hochaufgelöstes $\Delta F = 0$, Rb^{87} -Signal zur Magnetfeldmessung, Schrittweite 0,1 kHz

Bei extrem hoher Erregung (jeweils 250 A) des in 2 m Abstand stehenden Quadrupoltripletts des Strahlführungssystems konnte eine weitere Erhöhung der Inhomogenität um ca. 5 mG beobachtet werden. Das Tripletts mußte jedoch nur auf je 50 A erregt werden. Das Hauptfeld des Zyklotrons (Stabilität besser 10^{-3}) machte sich durch ein Streufeld von 0,24 Gauß bemerkbar.

3. Elektronenpolarisation des Rb^{87}

Die Kernpolarisation des Na^{20} wird durch die Elektronenpolarisation P_{E1} des Rb^{87} bestimmt. Es soll deshalb zunächst ein Verfahren angegeben werden, mit dem man aus den relativen Intensitäten der Rb^{87} -Resonanzen P_{E1} gewinnt.

Die Rb-Atome befinden sich im Resonanzgefäß im Spintemperaturgleichgewicht, d.h. ihre Besetzungszahlen haben aufgrund der Rb-Rb Spinaustauschstöße eine Boltzmann-ähnliche Verteilung mit der Spintemperatur β [9]:

$$N(F, m_F) = e^{-\beta m_F} \quad (3)$$

Insbesondere gilt für die Intensitäten I der beiden äußeren Resonanzen $|2, 2\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$ und $|2, -1\rangle \rightarrow |2, -2\rangle$ bei σ^+ -Einstrahlung, optisch dünner Schicht und schwacher Einstrahlung der Resonanzfrequenz:

$$\alpha = \frac{I(|2, 2\rangle \rightarrow |2, 1\rangle)}{I(|2, -1\rangle \rightarrow |2, -2\rangle)} = e^{-3\beta} \quad (4)$$

Es wurden α -Werte zwischen 10 und 17 erreicht.

In der $|m_J, m_I\rangle$ -Darstellung gilt im schwachen Feld:

$$|k\rangle = |F, m_F\rangle = \sum_{m_I + m_J = m_F} C(J, I, m_J, m_I | F, m_F) |m_J, m_I\rangle \quad (5)$$

Mit $C(J, I, m_J, m_I) =$ Clebsch-Gordan-Koeffizient.

Für Rb^{87} ($I = 3/2$, $J = 1/2$) erhält man im Grundzustand 8 Zeeman-Niveaus und die Wellenfunktionen.

$$\psi = \sum_{k=1}^8 a_k |k\rangle \quad (6)$$

Mit den auf 1 normierten Besetzungszahlen $N_k = a_k a_k^\dagger$ gilt dann

$$\begin{aligned} P_{E1} &= \frac{\sum_k \langle m_J \rangle_k N_k}{1/2 \sum_k N_k} \quad (7) \\ &= (N_1 - N_5) + 1/2 (N_2 - N_4) + 1/2 (N_8 - N_6) \end{aligned}$$

und analog für die Kernpolarisation:

$$\begin{aligned} P_K &= \frac{\sum_k \langle m_I \rangle_k N_k}{I \sum_k N_k} \quad (8) \\ &= (N_1 - N_5) + 1/2 (N_2 - N_4) + 5/6 (N_6 - N_8) \end{aligned}$$

Die Elektronenpolarisation des Rubidiums erhält man also, indem man zunächst aus (4) den Wert β bestimmt, dann mit (3) die Besetzungszahlen berechnet und in (7) einsetzt.

Abb. 13 zeigt P_{E1} als Funktion von α , dem Intensitätsverhältnis der beiden äußeren Resonanzen.

Wird die Elektronenpolarisation $> 45\%$, so lassen sich die zugehörigen α -Werte experimentell nicht mehr zuverlässig bestimmen. Es ist dann sinnvoll, andere Übergänge zur Bestimmung von P_{E1} heranzuziehen.

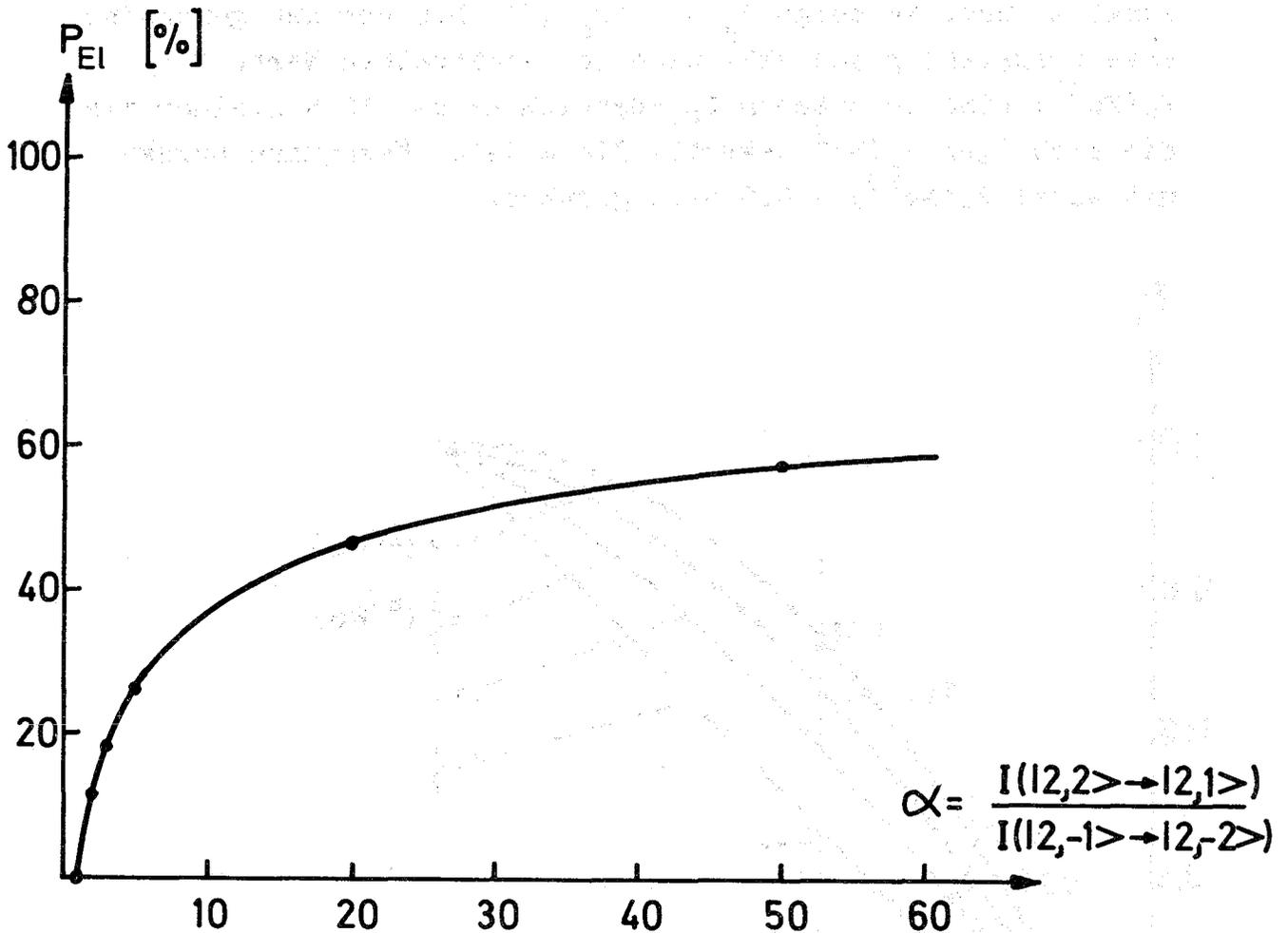


Abb. 13: Elektronenpolarisation des Rb^{87} als Funktion des Intensitätsverhältnisses der beiden äußeren Resonanzen.

4. Zur Kernpolarisation des Na^{20}

Beide Spinaustauschpartner (Rb^{87} , Na^{20}) haben Kernspin und damit Hyperfeinstruktur. Da jedoch die Spinaustauschzeit ($= 10^{-12}$ sec) sehr kurz ist gegenüber der Hyperfeinpräzession ($= 10^{-8}$ - 10^{-9} sec) bleibt der Kern zunächst unbeeinflusst. Nach dem Stoß koppeln Kern- und Elektronenspin wieder zusammen, und als Ergebnis hat eine Streuung von einem Anfangszustand in mehrere Endzustände stattgefunden. Wichtig ist, daß im Spintemperaturgleichgewicht P_{E1} für beide Stoßpartner gleich ist, der Kernspin ist dabei belanglos. Die Kernpolarisation hängt damit nur von $1/\beta$ (bzw. P_{E1}) und dem eigenen Kernspin ab, der Kernspin des Stoßpartners ist belanglos. Abb. 14 zeigt $P_k = f(P_{E1}, I)$. Die aus den gemessenen Besetzungszahlen des Rb^{87} nach (8) ermittelten Werte für $P_k(\text{Rb}^{87})$ sind in unserem P_{E1} -Bereich um ca. 10 % kleiner als die richtigen $P_k(\text{Na}^{20})$ -Werte. Die meisten Messungen wurden mit einem $P_k(\text{Na}^{20}) = 0.5$ durchgeführt.

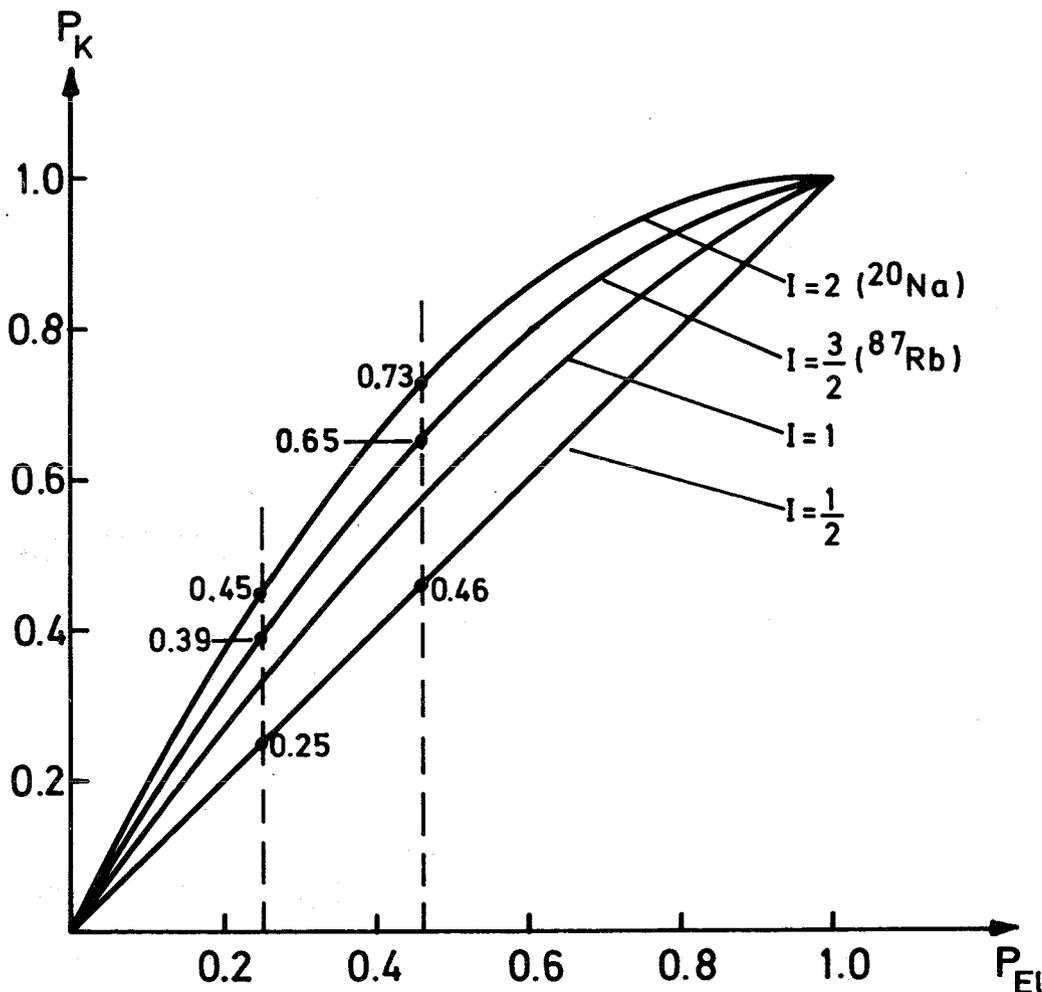


Abb. 14: Kernpolarisation P_k als Funktion von P_{E1} und I

IV. β -Asymmetrie

Die aus einem mit dem Polarisationsgrad P_k polarisierten Kern emittierten Elektronen bzw. Positronen mit der Geschwindigkeit v zeigen eine anisotrope Winkelverteilung:

$$W(\theta) = 1 + A \cos \theta = 1 + \frac{v}{c} a P_k \cos \theta \quad (9)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen Emissionsrichtung und der Polarisationsachse und a der Asymmetriefaktor, der von der Art des β -Zerfalls abhängt.

1. Theoretische Größe des Asymmetriefaktors von Na^{20}

Der theoretische Zusammenhang zwischen dem Asymmetriefaktor a und der Art des β -Zerfalls ist bei erlaubten Übergängen gegeben durch [17]:

$$a = \frac{\pm |C_A|^2 |\langle \sigma \rangle|^2 \Delta_{if}^{-2} C_V^* \langle 1 \rangle^* C_A \langle \sigma \rangle \sqrt{I_i/I_i+1}}{|C_A|^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + |C_V|^2 |\langle 1 \rangle|^2} \quad \text{für } e^\pm \quad (10)$$

Dabei bedeuten:

$\langle \sigma \rangle$ Gamov-Teller-Matrixelement

$\langle 1 \rangle$ Fermi-Matrixelement

C_A, C_V Kopplungskonstanten mit $C_A/C_V = -1.18(5)$

I Kernspin

Δ_{if} Faktor, welcher nur vom Spin des Anfangs- bzw. Endzustandes abhängt (11).

Die Zerfälle des Na^{20} in den $(T=0, I=2^+)$ -Zustand des Ne^{20} sind wegen $\Delta T = 1$ G-T-Übergänge. Beim Zerfall des Spiegelkerns $\text{F}^{20} \rightarrow \text{Ne}^{20}$ trägt nach [16] das Fermi-Matrixelement zu weniger als 10 % bei. Man kann deshalb in guter Näherung den gesamten Übergang als G-T-Übergang betrachten. Der Asymmetriefaktor ist dann unabhängig von $\langle \sigma \rangle$ und ist nur noch vom Spin des Anfangs- und Endzustandes abhängig (I_i bzw. I_f) [17]:

$$a_{GT} = \Delta_{if} = \begin{cases} 1 & \text{für } I_f = I_i - 1 \\ \frac{1}{I_i+1} & \text{für } I_f = I_i \\ -\frac{I_i}{I_i+1} & \text{für } I_f = I_i + 1 \end{cases} \quad (11)$$

Für Na^{20} gilt $I_f = I_i = 2$ und somit $a_{GT} = 1/3$.

2. ON-LINE-Asymmetriemesstechnik

Im Prinzip erhält man A in Gl. (9) dadurch, daß man eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie registriert ($\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$). Meßtechnisch einfacher ist es jedoch, die Polarisationsrichtung zu ändern, was den gleichen Effekt bringt und man erhält eine gemessene Asymmetrie A aus:

$$A = \frac{z_0^{\sigma^+} z_{90^\circ}^{\sigma^-} - z_0^{\sigma^-} z_{90^\circ}^{\sigma^+}}{z_0^{\sigma^+} z_{90^\circ}^{\sigma^-} + z_0^{\sigma^-} z_{90^\circ}^{\sigma^+}} \quad (12)$$

Dabei bedeutet $z_0^{\sigma^+}$ die Zählrate des 0° -Teleskopes bei Einstrahlung von σ^+ -Licht. Die Differenz der 0° -Zählraten für die beiden Polarisationsrichtungen ergibt im Prinzip die gemessene Asymmetrie, während die 90° -Zählraten als Monitor dienen und die Asymmetrie unabhängig von Zyklotronstromschwankungen machen. Da die gemessene Asymmetrie eine starke Zeitabhängigkeit zeigte, wurde ein ON-LINE-Meßverfahren dazu entwickelt [14]. Das Programm speichert die in (12) angegebenen Zählraten als Funktion der Zeit in vorbestimmte Spektrumsbereiche und berechnet nach jedem Zyklotronimpuls $A(t)$. In Abb. 15 wird das Blockschaltbild dieser Anordnung gezeigt. Eine Quarzuhr definiert die Zeittakte für die Zyklotronpulsfrequenz (f_A) und die zeitliche Breite der Meßkanäle (f_B). Die Anzahl der Meßkanäle wird an einem Zeitkodierzähler vorgewählt. Nach jeder Zeitmarke f_B werden die Zählerinhalte in die Pufferspeicher übernommen und wieder auf 0 gesetzt. Der Rechner holt, während in die 24 bit Binärzähler neu eingezählt wird, die Information an den Digitaleingängen ab. Über Digitaleingang 1 wird sowohl die Meßzeit rel. zum Zyklotronimpuls (max. 8 bit) als auch die Polarisationsrichtung σ^+ bzw. σ^- eingegeben. Der Schieber mit $\lambda/4$ -Platte läuft in der Zeit des Zyklotronimpulses. Bei Zyklotronpulslängen von < 100 msec wird beim Polarisationswechsel der Meßzyklus unterbrochen, da die Laufzeit des Schiebers ca. 100 msec beträgt. Die Position des Schiebers wird über Lichtschranken abgenommen. Die Hauptvorteile

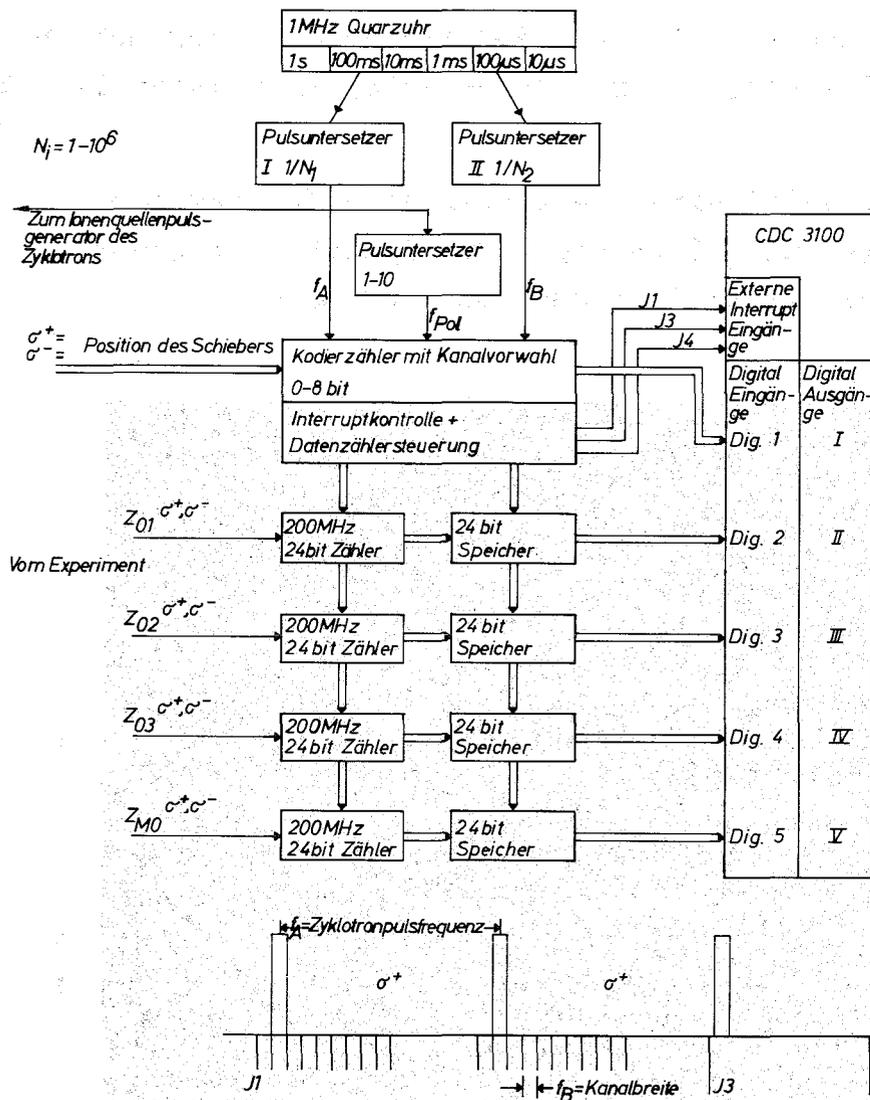


Abb. 15: Blockschaltbild zur Messung der zeitabhängigen Asymmetrie

einer ON-LINE-Asymmetriemessung sind:

- a) Für beide Polarisationsrichtungen können exakt die gleichen elektronischen Anordnungen verwendet werden. Dies hatte zur Folge, daß apparative Asymmetrien nicht beobachtet wurden.
- b) Die Asymmetriemessung kann gleichzeitig für mehrere 0° -Teleskope (z.B. verschiedene Koinzidenzbedingungen) durchgeführt werden.
- c) Der Experimentator erhält über einen Display die Asymmetriewerte ON-LINE angezeigt und kann so das Experiment

besser überwachen.

- d) Will man die Asymmetrie als Funktion von anderen Parametern als der Zeit aufnehmen, so ist das Verarbeitungssystem leicht modifizierbar.

Ein typisches Beispiel einer zeitabhängigen Messung der Asymmetrie ist in Abb. 16 gezeigt. Die Zyklotronfrequenz betrug 2.5 sec bei einer Pulsdauer von 100 msec.

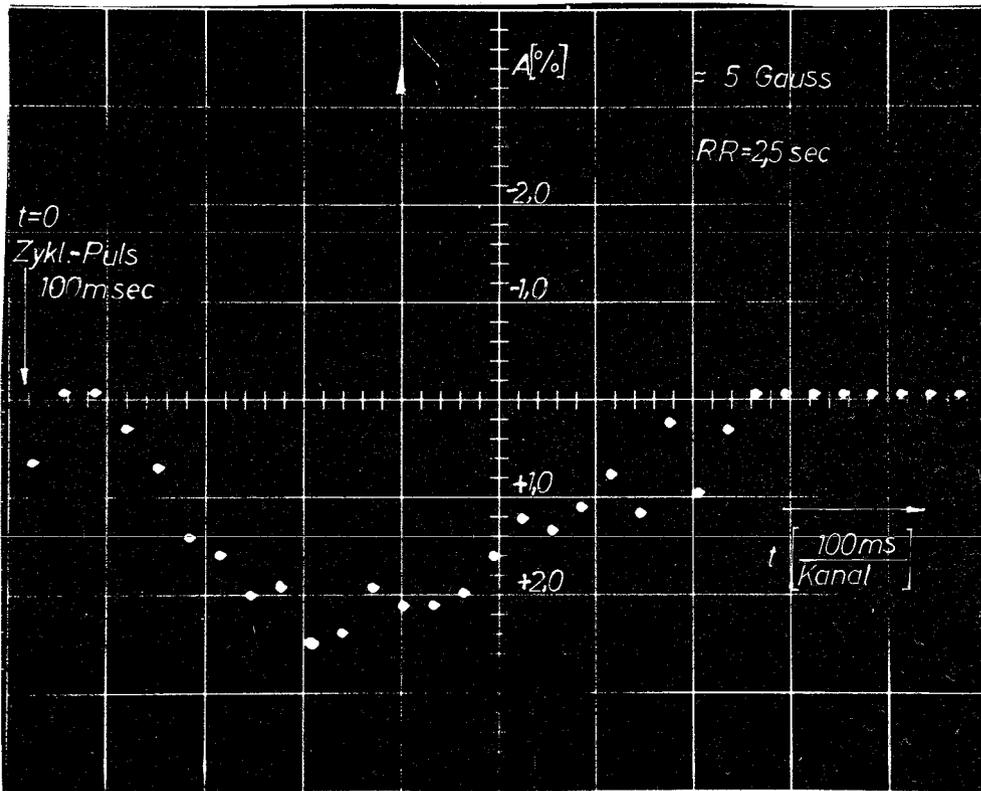


Abb. 16: ON-LINE-Display einer zeitabhängigen Messung der Asymmetrie

Der Vergleich des gemessenen Zeitverlaufes der Asymmetrie mit dem auf Grund des zeitabhängigen Na^{20} -Anteils zu erwartenden (Abb. 17 und 18) zeigt zwei Hauptdiskrepanzen:

- a) Der Maximalwert der Asymmetrie ist um einen Faktor 2-5 kleiner als der erwartete.

d) Die Anstiegszeit nach dem Zyklotronimpuls von 300-500 msec läßt sich weder mit dem zeitabhängigen Untergrund noch mit der Erholzeit für das optische Pumpsignal am Rubidium (Abb. 19) erklären.

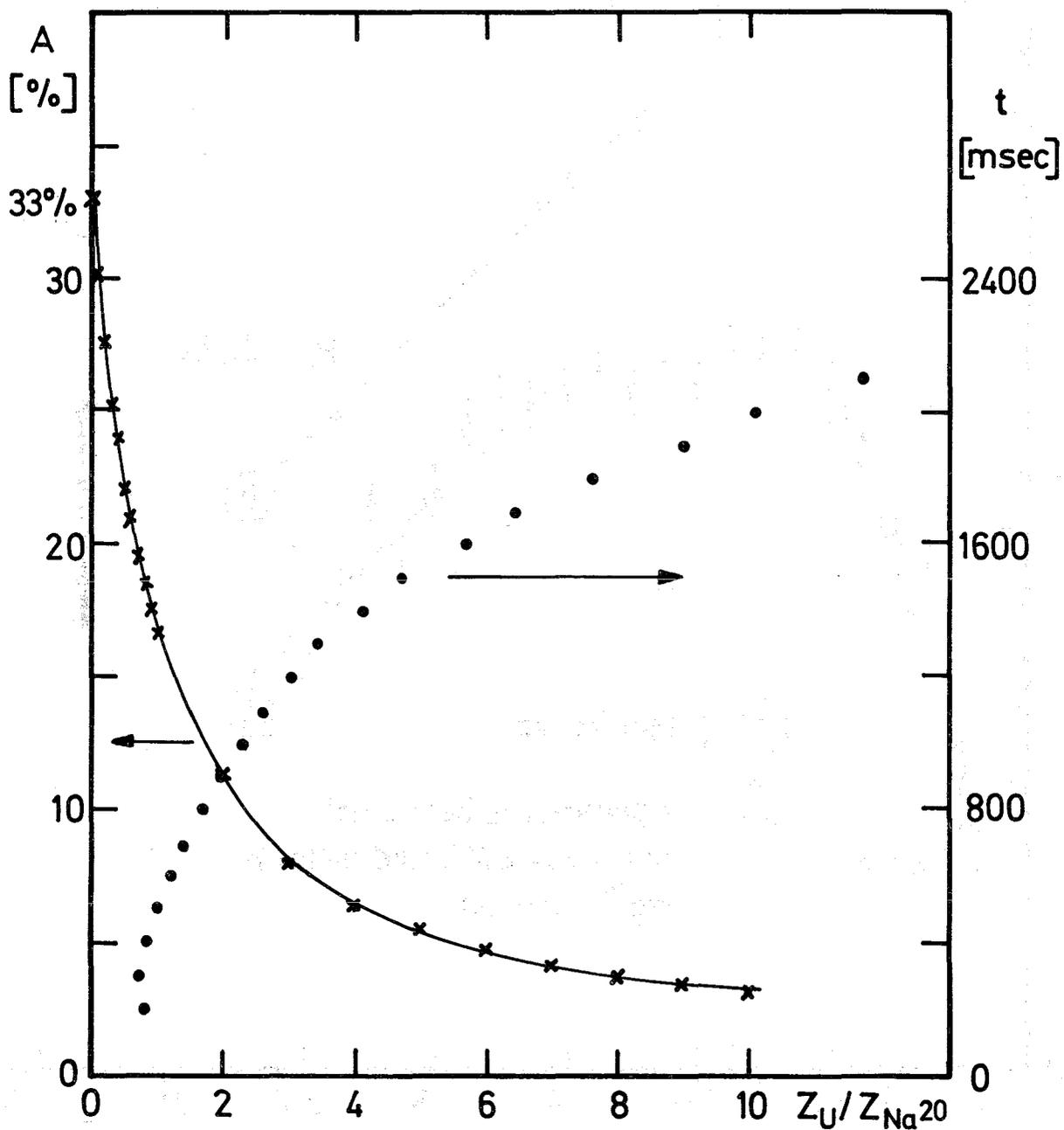


Abb. 17: Verkleinerung der Asymmetrie durch einen zeitabhängigen Untergrund

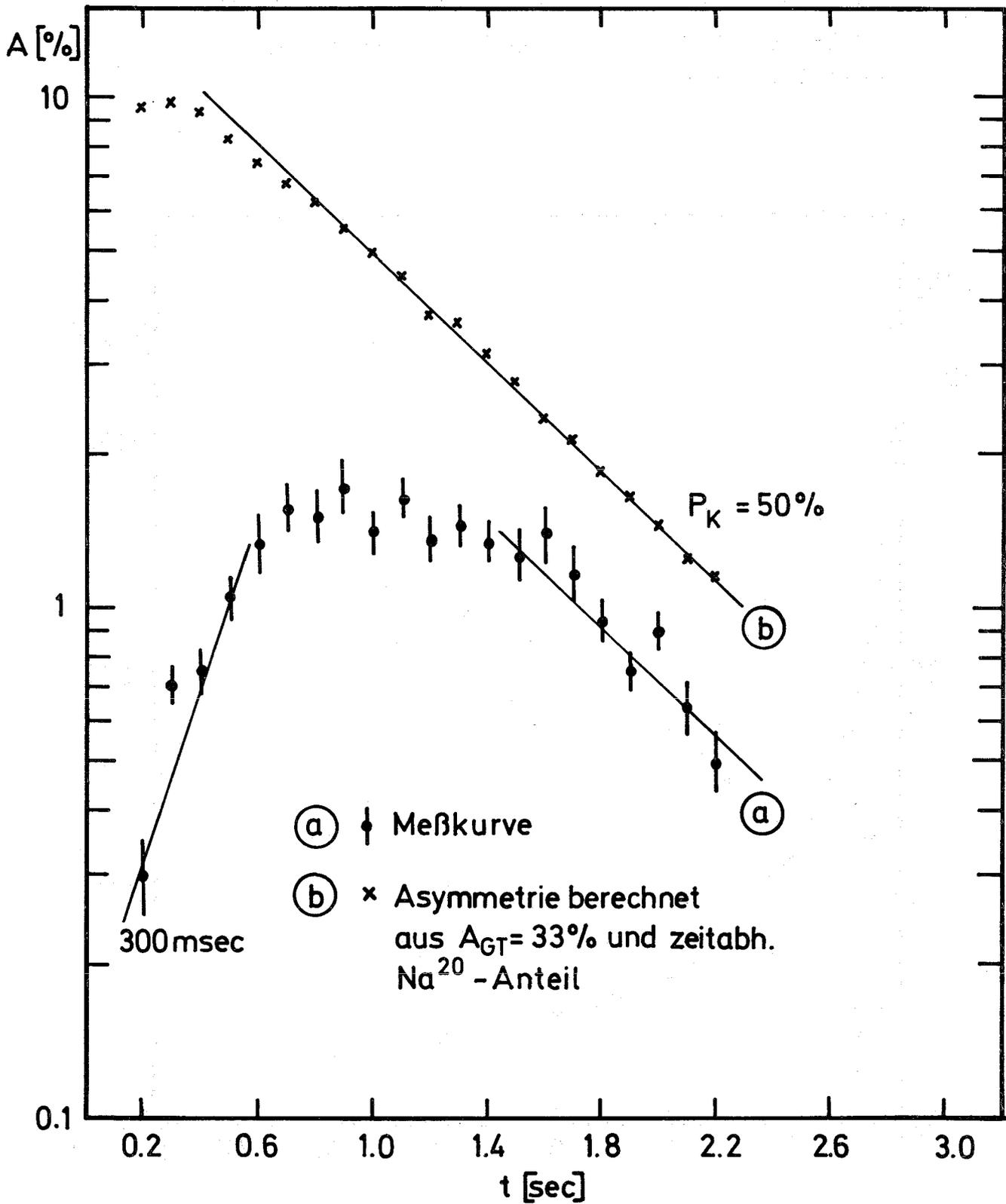


Abb. 18: Vergleich der gemessenen zeitabhängigen Asymmetrie mit der Erwarteten

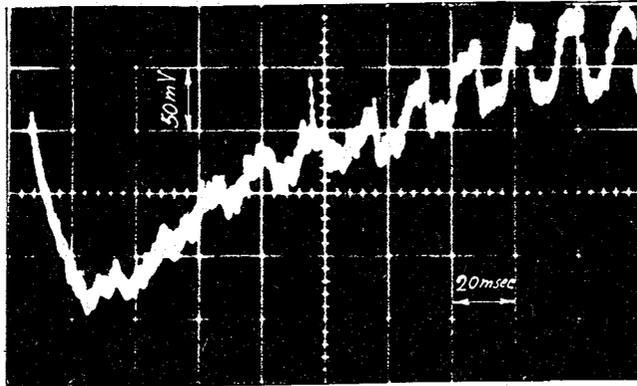


Abb. 19: Optisches Pumpsignal am Rb^{87} im schwachen Feld nach einem 100 msec Deuteronenimpuls.
LOCK-IN-Frequenz = 50 Hz

3. Diskussion der zeitabhängigen Messungen der Asymmetrie

Im folgenden sollen einige Gründe für die unerwartet kleine experimentelle Asymmetrie zusammengestellt und diskutiert werden.

In [3] sind Abschätzungen für eine Verringerung der Asymmetrie durch die Einflüsse: endlicher Raumwinkel (0.98), Doppelstreuung (0.87), v/c (0.97), angegeben. Die Einflüsse ergeben zusammen eine Verkleinerung der Asymmetrie um 17 %.

In [3] wurde ein großer Einfluß durch die an den Gefäßwänden haftenden und damit unpolarisierten Atome festgestellt. In unserem Fall ergibt sich für die Diffusion von Wand zu Wand in der Glaskugel nach [18]

$$\tau_d = R^2 \pi^{-2} D^{-1} = 3,5 \text{ sec}$$

Da die Na^{20} -Atome in einem zylindrischen Volumen von ca. 20 mm Radius in der Achse des Targets produziert werden, sollte man Diffusionszeiten zur Wand von < 1 sec erwarten. In Abb. 18 ist der Abfall wesentlich langsamer und eindeutig durch das Anwachsen der Untergrundzählrate bedingt. Ein größerer Einfluß der Wandhaftung ist deshalb in unserem Fall auszuschließen.

Nach der Kernreaktion sind die entstehenden Na^{20} -Atome größtenteils ionisiert, sie können jedoch nur als neutrale Atome durch Spinaustausch mit Rb polarisiert werden. Zerfällt also ein Na^{20} -Ion, so trägt es zum Untergrund bei und verringert die Asymmetrie. Durch eine Lebensdauer von einigen 100 msec der Ionen im entstehenden Plasmaschlauch könnte der noch unverstandene langsame Anstieg der Asymmetrie erklärt werden.

4. Temperaturabhängigkeit der Asymmetrie

Es wurden Messungen im Bereich von 30° - 80°C gemacht und dabei nur eine schwache ($\approx 10\%$) Veränderung der mittleren Asymmetrie festgestellt. Dies deutet darauf hin, daß der Spinaustausch $\text{Rb} \rightarrow \text{Na}$ im wesentlichen durch die vom Deuteronenstrahl produzierten Sekundärelektronen vermittelt wird.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Größe der erreichten Asymmetrie bei Zählraten im 10 kHz-Bereich für Resonanzexperimente ausreicht (für einen Meßpunkt ca. 10-15 min). Um Aussagen über den Asymmetrieparameter selbst beim Na^{20} -Zerfall zu machen, fehlen zuverlässige Abschätzungen über den Einfluß des vom Deuteronenstrahl produzierten Plasmas.

V. Resonanzexperimente

Die Messungen am Na^{20} erfolgten im $3s^2S_{1/2}$ -Grundzustand, dessen Hyperfeinstrukturaufspaltung für den Kernspin $I=2$ in Abb. 20 dargestellt ist.

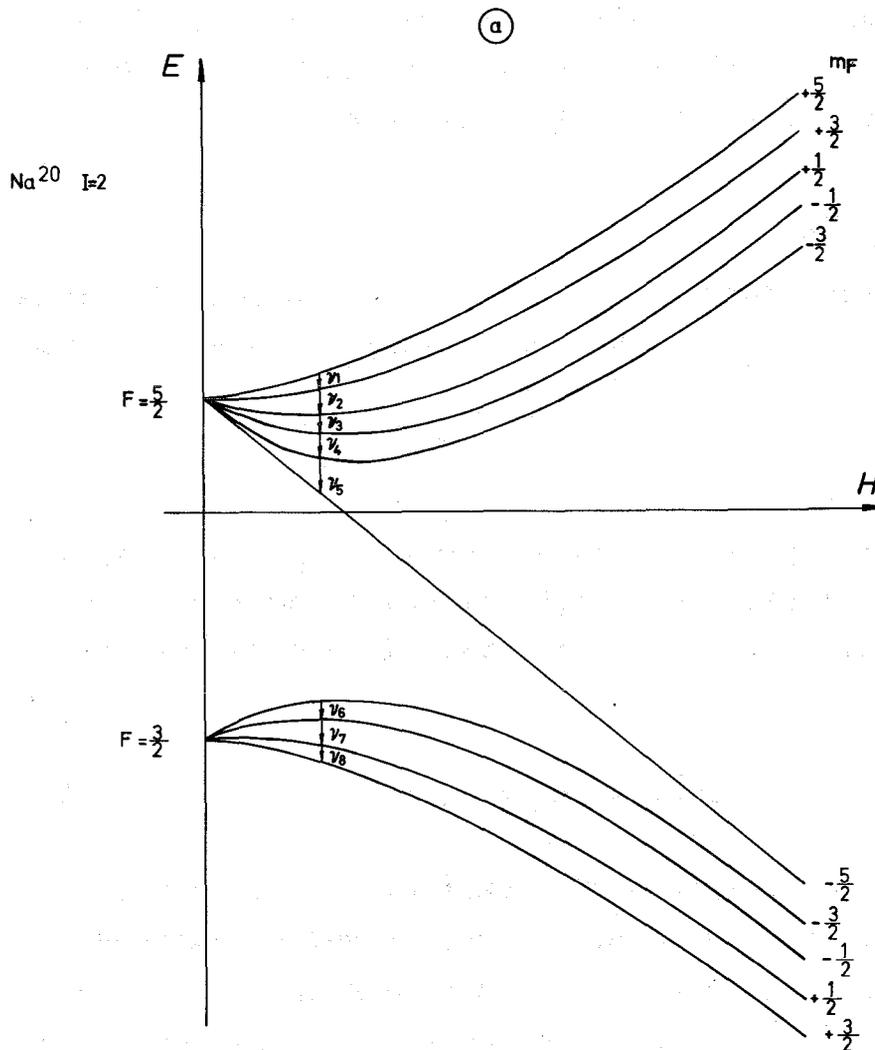


Abb. 20: Schematisches Hyperfeinstrukturdiagramm für $J=1/2$, $I = 2$ und $\mu_I > 0$ des Na^{20} -Grundzustandes mit $\Delta F=0$ Übergängen.

Die Abhängigkeit der Zeemantermlagen vom Magnetfeld H_0 ergibt sich aus der Breit-Rabi-Formel:

$$W(F, m_F) = - \frac{\Delta W}{2(2I+1)} - \frac{\mu_I}{I h} H_0 m_F \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4 m_F}{2I+1} x + x^2} \quad (12)$$

mit $\Delta W = (2I+1) \frac{A}{2} = (2I+1) \frac{\mu_I}{I} \langle H_e(0) \rangle = \text{Hfs-Aufspaltung}$

$$x = \frac{(-g_J \mu_B + \mu_I/I) H_0}{\Delta W \cdot h}$$

g_J gyromagnetisches Verhältnis der Elektronenhülle
 $\langle H_e(0) \rangle$ ist der Erwartungswert des von dem Valenzelektron
am Kernort erzeugten Magnetfeldes.

1. Resonanzmeßtaktik

In der Breit-Rabi-Formel sind nur I und μ_I unbekannte Parameter. Der Wert $\langle H_e(0) \rangle$ kann vom stabilen Isotop Na^{23} übernommen werden.

1.1. Spin

Da der Kernspin spektroskopisch noch nicht gemessen war, mußte zunächst dieser bestätigt werden. Im schwachen (= 5 Gauß) Magnetfeld haben alle $\Delta F=0$ Übergänge dieselbe Frequenz

$$\nu = \frac{1}{2I+1} g_J \mu_B H_0 \frac{1}{h} \quad (13)$$

Sie ist bei allen Alkalien mit demselben Kernspin praktisch gleich. Strahlt man im schwachen Feld diese Frequenzen $\nu = \nu(I)$ für $I=1-4$ ein und beobachtet die zugehörige Größe der Asymmetrie, so ist für den Resonanzfall der gesuchte Kernspin des (u,u)-Kernes Na^{20} gefunden.

1.2. Moment

Bei bekanntem Kernspin I hängen die Übergangsfrequenzen $\nu_1 - \nu_8$ bis auf die Hfs-Anomalie [5] nur noch von μ_I und dem Magnetfeld H_0 ab. Die Frequenzen ν_i wurden mit H_0 als Parameter und für verschiedene Schrittweiten $\Delta\mu_K/\mu_I$ im Bereich $0.2 < \mu_K/\mu_I < 4.0$ auf der IBM 360/65 berechnet und tabelliert. Die Einführung von μ_K/μ_I ist sinnvoll, da die Breit-Rabi-Beziehung in erster Näherung linear in μ_K/μ_I ist. Im relativ

kleinen Magnetfeld (15 Gauß) hängen die Übergangsfrequenzen nur schwach von μ_K/μ_I ab. Tabelle 4 zeigt $\Delta F=0$ Übergangsfrequenzen für μ_K/μ_I von 1.3 - 3.3 mit einem $\Delta\mu_K/\mu_I$ von 0.1. Um sicher zu sein, daß die Linienbreite der Resonanz nicht kleiner als der Abstand zweier μ_K/μ_I -Werte ist, kann durch eine Frequenzmodulation der Zwischenraum aufgefüllt werden. Es hat sich als sehr nützlich erwiesen, mehrere zum gleichen μ_K/μ_I -Wert gehörende Frequenzen gleichzeitig einzustrahlen, um ein größeres Signal (Verkleinerung der Asymmetrie) zu erhalten.

Hat man einen ersten Näherungswert μ_K/μ_I gefunden, so wird durch Erhöhung der Magnetfeldstärke H_0 und gleichzeitiger Verkleinerung der Schrittweite $\Delta\mu_K/\mu_I$ die Auflösung verbessert. Für Meßgenauigkeiten besser 10^{-3} ist es zweckmäßig, eine hoch aufgelöste $\Delta F=1$ Resonanz zu vermessen. Tabelle 5 zeigt $\Delta F=1$ Übergangsfrequenzen für $2.701 < \mu_K/\mu_I < 2.707$ mit $\Delta\mu_K/\mu_I$ von 0.001.

2. ON-LINE-Resonanzmeßtechnik

Das Meßproblem besteht darin, die Asymmetrie A als Funktion der eingestrahlten Frequenzen ν_i ($\nu_i = f(\mu_K/\mu_I)$) aufzunehmen. Das Programm an der CDC 3100 ist auf der Dateneingabeseite sehr ähnlich dem für die zeitabhängige Asymmetrie. Die Zahl am Kodierzähler entspricht jetzt nicht mehr einer Zeit, sondern einem Satz von Frequenzen (Abb. 21). Ein Frequenzsatz wird vom Rechner nach einem externen Signal J2 über Digitalausgänge, 24 bit Datenspeicher und einen Codewandler den Schomantel MS 100M Frequenzdekaden mitgeteilt (Einstellzeit < 10 msec) [14,19]. Vor einem Experiment werden die auf der IBM 360/65 berechneten Frequenzen in den Kernspeicher der CDC 3100 übertragen. Die Zeitkorrelation für den Ablauf der Messung ist aus Abb. 21 zu entnehmen. Durch den Einsatz der Rechenmaschine ergaben sich vor allem für die Resonanzexperimente große Vorteile:

FIELD = 15.00 GAUSS, DELTA=0-UEBERGAENGE (MHZ).

MYKA/MYI) 2.5, 2.5)) 2.5, 1.5)) 2.5, 0.5)) 2.5,-0.5)) 2.5,-1.5)) 1.5, 1.5)) 1.5, 0.5)) 1.5,-0.5)
	(2.5, 1.5)	(2.5, 0.5)	(2.5,-0.5)	(2.5,-1.5)	(2.5,-2.5)	(1.5, 0.5)	(1.5,-0.5)	(1.5,-1.5)
1.80000	7.765777	8.048441	8.364404	8.720769	9.126959	8.054793	8.370756	8.727121
1.90000	7.732628	8.027943	8.359907	8.736792	9.169747	8.033961	8.365925	8.742810
2.00000	7.699692	8.007368	8.355154	8.752604	9.212801	8.013086	8.360872	8.758322
2.10000	7.666967	7.986721	8.350149	8.768205	9.256122	7.992166	8.355594	8.773650
2.20000	7.634456	7.966005	8.344894	8.783591	9.299713	7.971202	8.350092	8.788789
2.30000	7.602157	7.945225	8.339392	8.798761	9.343576	7.950197	8.344363	8.803733
2.40000	7.570069	7.924385	8.333645	8.813712	9.387714	7.929150	8.338409	8.818476
2.50000	7.538193	7.903489	8.327656	8.828440	9.432128	7.908063	8.332229	8.833014
2.60000	7.506528	7.882540	8.321426	8.842944	9.476820	7.886938	8.325824	8.847342
2.70000	7.475072	7.861542	8.314959	8.857219	9.521792	7.865777	8.319194	8.861454
2.80000	7.443825	7.840498	8.308256	8.871264	9.567044	7.844582	8.312339	8.875348
2.90000	7.412785	7.819411	8.301319	8.885075	9.612578	7.823354	8.305262	8.889018
3.00000	7.381952	7.798284	8.294150	8.898649	9.658396	7.802095	8.297962	8.902460
3.10000	7.351325	7.777120	8.286753	8.911982	9.704498	7.780809	8.290441	8.915670
3.20000	7.320901	7.755922	8.279128	8.925072	9.750884	7.759496	8.282701	8.928645

Tabelle 4 : Typische $\Delta F=0$ -Übergangsfrequenzen

FELD = 5.00 GAUSS, DELTAF=1-UEBERGAENGE (MHZ)

MYKA/MYI		(2.5, 2.5)	(2.5, 1.5)	(2.5, 0.5)	(2.5,-0.5)	(2.5,-1.5)	(2.5,-2.5)
2.70100	(1.5, 1.5)	288.79948	286.10731	283.36346			
	(1.5, 0.5)		283.36205	280.61820	277.81959		
	(1.5,-0.5)			277.81818	275.01957	272.16277	
	(1.5,-1.5)				272.16136	269.30456	266.38579
2.70200	(1.5, 1.5)	288.69683	286.00469	283.26087			
	(1.5, 0.5)		283.25946	280.51563	277.71702		
	(1.5,-0.5)			277.71561	274.91700	272.06018	
	(1.5,-1.5)				272.05877	269.20196	266.28315
2.70300	(1.5, 1.5)	288.59425	285.90215	283.15835			
	(1.5, 0.5)		283.15694	280.41314	277.61453		
	(1.5,-0.5)			277.61312	274.81451	271.95767	
	(1.5,-1.5)				271.95626	269.09943	266.18057
2.70400	(1.5, 1.5)	288.49174	285.79969	283.05591			
	(1.5, 0.5)		283.05450	280.31072	277.51211		
	(1.5,-0.5)			277.51070	274.71210	271.85524	
	(1.5,-1.5)				271.85383	268.99697	266.07807
2.70500	(1.5, 1.5)	288.38932	285.69730	282.95354			
	(1.5, 0.5)		282.95213	280.20838	277.40977		
	(1.5,-0.5)			277.40836	274.60976	271.75288	
	(1.5,-1.5)				271.75147	268.89460	265.97565
2.70600	(1.5, 1.5)	288.28697	285.59499	282.85125			
	(1.5, 0.5)		282.84984	280.10611	277.30751		
	(1.5,-0.5)			277.30610	274.50750	271.65060	
	(1.5,-1.5)				271.64919	268.79230	265.87331
2.70700	(1.5, 1.5)	288.18469	285.49275	282.74904			
	(1.5, 0.5)		282.74763	280.00392	277.20532		
	(1.5,-0.5)			277.20391	274.40531	271.54839	
	(1.5,-1.5)				271.54699	268.69007	265.77104

- a) Die schnelle Steuerung der Frequenzdekaden ermöglicht es, in einem Resonanzexperiment die Übergangsfrequenzsätze sehr häufig zu wechseln (meist wurden nach jedem zweiten Zyklotronimpuls die Frequenzen gewechselt). Dies hat zur Folge, daß über Änderungen in der mittleren Asymmetrie während der Meßzeit integriert wird. Effekte wie z.B. ein Intensitätsabfall der Rb-Lampe, Strahl Lageänderungen, Temperaturänderungen im Ofen usw. können so keine falschen Resonanzen vortäuschen.
- b) Die Asymmetrie $A=f(\mu_K/\mu_I)$ wird ON-LINE berechnet und am Display angezeigt.

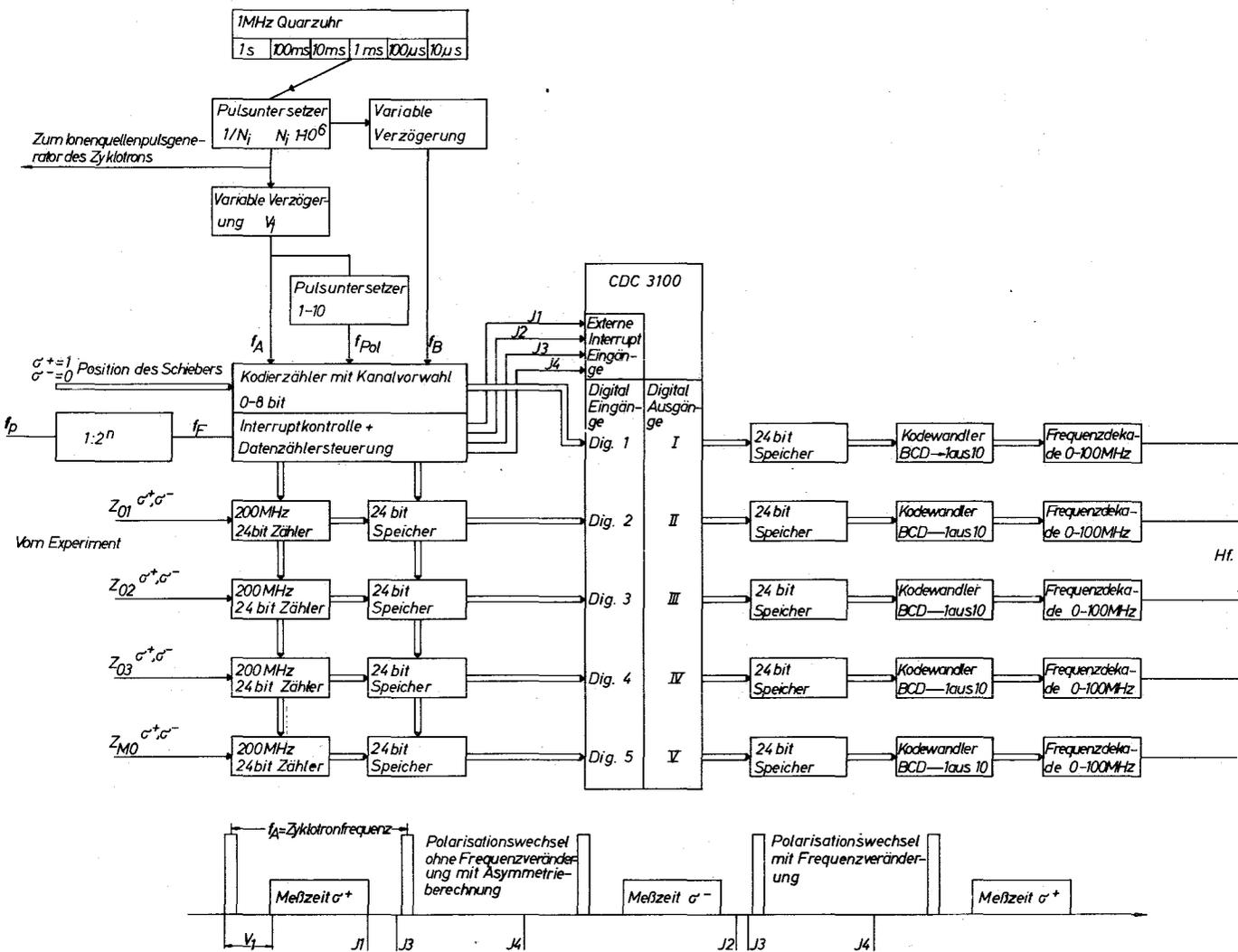


Abb. 21: Blockschaltbild für Resonanzexperimente

3. Meßergebnisse

Für alle folgenden Messungen wurden folgende Rythmen benutzt:

Zyklotrontaktfrequenz	1.1 sec
Zyklotronpulsbreite	100 msec
Zählerstart nach	400 msec
Meßzeit	600 msec
Polarisationswechsel	1.1 sec (während des Zyklotronimpulses)
Frequenzwechsel	2.2 sec (während des Polarisationswechsels)

Die mittlere Asymmetrie betrug ca. 1 % bei einer Zählrate von 10 000/Puls. Der mittlere Strom am Ort des Gastargets betrug 750 nA. Die Meßzeit für einen A-Punkt mit einem statistischen Fehler von $\pm 1\%$ lag bei 5 min, so daß für die Aufnahme der Resonanzkurven eine Gesamtmeßzeit zwischen 3 und 4 Stunden ausreichte.

3.1. Spinmessung

Abb. 22 zeigt das ON-LINE-Meßergebnis. An den Punkten $I=0$ wurde keine Frequenz eingestrahlt, sie zeigen deshalb die ungestörte Asymmetrie.

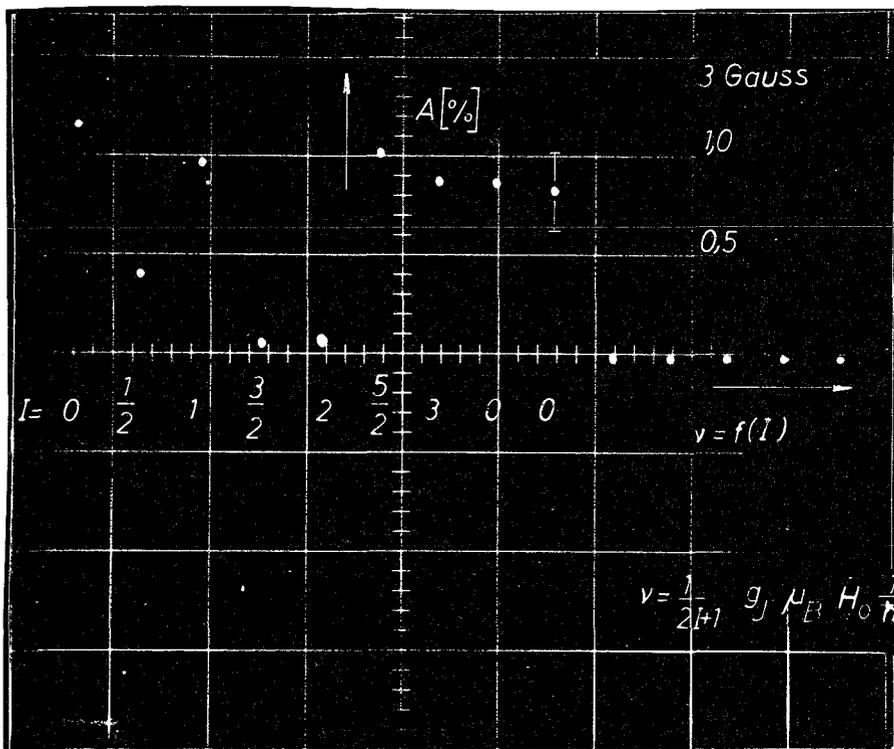


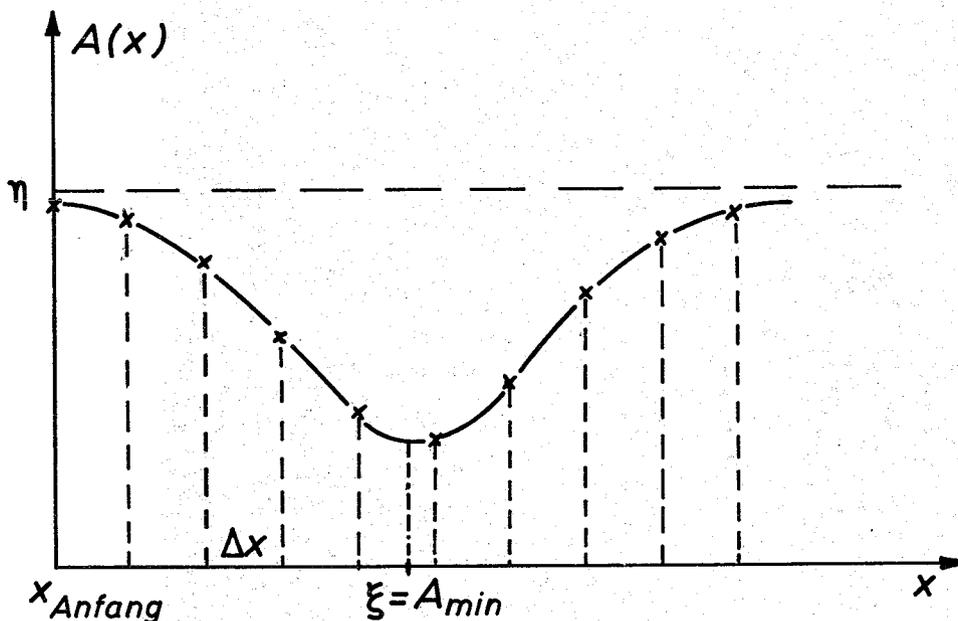
Abb. 22: ON-LINE-Spinmessung

Die Resonanz bei $I=1/2$ kann man den durch den Deuteronenstrahl erzeugten freien Elektronen zuordnen. Die Frequenz, die dem Energieunterschied zwischen den beiden möglichen Elektronenspineinstellungen entspricht ist $\nu=2\mu_e H_0/h$ (μ_e = magnetisches Dipolmoment des freien Elektrons; $\mu_e = 1.0011 \mu_B$). Setzt man in Gl. (13) $I = 1/2$ ein, so erhält man $\nu = \mu_B H_0/h$. Die Übergangsfrequenz für die freien Elektronen trat also als 1. Oberwelle auf. Die Resonanz bei $I=3/2$ entspricht dem Rb⁸⁷. Die Resonanz bei $I=2$ wurde dem Na²⁰ zugeordnet.

3.2. Momentmessungen

Abb. 23 zeigt zwei repräsentative Resonanzen für $\Delta F=0$ -Übergänge bei 15 und 30 Gauß. An jedem Meßpunkt wurden gleichzeitig vier Übergangsfrequenzen $\nu_1-\nu_4$ (siehe Abb. 20) eingestrahlt. Innerhalb der Linienbreiten koinzidieren die Übergänge $\nu_7-\nu_9$ mit $\nu_2-\nu_4$ (siehe Tabelle 4), sie werden deshalb ebenfalls gesättigt. Die Meßkurven wurden auf der IBM 360/65 an eine modifizierte Lorentzfunktion angepaßt.

$$A(x) = \eta - \frac{a}{C + \frac{x - x_{\text{Anfang}}}{\Delta x} - \xi} \quad x = \frac{\mu_K}{\mu_I}$$



Die χ^2/F -Werte lagen im Bereich von 1.1 bis 1.2. Die einzelnen $\Delta F=0$ Messungen sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

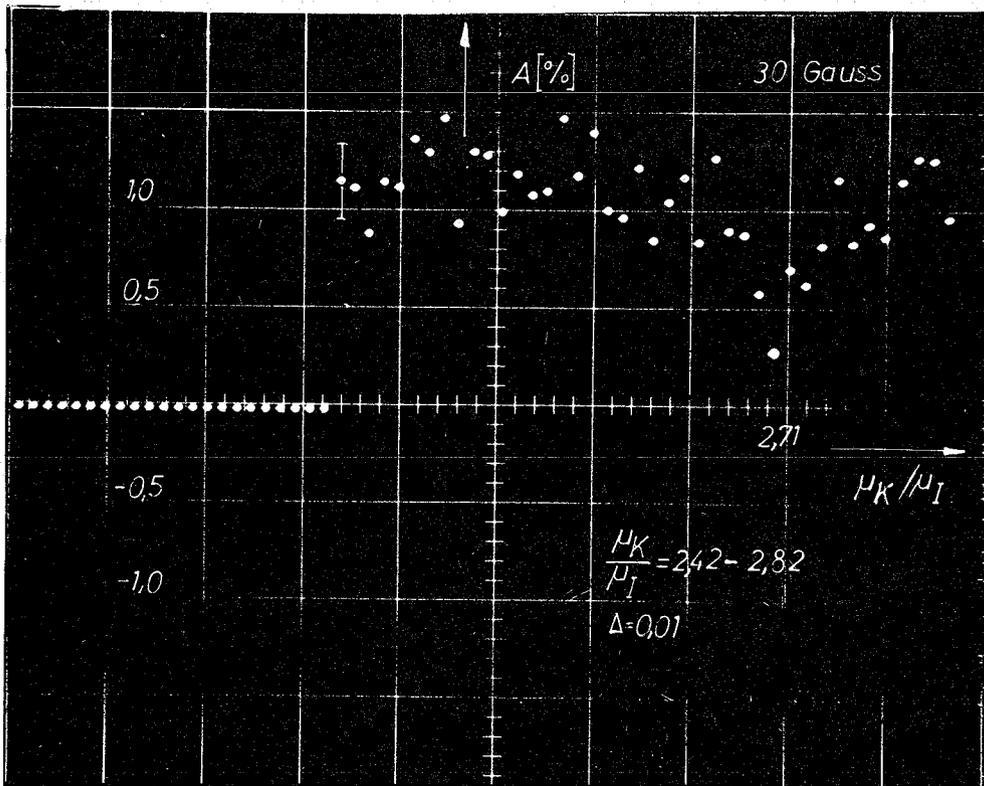
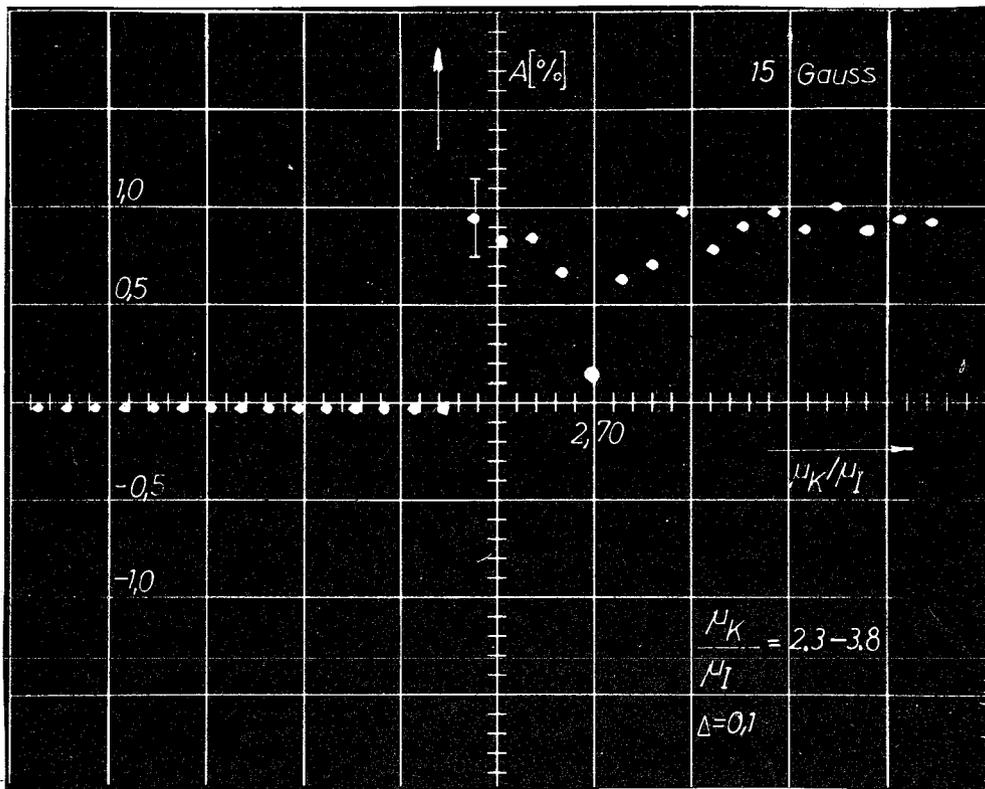


Abb. 23: ON-LINE-Displaybilder von $\Delta F=0$ -Resonanzen

H_0 in Gauß	Messung Nr.	Lage des Minimums $\frac{\mu_K}{\mu_I}$	Meßschritte $\frac{\mu_K}{\mu_I}$	Mittelwert $\frac{\mu_K}{\mu_I}$
15	1 2 3	2.7147 2.7183 2.6931	0.1	2.709 (± 6 ‰)
30	1 2 3	2.7104 2.7081 2.7015	0.01	2.707 (± 1.9 ‰)
50	1 2 3 4 5	2.7053 2.7116 2.7095 2.7067 2.7095	0.004	2.708 (± 1.2 ‰)

Tabelle 5: Zusammenstellung der $\Delta F=0$ Meßergebnisse

Nach diesen Messungen konnte mit Aussicht auf Erfolg nach $\Delta F=1$ Übergängen gesucht werden. Abb. 24 zeigt eine Resonanz für $\Delta F=1$ Übergänge. Es wurden Frequenzen der Übergänge $|2.5, 1.5 \rangle \rightarrow |1.5, 0.5 \rangle$ und $|2.5, 0.5 \rangle \rightarrow |1.5, -0.5 \rangle$ gleichzeitig eingestrahlt. Die Übergänge $|2.5, 0.5 \rangle \rightarrow |1.5, 1.5 \rangle$ und $|2.5, -0.5 \rangle \rightarrow |1.5, 0.5 \rangle$ sind dann ebenfalls gesättigt (siehe Tabelle 5). Es standen dazu zwei Frequenzvervielfachereinheiten vom Typ Schlumberger 0-500 a zur Verfügung. Bei dieser Messung wurde vor allen Dingen angestrebt, die Resonanz aufzufinden, deshalb wurde mit relativ grobem Raster und einer Frequenzmodulation (200 kHz) gemessen. Aus zwei unabhängigen Messungen folgte:

$$\frac{\mu_K}{\mu_I} = + 2.7069 (2)$$

$$\quad \quad \quad (-)$$

bzw. $\mu_I = + 0.3694 (4) \text{ n.m.}$

$$\quad \quad \quad (-)$$

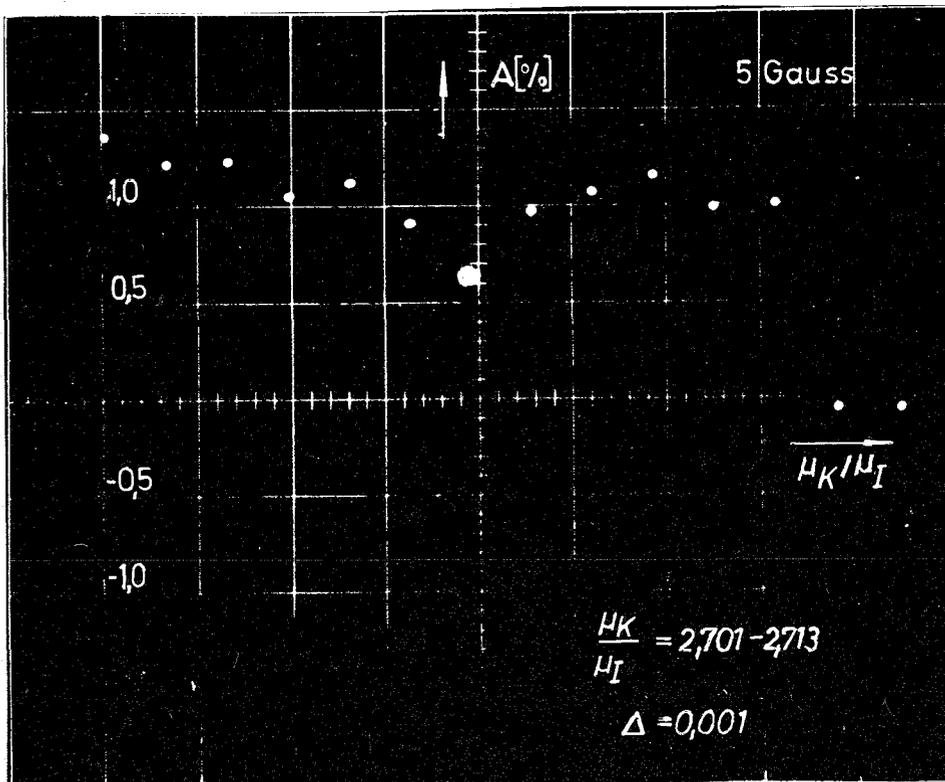


Abb. 24: ON-LINE-Displaybild einer $\Delta F=1$ -Resonanz

Eine weitere Verbesserung der Auflösung ist zu erreichen, jedoch nur dann sinnvoll, wenn man eine Messung der Hyperfeinstrukturanomalie [5] ansteuert. Zum Test von Kernmodellen ist die erreichte Genauigkeit voll ausreichend. Auf Grund von theoretischen Erwägungen ist das pos. Vorzeichen des Momentes sehr wahrscheinlich (siehe Seite 51).

VI. Diskussion der Meßergebnisse

Es existieren nur wenige theoretische Arbeiten über magnetische Momente von (u,u)-Kernen. Dies kann einerseits daran liegen, daß die Situation bei (u,u)-Kernen noch komplexer ist als bei (u,g)- bzw. (g,u)-Kernen, andererseits sind bis dato nur wenige Messungen an (u,u)-Kernen durchgeführt worden. In allen uns bekannten Arbeiten [21-24] wird zur Lösung des Problems der (u,u)-Kern mit Hilfe des Schalenmodells und strenger jj-Kopplung aus den Eigenschaften der ungeraden Protonengruppe und der ungeraden Neutronengruppe zusammengesetzt ("odd group model"). Die wesentlichen Unterschiede in den verschiedenen Ansätzen liegen in der Art, in der man sich die Eigenschaften der ungeraden Nukleonengruppen beschafft.

1. Spin

Der gemessene Spin kann mit den von Nordheim [21] vorgeschlagenen und von Brennan [24] modifizierten Kopplungsgesetzen verglichen werden. Es soll gelten:

Für Konfigurationen, bei denen sowohl die ungeraden Protonen (I_p) als auch die ungeraden Neutronen (I_n) Teilchen-Zustände (oder Lochzustände) in ihren entsprechenden unaufgefüllten Schalen sind, gilt:

$$(R1) \quad I = |I_p - I_n| \quad \text{für } j_p = l_p \pm 1/2 \quad \text{und } j_n = l_n \pm 1/2$$

$$(R2) \quad I = |I_p \mp I_n| \quad \text{für } j_p = l_p \pm 1/2 \quad \text{und } j_n = l_n \mp 1/2$$

Dabei sind j, l der Gesamt- und Bahndrehimpuls im Einteilchenmodell für benachbarte (u,g)- bzw. (g,u)-Kerne.

Für den Spezialfall, daß entweder I_p oder I_n gleich 1/2 sind, wird die Einschränkung von (R2) aufgehoben, und es soll gelten:

$$(R3) \quad I = I_p + I_n$$

Für eine Kombination aus Teilchen- und Lochzuständen wie im Falle von Cl^{36} ergibt sich die Tendenz zu:

$$(R4) \quad I = I_p + I_n - 1$$

Na^{20} hat die Schalenmodellkonfiguration $p(1d_{5/2})^3 n(1d_{5/2})$. Im Falle von Na^{21} und Na^{23} koppeln die $(1d_{5/2})^3$ -Protonen jeweils zum Spin $3/2$. Im Falle von Ne^{19} ergibt das $(1d_{5/2})$ -Neutron einen Spin $1/2$. Es gilt also im Na^{20} -Fall (R3) und der gemessene Spin 2 wird richtig vorausgesagt.

2. Magnetisches Moment

Die Meßwerte von magnetischen Kernmomenten können zur Überprüfung von Kernmodellen benutzt werden. Um Kernmomente theoretisch voraussagen zu können, muß man die Kernwellenfunktion und den Operator des magnetischen Momentes kennen. Da jedoch beide ungewiß sind, ist es bis zum heutigen Tage schwierig, die Gründe für die Diskrepanzen von experimentellen und theoretischen Werten zu finden. Die Vernachlässigung der Existenz von mesonischen Austauschströmen zwischen den Nukleonen im Operator für das magnetische Moment kann ein Grund für diese Schwierigkeiten sein. In dieser Hinsicht sind Spiegelkerne sehr nützlich, denn bei diesen sollte der Effekt der mesonischen Austauschströme den gleichen Betrag, jedoch einentgegengesetztes Vorzeichen besitzen [25]. Die Summe von Spiegelkernmomenten (skalares magn. Moment) ist deshalb unabhängig von mesonischen Effekten und für (u,g)- bzw. (g,u)-Kerne mit $T_3 = \pm 1/2$ gegeben durch [26]:

$$\mu_{T_3=1/2} + \mu_{T_3=-1/2} = I + (\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}) \langle \sum_i \sigma_z^{(i)} \rangle_{T_3=1/2} \quad (14)$$

Dabei ist in reiner j^n -Konfiguration

$$\langle \sum_i \sigma_z^{(i)} \rangle_{T_3=1/2} = \begin{cases} \frac{I}{j} & \text{für } j = 1 + 1/2 \\ -\frac{I}{j+1} & \text{für } j = 1 - 1/2 \end{cases} \quad (15)$$

Die Abweichungen der gemessenen und der nach Gl. (14) berechneten skalaren magnetischen Momente mit $T_3 = \pm 1/2$ sind im Bereich der leichten Kerne ($A < 40$) sehr klein (s. Tab. 7) und relativ unabhängig vom benutzten Kernmodell [26]. So ergibt selbst das extreme Einteilchenmodell (Schmidt-Werte) für den skalaren Anteil des magn. Momentes eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten.

A	I^π	Nuklide	$\mu_{\text{skal.}}(\text{gem.})$	$\mu_{\text{skal.}}(\text{ber.})$ mit (15)	Abweichung
11	$3/2^-$	B ¹¹ , C ¹¹	1.66	1.78	- 0.12
13	$1/2^-$	C ¹³ , N ¹³	0.38	0.41	- 0.03
15	$1/2^-$	N ¹⁵ , O ¹⁵	0.44	0.41	+ 0.03
17	$5/2^+$	O ¹⁷ , F ¹⁷	2.83	2.78	+ 0.05
19	$1/2^+$	F ¹⁹ , Ne ¹⁹	0.74	0.78	- 0.04
21	$3/2^+$	Ne ²¹ , Na ²¹	1.72	1.68	+ 0.04
29	$1/2^+$	Si ²⁹ , P ²⁹	0.68	0.78	- 0.10
35	$3/2^+$	Cl ³⁵ , Ar ³⁵	1.45	1.33	+ 0.12
37	$3/2^+$	Ar ³⁷ , K ³⁷	1.15(20)	1.33	- 0.18

Tabelle 7: Skalärer Anteil des magnetischen Momentes der gemessenen Spiegelkerne mit $T_3 = \pm 1/2$ für $A < 40$

Das magnetische Moment eines (u,u)-Kernes wird im jj-Kopplungsmodell gegeben durch:

$$\mu = \frac{I}{2} (g_p + g_n) + (g_p - g_n) \frac{I_p(I_p+1) - I_n(I_n+1)}{2(I+1)} \quad (16)$$

Dabei bedeuten g_p , I_p bzw. g_n , I_n die g-Faktoren und die Spins der ungeraden Protonen- bzw. Neutronengruppen. Von Schwarz [21] wurde darauf hingewiesen und von Caine [22] in einer darauffolgenden Arbeit theoretisch bewiesen, daß eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Werten erreicht wird, wenn man in (16) empirische Werte von benachbarten (u,g)- bzw. (g,u)-Kernen einsetzt. Im Falle des Na²⁰ ist es sinnvoll (wie später begründet wird) g_n , I_n vom Ne¹⁹ (-3.82; 1/2) und g_p , I_p vom Na²¹ (2.51; 3/2) zu benutzen. Für den Spiegelkern

F^{20} wurden g_n, I_n vom Ne^{21} (- 1.91; 3/2) und g_p, I_p vom F^{19} (5.58; 1/2) in Gl. (16) eingesetzt.

	μ (gemessen)	μ (aus Gl. 16)
Na^{20}	0.369 n.m.	0.500
F^{20}	2.094 n.m.	1.967
$2\mu_{\text{skalar } T_3=1}$	2.463 n.m.	2.467 n.m.

Der skalare Anteil der gemessenen magnetischen Momente für die beiden Kerne des Isospintripletts mit $I = 2, T = 1$ ($2\mu_{\text{skalar}} = \mu(Na^{20}) + \mu(F^{20})$) stimmt mit dem nach Gl. (16) berechneten sehr gut überein. Eine ähnlich gute Übereinstimmung beobachtet man bei allen bekannten selbstkonjugierten $T = 0$ (u,u)-Kernen (siehe Tabelle 8). Eine weniger gute Übereinstimmung ergibt sich bei dem gemessenen skalaren Moment des Spiegelkernpaares mit $T_3 = \pm 1$ (B^{12}, N^{12}).

Im folgenden soll gezeigt werden, daß unter der Annahme der Gültigkeit der jj -Kopplung und einer Wahl geeigneter Nachbarkerne für Gl. (16) der skalare Anteil des Momentes eines Spiegelkernpaares mit $T_3 = \pm 1$ nur von den skalaren Momenten zweier benachbarter Spiegelkernpaare mit $T_3 = \pm 1/2$ abhängt. Der $T_3=1$ (-1) Spiegelkern sei aus α (β)-Protonen und β (α)-Neutronen aufgebaut. Es werden folgende Nachbarkerne benutzt:

$$\left[\text{z.B. } Na^{20} \right] (\alpha p, \beta n) \begin{array}{l} I_{p1}, g_{p1} \text{ aus } (\alpha p, (\beta+1)n) \\ I_{n1}, g_{n1} \text{ aus } ((\alpha-1)p, \beta n) \end{array} \begin{array}{l} \left[\text{z.B. } Na^{21} \right] \\ \left[\text{z.B. } Ne^{19} \right] \end{array}$$

$$\left[\text{z.B. } F^{20} \right] (\beta p, \alpha n) \begin{array}{l} I_{p2}, g_{p2} \text{ aus } (\beta p, (\alpha-1)n) \\ I_{n2}, g_{n2} \text{ aus } ((\beta+1)p, \alpha n) \end{array} \begin{array}{l} \left[\text{z.B. } F^{19} \right] \\ \left[\text{z.B. } Ne^{19} \right] \end{array}$$

Die Kerne $(\alpha p, (\beta+1) n)$ und $((\beta+1)p, \alpha n)$ sind ebenso Spiegelkerne mit $T_3 = \pm 1/2$ wie $((\alpha-1)p, \beta n)$ und $(\beta p, (\alpha-1)n)$. Es gelten folgende Spiegelkerneigenschaften:

A	(u,u)-Kerne	Konfiguration		(u,g) (g,u) Nachbarn	Kopplungs- gesetzes	gemessener Spin	Magnetisches Moment	
		p	n				μ (exp)	μ (emp)
6	Li ⁶ (stab)	1p _{3/2}	1p _{3/2}	Li ⁷ I= 3/2 He ⁵ I= [5/2]		1	+0.82202	
	selbstkonj.			Li ⁵ I= [5/2] Be ⁷ I= [3/2]		1	+0.82202 +1.64404	
8	Li ⁸ (s ⁻)	1p _{3/2}	1p _{1/2} ⁻¹	Li ⁷ I= 3/2 Be ⁹ I= 3/2	R ₄	[2]	+1.6532	+ 1.40
	B ⁸ (s ⁺)	1p _{1/2} ⁻¹	1p _{3/2}	B ⁹ I= [5/2] Be ⁷ I= [3/2]	R ₄	[2]		
10	B ¹⁰ (stab)	(1p _{3/2}) ⁻¹	(1p _{3/2}) ⁻¹	B ¹¹ I= 3/2 Be ⁹ I= 3/2	R ₂	3	+1.8007	+ 1.82
	selbstkonj.			B ⁹ I= [5/2] C ¹¹ I= 3/2	R ₂	3	+1.8007 +3.6014	
12	B ¹² (s ⁻)	(1p _{3/2}) ⁻¹	1p _{1/2}	B ¹¹ I= 3/2 C ¹³ I= 1/2	R ₄	[1]	+1.002	+ 1.83
	N ¹² (s ⁺)	1p _{1/2}	(1p _{3/2}) ⁻¹	N ¹³ I= 1/2 C ¹¹ I= 3/2	R ₄	[1]	+0.46 +1.462	* 0.633 0.98 * 1.021 0.70 + 1.13
14	N ¹⁴ (stab)	1p _{1/2}	1p _{1/2}	N ¹⁵ I= 1/2 C ¹³ I= 1/2	R ₃	1	+0.4036	+ 0.4198
	selbstkonj.			N ¹³ I= 1/2 O ¹⁵ I= 1/2	R ₃	1	+0.4036 +0.8072	+ 0.3968 + 0.8166
16	N ¹⁶ (s ⁻)	1p _{1/2} ⁻¹	1d _{5/2}	N ¹⁵ I= 1/2 O ¹⁷ I= 5/2	R ₄	[2]		- 1.595
	[p ¹⁶]	1d _{5/2}	1p _{1/2} ⁻¹	P ¹⁷ I= [5/2] O ¹⁵ I= 1/2	R ₄	[2]		+ 4.512 - 4.280
18	P ¹⁸ (s ⁺)	1d _{5/2}	1d _{5/2}	P ¹⁹ I= 1/2 O ¹⁷ I= 5/2		[1]		- 9.879
	selbstkonj.			P ¹⁷ I= [5/2] Ne ¹⁹ I= 1/2		[1]		+10.386 + 0.930
20	P ²⁰ (s ⁻)	1d _{5/2}	(1d _{5/2}) ³	P ¹⁹ I= 1/2 Ne ²¹ I= 3/2	R ₃	[2]	+2.094	+ 1.967
	Na ²⁰ (s ⁺)	(1d _{5/2}) ³	1d _{5/2}	Na ²¹ I= 3/2 Ne ¹⁹ I= 1/2	R ₃	2	+0.3694 +2.463	+ 0.500 + 2.467
22	Na ²² (s ⁺)	(1d _{5/2}) ³	(1d _{5/2}) ³	Na ²³ I= 3/2 Ne ²¹ I= 3/2	R ₂	3	+1.746	+ 1.549
	selbstkonj.			Na ²¹ I= 3/2 Mg ²³ I= [5/2]	R ₂	3	+1.746 +3.492	
24	Na ²⁴ (s ⁻)	(1d _{5/2}) ⁵	(1d _{5/2}) ³	Na ²³ I= 3/2 Mg ²⁵ I= 5/2	R ₂	4	+1.690	+ 1.785
	Al ²⁴ (s ⁺)	(1d _{5/2}) ³	(1d _{5/2}) ⁵	Al ²⁵ I= [5/2] Mg ²³ I= [5/2]	R ₂	[4]		
26	Al ²⁶ (s ⁺)	(1d _{5/2}) ⁵	(1d _{5/2}) ⁵	Al ²⁷ I= 5/2 Mg ²⁵ I= 5/2	R ₂	[5]		+ 2.7863
	selbstkonj.			Al ²⁵ I= [5/2] Si ²⁷ I= [5/2]	R ₂	[5]		
28	Al ²⁸ (s ⁻)	2s _{1/2}	(1d _{5/2}) ⁵	Al ²⁷ I= 5/2 Si ²⁹ I= 1/2	R ₃	[3]		- 2.045
	P ²⁸ (s ⁺)	(1d _{5/2}) ⁵	2s _{1/2}	P ²⁹ I= [1/2] Si ²⁷ I= [5/2]	R ₃	[3]		
30	P ³⁰ (s ⁺)	2s _{1/2}	2s _{1/2}	P ³¹ I= 1/2 Si ²⁹ I= 1/2	R ₃	[1]		+ 0.6764
	selbstkonj.			P ²⁹ I= [1/2] Si ³¹ I= [1/2]	R ₃	[1]		
32	P ³² (s ⁻)	2s _{1/2} ⁻¹	1d _{3/2}	P ³¹ I= 1/2 S ³³ I= 1/2	R ₄	1	-0.2523	- 0.029
	Cl ³² (s ⁺)	1d _{3/2}	2s _{1/2} ⁻¹	Cl ³³ I= [5/2] S ³¹ I= [1/2]	R ₄	[1]		
34	Cl ³⁴ (s ⁺)	1d _{3/2}	1d _{3/2}	Cl ³⁵ I= 3/2 S ³³ I= 3/2	R ₂	[3]		+ 0.7325
	selbstkonj.			Cl ³³ I= [5/2] Ar ³⁵ I= [3/2]	R ₂	[3]		
36	Cl ³⁶ (s ⁻)	(1d _{3/2}) ⁻¹	1d _{3/2}	Cl ³⁵ I= 3/2 Ar ³⁷ I= 3/2	R ₄	2	+1.285	+ 1.180
	K ³⁶ (s ⁺)	1d _{3/2}	(1d _{3/2}) ⁻¹	K ³⁷ I= 3/2 Ar ³⁵ I= [5/2]	R ₄	[2]		+ 0.505 + 1.685

Tabelle 8: Spin und magnetisches Moment der (u,u)-Kerne mit dem Isospin $T_3 = 0$, ± 1 für A<40. Die Spinwerte in Klammern sind spektroskopisch nicht gemessen.

$$I_{p1} = I_{n2} \quad I_{n1} = I_{p2} \quad (17)$$

$$g_{n1} + g_{p2} = \frac{1}{I_{n1}} \mu_{\text{skalar } 1} \quad (18)$$

$$g_{n2} + g_{p1} = \frac{1}{I_{p1}} \mu_{\text{skalar } 2} \quad (19)$$

Für die Summe der Spiegelkerne mit $T_3 = \frac{1}{2}$ erhält man damit aus (16):

$$\mu_{T_3=1} + \mu_{T_3=1} = \frac{I}{2} \left(\frac{1}{I_{n1}} \mu_{\text{skalar } 1} + \frac{1}{I_{p1}} \mu_{\text{skalar } 2} \right) \quad (20)$$

$$+ \delta \left(\frac{1}{I_{p1}} \mu_{\text{skalar } 2} - \frac{1}{I_{n1}} \mu_{\text{skalar } 1} \right)$$

$$\delta = \frac{I_{p1} (I_{p1}+1) - I_{n1} (I_{n1}+1)}{2(I+1)}$$

Die gute Übereinstimmung der $T_3 = \frac{1}{2}$ Spiegelkernsummen ist damit auf eine schon bekannte Eigenschaft der $T_3 = \frac{1}{2}$ Spiegelkernsummen zurückgeführt.

VII. Ausdehnung der Methode auf weitere kurzlebige leichte Kerne

Optisches Pumpen als Polarisationsmechanismus ist nur auf Atome mit sphärisch symmetrischem Grundzustand anwendbar (S-Zustände), weil nur diese bei Stößen mit Puffergasatomen (Edelgasen) die Kern- und Elektronenpolarisation erhalten. Spinaustausch funktioniert nur bei Atomen, welche ungepaarte Elektronen besitzen. Die Tabelle 9 enthält nur über Spinaustausch polarisierbare Atome. Im Falle des Kalziums (1S_0 -Grundzustand) besteht die Hoffnung, daß die Lebensdauer der Ionen lang genug ist, um eine Polarisation aufzubauen. Nach unseren Erfahrungen hat man nur Erfolgsaussichten für Nuklide mit Halbwertszeiten $<$ einige sec, da sonst

Nuklid	$\tau_{1/2}$	E_{β} MeV	Reaktion	Q in MeV	Bemerkungen
Li ⁹	176 msec	β^- 13,5	Li ⁷ ($\alpha, 2p$)Li ⁹ Be ⁹ (d, 2p)Li ⁹	- 12.2 - 21.1	Festkörpertarget + Helium Festkörpertarget + Helium
N ¹⁶	7.1 sec	β^- 4.3; 10.4	O ¹⁶ (d, 2p)N ¹⁶ C ¹³ (α, p)N ¹⁶	- 11.9 - 7.3	Festkörpertarget + Helium
N ¹⁷	4.2 sec	β^- 3.2; 8.7	O ¹⁷ (d, 2p)N ¹⁷	- 10.1	Festkörpertarget + Helium
N ¹⁸	0.63 sec	β^- 9.4	O ¹⁸ (d, 2p)N ¹⁸	- 12.8	Festkörpertarget + Helium
Na ²⁵	59.6 sec	β^- 3.8	Ne ²² (α, p)Na ²⁵ Mg ²⁵ (d, 2p)Na ²⁵	- 4.5 - 4.5	Targetgas = Puffergas Festkörpertarget + Helium
Na ²⁶	1.0 sec	β^- 6.7	Mg ²⁶ (d, 2p)Na ²⁶	- 10.0	Festkörpertarget + Helium
P ²⁹	4.2 sec	β^+ 4.0	Si ²⁸ (d, n)P ²⁹ Al ²⁷ ($\alpha, 2n$)P ²⁹	+ 0.5 - 14.0	Festkörpertarget + Helium Festkörpertarget + Helium
P ²⁸	270 msec	β^+ 11.5	Si ²⁸ (d, 2n)P ²⁸ Al ²⁷ ($\alpha, 3n$)P ²⁸	- 16.8 - 31.3	Festkörpertarget + Helium Festkörpertarget + Helium
K ³⁶ K ⁴⁸	265 msec kurz	β^+ 9.9 β^-	Ar ³⁶ (d, 2n)K ³⁶ Ca ⁴⁸ (d, 2p)K ⁴⁸	- 16.5 - 13.8	Targetgas = Puffergas Festkörpertarget + Helium
Ca ³⁹ Ca ³⁷	0.88 sec 177 msec	β^+ 5.5 β^+	Ar ³⁶ (α, n)Ca ³⁹ Ar ³⁶ ($\alpha, 3n$)Ca ³⁷	- 8.6 - 46.2	Targetgas = Puffergas Spinaustausch als ION

Tabelle 9: Weitere kurzlebige Nuklide die mit der beschriebenen Methode untersucht werden können

die Untergrundprobleme schwierig zu lösen sind. Die günstige Voraussetzung, daß Target- und Puffergas identisch sind, ist nur in einigen wenigen Fällen gegeben. Wesentlich häufiger ist eine Methode anwendbar, bei der man die an einem festen Target erzeugten Rückstoßkerne in einer Puffergasatmosphäre (Helium) abbremst. Für diese Methode müssen allerdings zunächst einige technologische Entwicklungen (z.B. die Möglichkeit, in Metallgefäßen optisch zu pumpen) mit Erfolg abgeschlossen werden.

Literaturverzeichnis

1. H.J. Besch, U. Köpf und E.W. Otten,
Phys. Letters 25B (1967) S. 120
2. H.J. Besch, U. Köpf, E.W. Otten und Ch. v. Platen,
Phys. Letters 26B (1968) S. 721
3. U. Köpf, Dissertation, Univ. Heidelberg 1968
4. U. Köpf, H.J. Besch, E.W. Otten und Ch. v. Platen,
Z. Physik 226 (1968) S. 297
5. Ch. v. Platen, Dissertation, Univ. Heidelberg 1969
6. J. Bonn, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg 1970
7. H. Münzel, J. Buschmann, G. Christaller, D. Hartmann,
D. Hartwig, F. Michel, R. Schneider, E. Schwarzbach,
Nucl. Instr. and Meth. 73 (1969) S. 103
8. N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18 (1948) Nr. 8
9. L.W. Anderson und T. Ramsey, Phys. Rev. 132 (1963) S. 712
10. Mc. Daniel Collision Phenomena in Ionized Gases,
London: Wiley (1964)
11. Claude Cohen-Tannoudji and Alfred Kastler,
Progress in Optics V (1966) S. 1
12. John W. Evans,
Journal of the Optical Society of America 39 (1949) S. 229
13. J. Lange, H. Münzel, KFK-767 (Mai 68)
14. W. Linder, H. Schweickert, MAMOP (1970)
15. C.S. Wu and S.A. Moszkowski, Beta Decay,
New York: Interscience Publ. (1966) S. 134
16. E. Freiberg und Soergel, Z. Physik 162 (1961) S. 114
17. H.F. Schopper, Weak Interactions and Nuclear Beta Decay,
Amsterdam: North-Holland (1966)

18. Mc. Daniel, Collision Phenomena in Ionized Gases,
London: Wiley (1964)
19. H. Fütterer, H. Müller, W. Karbstein, H. Remme, H. Schweickert,
Digitalein- und Digitalausgänge der CDC 3100, KFK-Ext. 18/71-1
20. L.W. Nordheim, Reviews of Modern Physics 23 (1951) S. 322
21. H.M. Schwarz, Phys. Rev. 89 (1953) S. 1293
22. C.A. Caine, Proc. Phys. Soc. A69 (1956) S. 635
23. C.J. Gallagher and S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 111 (1958) S.1282
24. M.H. Brennan and A.M. Bernstein, Phys. Rev. 120 (1960) S. 927
25. R.G. Sachs, Nuclear Theory,
Reading, Mass.: Addison-Wesley (1953)
26. Igal Talmi, Lecture given at the International Conference on
Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation,
Rehovot and Jerusalem, Sept. 6-11, 1970
27. O. Ames, E.A. Philips und S.S. Glickstein,
Phys. Rev. 137B (1965) S. 1157
28. F.P. Calaprice, E.D. Commins, H.M. Gibbs und G.L. Wick,
Phys. Rev. Lett. 18 (1967) S. 918
29. Ti Tsang and D. Connor, Phys. Rev. 132 (1963) S. 1141
30. K. Sugimoto, A. Mizobuchi, K. Nakai und K. Makuda,
J. Phys. Soc. Jap. 21 (1966) S. 213

