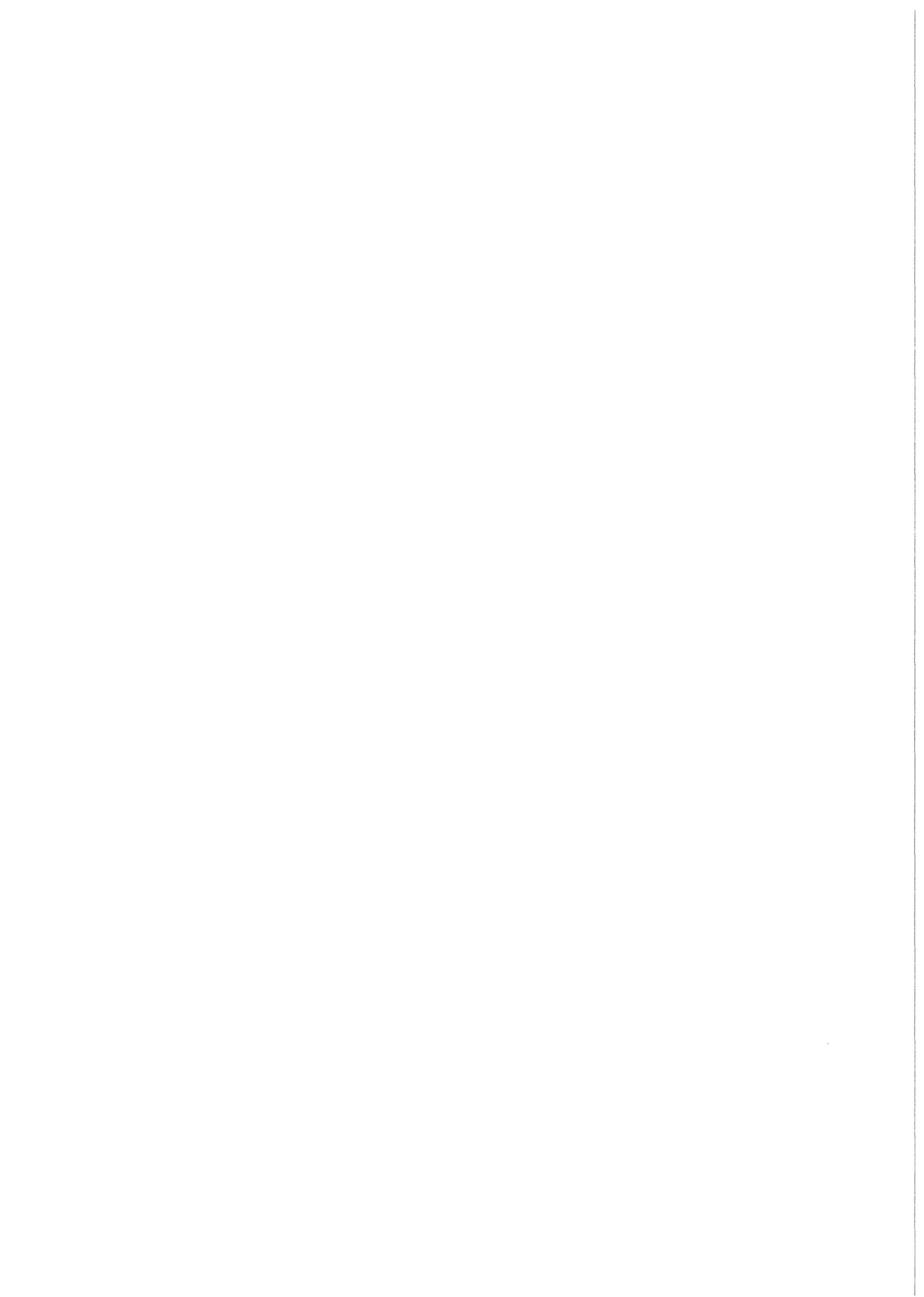


KfK 4222
Mai 1987

**Untersuchung von
Röntgenspektren der
antiprotonischen
Heliumisotope
 ^3He und ^4He**

**M. Schneider
Institut für Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4222

Untersuchung von Röntgenspektren
der antiprotonischen Heliumisotope

^3He und ^4He *

Manfred Schneider

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GmbH, Karlsruhe

*) von der Fakultät für Physik
der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

UNTERSUCHUNG VON RÖNTGENSPEKTREN DER ANTIPROTONISCHEN
HELIUMISOTOPE ^3He UND ^4He

ABRISS

Unter Benutzung des hochintensiven Antiprotonenstrahls am LEAR (CERN/Genf) wurden in mehreren Meßphasen die Röntgenspektren der antiprotonischen Heliumisotope ^3He und ^4He untersucht. Dabei wurden erstmals Antiprotonen in Gasen niederen Druckes (600, 375, 72 und 36 mbar) abgestoppt, so daß die Beobachtungen an nahezu isolierten Systemen durchgeführt werden konnten.

Dies gelang mit einer neuartigen Abstoppmethode, bei der sich das Meßgas in einem fokussierenden Zyklotronfeld befand, welches durch einen supra - leitenden Magneten ('Zyklotronfalle') erzeugt wird. Die tangential in das Zyklotronfeld eingeschossenen Antiprotonen verloren durch Ionisation des Meßgases ihre Energie. Das inhomogene Magnetfeld führt dabei die Teilchen auf spiralförmigen Bahnen ins Zentrum des Feldes. Dadurch erhält man selbst bei niederen Gasdrucken ein sehr kleines Stoppvolumen.

Der Nachweis der Röntgenstrahlung erfolgte mittels verschiedener Si(Li)- und Ge-Halbleiterdetektoren, teilweise mit spezieller Bauweise ('guard-ring'-Halbleiterdetektoren).

Mit ihnen konnten die Effekte der starken Wechselwirkung zwischen dem Antiproton und dem Kern im ($3d \Rightarrow 2p$) Übergang bei beiden Isotopen beobachtet werden. Die Analyse dieses Überganges ermöglichte eine direkte Bestimmung der Verschiebung und Verbreiterung des 2p-Niveaus. Die Breite des 3d-Niveaus konnte nur indirekt aus einer Intensitätsbilanz abgeleitet werden.

Durch die Benutzung von Gasen verschiedener Drucke konnte man zusätzlich die Druckabhängigkeit des Abregungsprozesses der Antiprotonen untersuchen.

Die Resultate für die Breiten und Verschiebungen wurden mit früheren Messungen und mit theoretischen Vorhersagen verglichen, wobei letztere nur eine teilweise Übereinstimmung zeigten. Auch die Ableitung einer komplexen Streulänge im Rahmen eines optischen Modells lieferte teilweise widersprüchliche Aussagen im Vergleich zur Theorie.

EXAMINATION OF X-RAY SPECTRA FROM THE ANTIPROTONIC
HELIUM ISOTOPES ^3He AND ^4He

ABSTRACT

Using the high intensity antiprotonic LEAR beam at CERN (Geneva), several measurements were done to investigate the x-ray spectra of the antiprotonic Helium isotopes ^3He and ^4He . For the first time antiprotons were stopped in gases at low pressures (600, 375, 72 and 36 mbar), which permitted observations on nearly isolated atoms.

A newly developed method for stopping the antiprotons in gases by means of a focusing cyclotron field surrounding the target gas was used. The field was supplied by a superconducting magnet ('cyclotron trap'). The antiprotons were tangentially injected into the cyclotron field, where they slowed down by ionising the target gas. The inhomogeneous magnetic field guided the antiprotons in spiral orbits to the magnetic center. Thus, even at low pressures a very small stopping volume could be achieved.

To detect the x-rays different Si(Li)- and Ge-semiconductor detectors were used, some of which were furnished with 'guard-rings'. They were used to investigate the effects of the strong interaction between the antiproton and the nucleus in the ($3d \Rightarrow 2p$) transition in both isotopes. The analysis of this transition permitted directly the determination of the shift and width of the 2p-level. The width of the 3d-level could be determined only indirectly using an intensity balance.

The utilization of gases with different pressures permitted investigations of the pressure dependence of the antiprotonic deexcitation process.

The results for the widths and shifts were compared with earlier measurements and theoretical predictions. The theory agrees only partly with the measurements. The evaluation of a complex scattering length using an optical model contradicts some of the results of calculations.

INHALTSVERZEICHNIS

I.	EINLEITUNG	1
II.	EINFÜHRUNG IN DIE PHYSIK DES ANTIPROTONISCHEN HE-ATOMS	3
II.1	Bildungs- und Abregungsprozeß	3
II.2	Elektromagnetische Kenngrößen	5
II.3	Meßgrößen zur Bestimmung der hadronischen Effekte	9
II.4	Modelle zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung	11
II.4.1	Elementare $\bar{N}N$ -Wechselwirkung	12
II.4.2	Phänomenologische Ansätze	13
III.	AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES	15
III.1	Der Antiprotonenstrahl des LEAR	15
III.2	Die Zyklotronfalle	17
III.2.1	Das Funktionsprinzip und der mechanische Aufbau	17
III.2.2	Einschuß und Abbremsen des Teilchenstrahles	20
III.2.3	Die Optimierung des Einschusses	24
III.2.4	Die Stoppeffizienz der Messungen I-III	31
III.3	Die Halbleiterdetektoren	36
III.3.1	Wirkungsweise und Aufbau der Halbleiterdetektoren	36
III.3.1.1	Physikalische Grundlagen und Untergrund-Reduktion .	36
III.3.1.2	Geometrie und Meßposition der Detektoren	40
III.3.2	Die Detektorelektronik	42
III.3.2.1	Die Detektorelektronik der Messung I	43
III.3.2.2	Die Detektorelektronik der Messung II	43
III.3.2.3	Die Detektorelektronik der Messung III	47
III.3.3	Die Eichung und Überwachung der Halbleiterdetektoren	47
III.3.3.1	Die Energie- und Auflösungseichung der Halbleiterdetektoren	47
III.3.3.2	Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren	49
IV.	DIE AUSWERTUNG	55
IV.1	Ergebnisse unterschiedlicher Meßbedingungen und Detektorenvergleich	

der Messungen I und II	55
IV.2 Bestimmung der absoluten Anzahl der gestoppten Antiprotonen	57
IV.3 Die Auswertung der He-Spektren	58
IV.3.1 Das Auswerteprogramm	58
IV.3.2 Suche und Identifikation von Fremdlinien	59
IV.3.3 Bestimmung der Energien, Breiten und gemessenen Intensitäten	60
IV.3.3.1 Die He-Spektren der Messung I	61
IV.3.3.2 Die He-Spektren der Messung II	63
IV.3.3.3 Die He-Spektren der Messung III	68
V. RESULTATE DER AUSWERTUNG	70
V.1 Die Verschiebung und Verbreiterung des 2p-Niveaus	70
V.2 Intensitäten und hadronische 3d-Breiten	72
V.2.1 Korrekturen der gemessenen Intensitäten	72
V.2.2 Die Bestimmung der hadronischen 3d-Breite	73
V.2.3 Die Ausbeuten	74
V.3 Diskussion der Fehler	75
VI. DISKUSSION DER RESULTATE	78
VI.1 Hadronische Effekte	78
VI.1.1 Die Bestimmung der Streulänge	78
VI.1.2 Breiten und Verschiebungen	83
VI.2 Die Druckabhängigkeit der Ausbeuten	85
VI.3 Isotopie-Effekte	87
VII. ZUSAMMENFASSUNG	89
ANHANG A Elektromagnetische Strahlungsbreiten und Fried-Martin-Faktor	91
ANHANG B Abschätzung von Parallelübergängen	93
ANHANG C Definitionen	96
LITERATURVERZEICHNIS	97

I. EINLEITUNG

Die Untersuchung exotischer Atome, bei denen ein oder mehrere Elektronen durch ein anderes negativ geladenes Teilchen (μ^- , π^- , \bar{p} , K^- , ...) ersetzt sind, bietet ein weites Betätigungsfeld um Teilchen und Kerneigenschaften zu studieren. Die Beobachtungsgrößen sind dabei fast immer Energien und Intensitäten von Röntgenübergängen.

Während für π^- und μ^- schon länger intensive Teilchenstrahlen existieren, litten Experimente mit Antiprotonen bisher unter vergleichsweise geringen Intensitäten. Erst durch die Inbetriebnahme des hochintensiven Antiprotonen-Speicherrings LEAR am CERN konnten Präzisionsexperimente geplant und durchgeführt werden.

Die Beobachtung der Effekte der hadronischen Wechselwirkung ist die hauptsächliche physikalische Zielsetzung der Experimente mit Antiprotonen. Bei einer merklichen Überlappung der antiprotonischen Wellenfunktion mit dem Kern führt die starke Wechselwirkung zu einer Energieverschiebung der atomaren Niveaus. Zusätzlich ergibt sich durch die Annihilation mit den Nukleonen eine geringere Lebensdauer, die zu einer Niveauverbreiterung führt. Die Beobachtung dieser Effekte gestattet eine Aussage über die Art und Stärke der hadronischen Wechselwirkung.

Das Merkmal der vorliegenden Arbeit ist die Herstellung von antiprotonischen Atomen in Gasen niederen Druckes. Dadurch erhält man ein von äußeren Einflüssen weitgehend ungestörtes System. Dies hat die folgenden Vorteile:

Bei einem sich selbst überlassenen antiprotonischen Atom wird der Abregungsprozeß einfacher werden, wenn das Atom keinen Kontakt mit Nachbaratomen hat. Wie später gezeigt wird, ist dann die Intensität der zu beobachtenden Röntgenübergänge maximal.

Zur Bestimmung einer hadronischen Niveauverbreiterung ist man auf die Auswertung von Intensitäten angewiesen. In dem vorliegenden einfachen Fall des isolierten Atoms sind Korrekturfaktoren vernachlässigbar, die bei höheren Drucken stark anwachsen würden.

Es wird sich weiter zeigen, daß man besonders im antiprotonischen He-Atom auf die Beobachtung von Energien bis hinunter zu 1 keV angewiesen ist. Zur Vermeidung von Absorption dieser Röntgenquanten muß man bei niederen

Gasdrucken arbeiten. Diese erlaubten dann auch, das seltene Isotop ^3He zu benutzen. Normalerweise ist dies aus Kostengründen nicht möglich.

Die Benutzung von Gasen niederen Druckes zum Abstoppen eines Teilchenstrahles würde jedoch zu einer sehr ausgedehnten Stoppreregion führen. Um nun die beiden Forderungen nach einer konzentrierten Stoppverteilung und die Verwendung von dünnen Gasen gleichzeitig zu erfüllen, wurde eine neuartige Technologie benutzt, die in der 'Zyklotronfalle' [SIM 87] verwirklicht wurde.

Durch das Erzielen einer eng begrenzten Stoppreregion war auch der Einsatz von hochauflösenden aber notwendigerweise kleinflächigen Halbleiterdetektoren möglich, die bei einer Energieauflösung von 200 bis 400 eV zur Beobachtung der Energien im keV-Bereich dienen.

Für diese Arbeit erfolgten Messungen mit $\bar{p}\text{He}$ bei Gasdrucken von 36 bis 600 mbar. Dabei wurde das Experiment in 3 Perioden durchgeführt (I: November/Dezember 1983, II: Mai/Juni 1985, III: Mai/Juni 1986), wobei Antiprotonenimpulse von 309 MeV/c (I) und 202 MeV/c (II, III) benutzt wurden.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst auf die physikalischen Fragestellungen und Modelle sowie auf die experimentelle Durchführung eingegangen. Anschließend erfolgt die Beschreibung der Auswertung der Effekte der hadronischen Wechselwirkung mit einer Diskussion der Resultate.

II. EINFÜHRUNG IN DIE PHYSIK DES ANTIPROTONISCHEN HE-ATOMS

An dieser Stelle soll zum Verständnis der in der vorliegenden Arbeit benutzten Größen und Rechnungen auf die verschiedenen theoretischen Grundlagen des Antiproton-Helium-Systems (Bildungs- und Abregungsprozeß sowie Effekte der starken Wechselwirkung) eingegangen werden.

Gerade bei der Untersuchung des Abregungsprozesses, dessen Kenntnis zur Bestimmung der Parameter der hadronischen Wechselwirkung nötig ist, zeigt das $\bar{p}\text{He}$ -System Unterschiede zu schwereren antiprotonischen Atomen. Somit ist es notwendig, den Bildungs- und Abregungsprozeß des $\bar{p}\text{He}$ -Atomes etwas genauer zu behandeln.

Das $\bar{p}\text{He}$ -Atom ist bis jetzt das leichteste antiprotonische Atom, bei dem die starke Wechselwirkung mit guter Genauigkeit untersucht werden konnte. Messungen am $\bar{p}\text{H}$ erwiesen sich als wesentlich schwieriger als erwartet.

Auf welchem Weg man die Parameter der starken Wechselwirkung aus den Beobachtungsgrößen gewinnt, soll deshalb ausführlich beschrieben werden. Dies verlangt auch eine Diskussion der verschiedenen theoretischen Ansätze.

II.1 Bildungs- und Abregungsprozeß

Bevor das Antiproton von einem Atom eingefangen werden kann, muß es zunächst auf Energien von einigen 10 eV abgebremst werden [EGI 84]. Dies geschieht hauptsächlich durch Ionisation der vom Teilchen durchlaufenen Materie (Moderator, Meßgas). Anschließend wird das Antiproton vom Atom durch Emission eines Elektrons in atomare Niveaus eingefangen (Auger-Effekt). Neuere Erkenntnisse durch Messungen an antiprotonischen Edelgasen (Ne, Ar, Kr und Xe) bestätigen, daß dies durch Ionisation eines äußeren Hüllenelektrons geschieht [BAC 87].

Für Helium ergibt sich eine etwas spezielle Situation, da hier nur zwei 1s-Elektronen zur Verfügung stehen, so daß die zur Bindung des Antiprotons nötige Energie mindestens 25 eV betragen muß. Dabei wird es in Niveaus um $n_{\bar{p}} \approx 38$ eingefangen, da sich die größte Wahrscheinlichkeit für den Auger-Effekt bei kleinsten Abständen zwischen Elektron und Antiproton ergibt, d.h. bei maximaler Überlappung der Wellenfunktionen.

Die Anfangsverteilung der Antiprotonen innerhalb der Drehimpulszustände l des Einfangniveaus wird üblicherweise mit einer modifizierten statistischen Verteilung $P \sim (2l+1) \cdot e^{-\alpha l}$ beschrieben. Dabei wird der Parameter α zur Anpassung an beobachtete Intensitätsverteilungen benutzt, wobei für α meistens Werte im Bereich 0.1 bis 0.2 ermittelt wurden.

Nach dem Einfang des Antiprotons kann bei Helium nur noch ein weiteres Elektron ins Kontinuum angeregt werden (interner Auger-Effekt). Weitere Abregungsschritte können nur über Strahlungsübergänge oder durch Ionisation von Elektronen der Nachbaratome (externer Auger-Effekt) erfolgen [AHL 82]. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Abregungsprozesse sind :

$$W_{Au} = \frac{2 \pi}{\hbar} \cdot |\langle \psi_{\bar{p}}^f \cdot \psi_{e^-}^f | \frac{1}{r_{\bar{p}e^-}} | \psi_{\bar{p}}^i \cdot \psi_{e^-}^i \rangle|^2 \sim (\Delta E)^{-1/2} \quad (II.1)$$

$$W_{rad} = \frac{4 \alpha}{3(\hbar c)^2} \cdot \Delta E^3 \cdot |\langle \psi_{\bar{p}}^f | r | \psi_{\bar{p}}^i \rangle|^2 \quad (II.2)$$

$\Psi_{\bar{p}e^-}^{if}$: Wellenfunktionen von Elektronen und Antiprotonen im Anfangs- und Endzustand

ΔE : Übergangsenergie

α : Feinstrukturkonstante

$r_{\bar{p}e^-}$: Abstand Elektron-Antiproton

r : Abstand Kern-Antiproton

Durch die um den Faktor ~ 1500 erhöhte reduzierte Masse ergibt sich eine deutliche Größenreduktion des $\bar{p}\text{He}$ -Systems im Vergleich zu den He-Atomen. Dabei nimmt das $(\bar{p}\text{He})^+$ -System dann einen wasserstoffähnlichen Charakter an und kann als schweres H^+ -Ion aufgefaßt werden.

In Flüssigkeiten oder Gasen hohen Druckes ergibt sich bei einer Geschwindigkeit des $\bar{p}\text{He}$ -Systems von $v \approx 10^6$ cm/s (aus der Impulsbilanz beim Bildungsprozeß berechnet) und einer mittleren freien Weglänge von $\lambda \approx 10^{-7}$ cm eine Kollisionsrate mit den Nachbaratomen von $\sim 10^{13}$ s $^{-1}$. Die Raten für Strahlungsübergänge zwischen höheren Niveaus liegen jedoch nur bei einigen 10^8 bis 10^9 s $^{-1}$. Deshalb bestimmt die Wechselwirkung mit den Nachbaratomen den Abregungsprozeß in dichteren Medien.

Ein weiteres Problem bei höheren Drucken ist die Molekülionenformation

durch das $(\bar{p}\text{He})^+$ -System mit den Nachbaratomen, analog zu Reaktionen von H^+ mit He-Atomen [RUS 78]. Dadurch, aber besonders durch Kollisionen mit Nachbaratomen (= elektromagnetischer Abregungsprozeß) wird die antiprotonische Kaskade stark beeinflusst.

Durch die hohe elektrische Feldstärke innerhalb der Elektronenhülle der Nachbaratome ($\gtrsim 10^8$ V/cm) ergibt sich eine Durchmischung der Drehimpulszustände l mit fester Quantenzahl n (Stark-Effekt) bei einem Stoß. Dabei kommt es zu einer drastischen Veränderung der Kaskade, weil von Niveaus mit kleinen Drehimpulsquantenzahlen wegen der $(\Delta E)^3$ -Abhängigkeit der radialen Übergangswahrscheinlichkeit Röntgenübergänge mit hohen Δn bevorzugt werden. Insgesamt wird der Abregungsprozeß über kleinere Drehimpulsquantenzahlen stattfinden. Besonders drastische Verschiebungen sind bei einer Beimischung von s-Niveaus zu erwarten, aus denen es wegen der Überlappung der Wellenfunktion mit dem Kern auch für große n zur Annihilation kommt.

Diese beiden unerwünschten Effekte führen zwangsläufig zu Messungen an dünnen Gasen, da dort die Kollisionsrate stark reduziert werden kann. Dadurch und wegen des bevorzugten Einfangs des Antiprotons bei hohen l , erfolgt schon in hohen Niveaus die Ausbildung einer stark zirkularen Kaskade (Übergänge der Art $(n, l = n-1) \rightarrow (n' = n-1, l' = n-2)$), was in Fig. II.1 für höhere Übergänge angedeutet ist.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die Abhängigkeit der antiprotonischen Kaskade vom Stark-Effekt zu untersuchen. Gleichzeitig sollte durch Reduzierung des Druckes ein möglichst ungestörtes antiprotonisches System erzeugt werden, um Effekte der starken Wechselwirkung unter optimalen Bedingungen untersuchen zu können.

II.2 Elektromagnetische Kenngrößen

Durch Übergang zur reduzierten Masse kann man das wasserstoffähnliche $\bar{p}\text{He}$ -System als Einkörperproblem auffassen. Im Bohr'schen Atommodell erhält man dann für denjenigen Bereich der Kaskade, der nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegt, die Bindungsenergie im Coulombfeld E_n , den Bohrschen Radius r_n und die Geschwindigkeit v_n des Antiprotons auf seiner Bahn :

$$E_n = -(\mu \cdot c^2 / 2) \cdot (\alpha Z / n)^2 \quad (\text{II.3})$$

$$r_n = (\hbar / \mu c) \cdot (n^2 / \alpha Z) \quad (\text{II.4})$$

$$v_n = \alpha \cdot Z \cdot c / n \quad (\text{II.5})$$

μ : reduzierte Masse

c : Lichtgeschwindigkeit

Z : Kernladung

n : Hauptquantenzahl

\hbar : Plancksches Wirkungsquantum / 2π

α : Feinstrukturkonstante

Die Bindungsenergien des Antiprotons sind um den Faktor $1836 \cdot (1 + m_{\bar{p}}/M)^{-1}$ größer als die des Elektrons (= 1466.8 für $\bar{p}^4\text{He}$), wobei der in der Klammer enthaltene Ausdruck den Einfluß durch die endliche Masse des Kerns berücksichtigt.

Eine exaktere Beschreibung des antiprotonischen Atoms liefert die Dirac-Gleichung für relativistische Spin- $1/2$ -Teilchen. Dabei muß zusätzlich noch beachtet werden, daß die Feinstrukturaufspaltung von einem vom Dirac-Wert abweichenden anomalen magnetischen Moment κ herrührt. Die Hyperfein-Aufspaltung wird störungstheoretisch behandelt. Auch Korrekturen, die den Einfluß der Vakuumpolarisation V_{VP} beschreiben, müssen berücksichtigt werden, wobei nur die Terme höherer Ordnung als Störung behandelt werden können. Damit erhält man als Eigenwertgleichung [PBA 85]

$$H^{em} |\psi\rangle = E^{em} |\psi\rangle \quad (\text{II.6})$$

$$H^{em} = \left[\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta \cdot \mu_{\bar{p}} + V_c - (i \cdot \kappa_{\bar{p}} \cdot e / 2 m_{\bar{p}}) \cdot \vec{\gamma} \cdot \vec{E} + V_{VP} + V_{Stör} \right]$$

$\vec{\alpha}, \beta, \vec{\gamma}$: α -, β -, γ -Matrizen

V_c : Coulomb-Potential

Betrachtet man die nach Potenzen von $(Z\alpha)^2$ entwickelten Lösungen des unge -

störten Systems für punktförmige Kerne [BET 57]

$$E_{nj} = (\mu \cdot c^2 / 2) (\alpha \cdot Z/n)^2 [1 + (\alpha \cdot Z/n)^2 \cdot (\frac{n}{j+1/2} - 3/4)] \quad (\text{II.7})$$

j : Gesamtdrehimpuls des Antiprotons

ergibt der erste Term gerade die Bohrsche Energie (Glg. (II.3)) und der zweite beschreibt die Feinstruktur-Aufspaltung, resultierend aus der Spin-

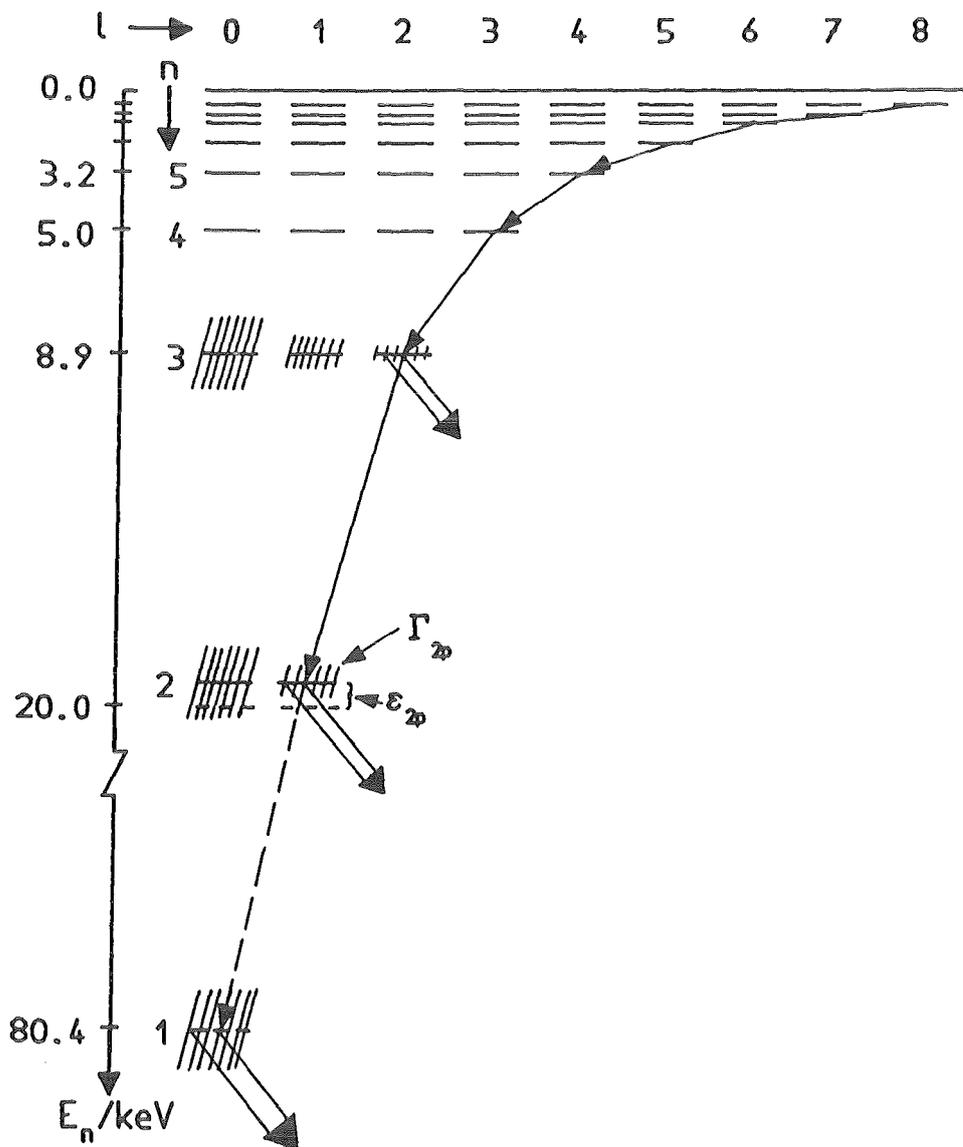


Fig. II.1 Niveauschema des $\bar{p}^4\text{He}$ (die Effekte der hadronischen Wechselwirkung sind angedeutet).

Bahn-Wechselwirkung.

Man sieht, daß die Lösung eine Entartung in l enthält, z.B. haben $2s_{1/2}$ - und $2p_{1/2}$ -Niveaus gleiche Energien. Andererseits ergeben sich für festes l verschiedene Werte für $j = l \pm 1/2$ und damit führt die Feinstruktur-Aufspaltung für alle $l > 0$ zur Ausbildung von Energie-Dubletts. Deren Energiedifferenz ist unter Vernachlässigung des anomalen magnetischen Momentes mit Glg. (II.7)

$$\Delta E_{nl} = (\mu \cdot c^2 / 2) \frac{(\alpha \cdot Z)^4}{n^3 \cdot l \cdot (l+1)} \quad (\text{II.8})$$

Für Übergänge zwischen solchen Dubletts (s. Fig. II.2) lassen die elektrischen Dipolauswahlregeln nur solche mit $\Delta l = \pm 1$ zu und für deren Intensitätsverhältnisse folgt aus der statistischen Besetzung

$$I_a : I_b : I_c = j \cdot (2j + 3) : 1 : (j \cdot (2j + 1)) - 1 \quad (\text{II.9})$$

Eine experimentelle Beobachtung dieser Übergänge mit Halbleiterdetektoren ist nur für große Z möglich, da deren Energieauflösung dafür nicht ausreichend ist. Zur Verdeutlichung der Größenordnung dieses Effektes für kleine Z sind in Tab. V.1 für antiprotonisches Helium die Übergangsenergien

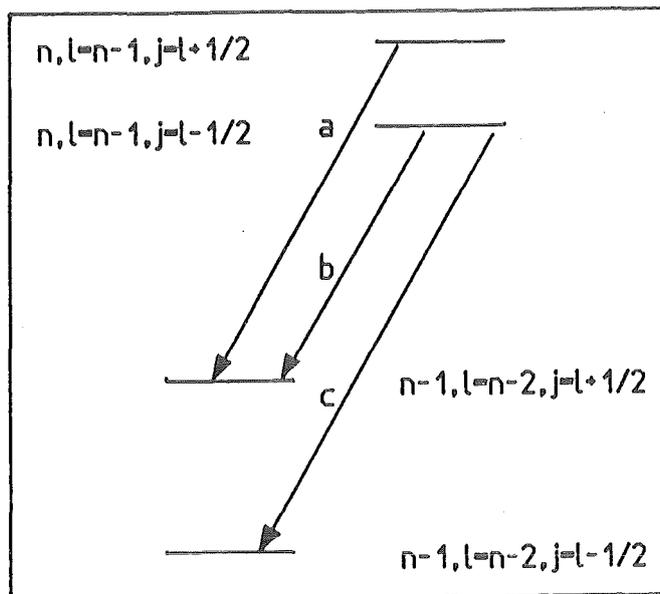


Fig. II.2 Niveau-Aufspaltung durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung

zwischen den 3d- und 2p-Dubletts getrennt angegeben.

Unberücksichtigt geblieben sind in Glg. (II.7) die verschiedenen Stör -
terme in der Dirac-Gleichung, deren Einfluß auf die Bindungsenergie nur
kurz besprochen werden soll.

Die Vakuumpolarisation, die die größte Korrektur bringt, muß bis zu
höheren Ordnungen berücksichtigt werden. Sie rührt von der Bildung von
virtuellen e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, ...-Paaren (Bildungswahrscheinlichkeit $\sim 1/\text{Masse}$)
her und liefert Beiträge zur Bindungsenergie unterschiedlichen Vorzeichens,
die gesamthaft zu einer stärkeren Bindung führen. Die Abschirmung der Kernladung
durch die Elektronen führt dagegen zu einer Reduzierung der Bindungsenergie.

Weitere, wenn auch kleinere Korrekturen, sind die magnetische und elek -
tronische Hyperfein-Wechselwirkung, die gegenseitige Polarisierung von Kern
und Antiproton und die relativistische Massenkorrektur.

II.3 Meßgrößen zur Bestimmung der hadronischen Effekte

Bei der Annäherung des Antiprotons an den Kern gelangt es schließlich
in einen Bereich, wo die starke (= hadronische) Wechselwirkung zu einem
deutlichen Anwachsen der Annihilationsraten aus den Niveaus führt. Da die
starke Wechselwirkung nur eine sehr kurze Reichweite ($R \leq 1.4 \text{ fm}$) hat,
setzt dieser Effekt sehr abrupt und mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ein.
Dadurch bricht die in den niederen Niveaus dominierende Röntgenkaskade
plötzlich ab.

Die Verkürzung der Lebensdauer der atomaren Zustände führt wegen der
Unschärferelation zu einer Energieverbreiterung. Diese ergibt zwar auch
schon für den rein elektromagnetischen Teil der Kaskade eine Lorentzver -
teilung für die Linienform der Röntgenübergänge, doch ist diese zu schmal,
um sie experimentell zu beobachten.

Erst die zusätzliche Verbreiterung im letzten meßbaren Übergang ergibt
dort die Möglichkeit der direkten Beobachtung der physikalischen Breite
 Γ_{Ann} des unteren Niveaus. Dabei ergibt sich die beobachtete Linienform
aus der Faltung einer durch die experimentelle Auflösung bestimmten Gauß-
und einer Lorentzverteilung.

Der Absolutwert der Annihilationsbreite im oberen Niveau des letzten

Überganges ist schon drastisch kleiner ($\sim 3 - 5$ Größenordnungen). Damit ist eine direkte experimentelle Beobachtung dieses Effektes mit Halbleiter - detektoren nicht mehr möglich. Eine indirekte Bestimmung kann jedoch unter Benutzung der Intensitätsbilanzen erfolgen, wenn die hadronische Breite in den Bereich von bis zu zwei Größenordnungen größer oder kleiner als die Strahlungsbreite kommt.

Dazu muß man alle zur Entvölkerung eines Niveaus beitragenden Prozesse berücksichtigen, d.h. Röntgen- und Auger-Übergänge sowie die Annihilation. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Prozesse sind additiv

$$W_{\text{tot}} = W_{\text{rad}}^{\text{em}} + W_{\text{Au}}^{\text{em}} + W_{\text{Ann}}^{\text{had}} \quad (\text{II.10})$$

was auch für die Breiten gilt

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{rad}}^{\text{em}} + \Gamma_{\text{Au}}^{\text{em}} + \Gamma_{\text{Ann}}^{\text{had}} \quad (\text{II.11})$$

Die Intensität eines Strahlungsüberganges I ist das Produkt aus der Bevölkerung des Ausgangsniveaus P und dem Verzweigungsverhältnis V für Strahlungsabregung von diesem Niveau aus. V ist das Verhältnis zwischen der Wahrscheinlichkeit für die Strahlungsabregung $W_{\text{rad}}^{\text{em}}$ und der Gesamtwahrscheinlichkeit W_{tot} .

$$I = P \cdot V = P \cdot (W_{\text{rad}}^{\text{em}} / W_{\text{tot}}) = P \cdot (\Gamma_{\text{rad}}^{\text{em}} / \Gamma_{\text{tot}}) \quad (\text{II.12})$$

Dies führt zur Bestimmung der Breite des oberen Niveaus, wobei die Auger - breite für kleine Hauptquantenzahlen n vernachlässigt werden kann

$$\Gamma_{\text{Ann}}^{\text{had}} = [(P/I) - 1] \cdot \Gamma_{\text{rad}}^{\text{em}} - \Gamma_{\text{Au}}^{\text{em}} \quad (\text{II.13})$$

Als weiterer Effekt durch die hadronische Wechselwirkung ergibt sich in den betroffenen Niveaus eine Änderung der Bindungsenergie. Die daraus resultierende Energieverschiebung ε^{had} ist mit Halbleiterdetektoren erst im letzten beobachtbaren Übergang meßbar. Ihre Größe rührt hauptsächlich vom unteren Niveau her, da die Verschiebung des oberen wesentlich kleiner ist. Man

definiert

$$\varepsilon^{\text{had}} = E^{\text{exp}} - E^{\text{em}} \quad (\text{II.14})$$

II.4 Modelle zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung

Um die Effekte der hadronischen Wechselwirkung zu beschreiben wird ein zusätzliches Potential V^{had} in die Eigenwertgleichung (II.6) eingefügt. Dabei wird die mögliche Annihilation des Antiprotons dadurch berücksichtigt, daß ein komplexes Potential benutzt wird. Dessen Imaginärteil beschreibt die Absorption des Antiprotons, was bei der Lösung der Dirac-Gleichung zu komplexen Energie-Eigenwerten führt

$$E_{n,l}^{\text{had}} = (E_{n,l}^{\text{em}} + \varepsilon_{n,l}^{\text{had}}) + i \cdot \Gamma_{n,l}^{\text{had}}/2 \quad (\text{II.15})$$

dabei werden die Eigenwerte des rein elektromagnetischen Systems $E_{n,l}^{\text{em}}$ durch die hadronische Verschiebung (Glg. (II.14)) und Breite (Glg. (II.13)) ergänzt.

Für die Beschreibung dieses komplexen Potentials $V^{\text{had}}(\vec{r})$, auch 'Optisches Potential' genannt, werden verschiedene Ansätze benutzt:

- einfache phänomenologische Modelle
- Modelle, die die Antiproton-Kern-Wechselwirkung durch einen Streuprozeß beschreiben
- Modelle, bei denen die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung aus der NN-Wechselwirkung abgeleitet wird
- Quark-Modelle.

Tests dieser Modelle erfolgen durch Antiproton-Streumessungen [GAR 84, BRU 85] und durch Beobachtung antiprotonischer Röntgenübergänge, die der hadronischen Wechselwirkung unterliegen. Dabei erlauben erstere eine Untersuchung der Effekte bei verschiedenen Energie- und Impulsüberträgen ($E > 0$), während letztere Untersuchungen an der Schwelle ($E \lesssim 0$) gestatten.

II.4.1 Elementare $N\bar{N}$ -Wechselwirkung

Ein Ansatz zur Ableitung eines Modells der hadronischen Wechselwirkung geht von der elementaren NN -Wechselwirkung aus. Dabei wird diese durch den Austausch eines oder mehrerer Mesonen (π , η , ρ , ω , ...) beschrieben, wobei die einzelnen Beiträge zu einem Gesamtpotential zusammengefaßt werden müssen (kohärente Überlagerung)

$$V_{NN} = \sum_m V_{NN}^m \quad (\text{II.16})$$

m : ausgetauschtes Meson

Als Resultat ergibt sich ein lang- bis mittelreichweitiger attraktiver (π , ρ -Austausch) und ein kurzreichweitiger repulsiver Anteil, welcher dem ω -Austausch zugeschrieben wird. Das Potential V^m für jedes dieser Austauscheteilchen setzt sich wiederum aus verschiedenen Termen zusammen :

- Zentralpotential
- Spin-Bahn-Potential
- Tensor-Potential

Diese NN -Wechselwirkung wird nun durch Symmetrieoperationen auf die $N\bar{N}$ -Wechselwirkung abgebildet. Dies geschieht durch die G -Transformation, die sich aus der C -Ladungskonjugation und einer Rotation R um 180° im Isospin - raum (T_2 -Achse) zusammensetzt

$$G = C \cdot R = C \cdot \exp(i \cdot \pi \cdot T_2) \quad (\text{II.17})$$

$$G \cdot |\Psi\rangle = (-1)^{L+S+T} \cdot |\Psi\rangle$$

Die Ladungskonjugation ändert dabei das Teilchen in sein Antiteilchen um, während die G -Transformation die Umwandlung des Feldes des Austauscheteilchens beschreibt. Aus den Gleichungen (II.16) und (II.17) ergibt sich dann

$$V_{N\bar{N}}^m = G^m \cdot V_{NN}^m \quad (\text{II.18})$$

wobei G^m die G-Parität des ausgetauschten Mesons beschreibt.

Ein recht erfolgreicher Ansatz für $V_{N\bar{N}}^m$ wurde von Dover und Richard [DOV 82] vorgeschlagen, bei dem der Realteil der hadronischen Wechselwirkung durch

$$U_{N\bar{N}}(\vec{r}) = - V_{NN}^\pi(\vec{r}) + V_{NN}^{2\pi}(\vec{r}) - V_{NN}^\omega(\vec{r}) \quad (\text{II.19})$$

beschrieben wird.

Hinzugefügt wird dann noch ein phänomenologisches Potential $W_{N\bar{N}}(\vec{r})$, das die Annihilation beschreibt und wiederum mit der Dichteverteilung des Kernes gefaltet ist.

$$W_{N\bar{N}}(\vec{r}) = (-W_0(\vec{r}) - i \cdot W_{\text{Ann}}(\vec{r})) \cdot (1 + e^{(r-R)/a})^{-1} \quad (\text{II.20})$$

Die Parameter W_0 , W_{Ann} , R und a erhält man durch Anpassung an gemessene Wirkungsquerschnitte. Die mit diesem Potential erhaltenen Lösungen der Dirac-Gleichung liefern eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

II.4.2 Phänomenologische Ansätze

Ein einfacher Ansatz für das optische Potential

$$V^{\text{had}}(\vec{r}) = U(\vec{r}) + iW(\vec{r}) \quad (\text{II.21})$$

ist die Beschreibung seines radialen Verlaufes durch die Dichteverteilung des Kernes $\rho(\vec{r})$. Dabei werden verschiedene Formen für $\rho(\vec{r})$ benutzt, wie z.B. Woods-Saxon oder (deformierte) Fermi-Verteilung (s. Kap. VI.1.1).

Verschiedene Annahmen [MAY 79] führen dann zu einer einfachen Form der Streulängennäherung mit einem Potential der Form [BAT 81]

$$V^{\text{had}}(\vec{r}) = - \frac{2 \cdot \pi}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m_p} \right) \bar{a} \cdot \rho(\vec{r}) \quad (\text{II.22})$$

Diese Annahmen sind unter anderen

- Beschränkung auf den s-Wellenanteil der Streuung,
- Darstellung des Streuprozesses mit der Bornschen Näherung,
- keine Unterscheidung zwischen Protonen- und Neutronenverteilung im Kern
- Beschreibung des Streuprozesses durch die komplexe Streulänge \bar{a} ($= \lim_{k \rightarrow 0} -f(\theta)$), den niederenergetischen Grenzwert der Streuamplitude $f(\theta)$

Die Streulänge \bar{a} wird hier als 'effektive Streulänge' betrachtet, da über die $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Wechselwirkung gemittelt wird. Sie stellt dabei das Bindeglied bei der Untersuchung der hadronischen Wechselwirkung zwischen \bar{p} -Streuexperimenten und Messungen antiprotonischer Röntgenstrahlung dar. Erstere liefern durch Extrapolation zu niederen Energien Werte für die Streulänge \bar{a} , die über das optische Potential $V^{\text{had}}(\vec{r})$ Vorhersagen für Verschiebungen und Breiten gestatten. Diese wiederum sind durch Messungen mit antiprotonischen Atomen verifizierbar.

Kompliziertere Ansätze berücksichtigen unterschiedliche Reichweiten und radiale Abhängigkeiten für $U(\vec{r})$ und $W(\vec{r})$. Auch die Energieabhängigkeit von Real- und Imaginärteil werden in Betracht gezogen sowie die Spinabhängigkeit der starken Wechselwirkung und die Unterscheidung zwischen Protonen und Neutronen (Isospin-Dublett).

III. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES

Das Experiment war nur möglich durch die Kombination des hochintensiven Antiprotonenstrahles am LEAR/CERN mit der Zyklotronfalle als Gerät zur Erzeugung hoher Teilchen-Stoppdichten. Ihre Wirkungsweise und die der benutzten Röntgenstrahldetektoren werden erläutert, ebenso die zum Zustandekommen des Antiprotonenstrahles benötigten Beschleunigerstrukturen.

III.1 Der Antiprotonenstrahl des LEAR

Die LEAR-Maschine zur Herstellung von hochintensiven Antiprotonenstrahlen steht am Ende einer komplexen Be- und Entschleunigerstruktur am CERN (Fig. III.1).

Zunächst erzeugt der auf 26 GeV/c beschleunigte Protonenstrahl des CERN Protonensynchrotrons (PS) Antiprotonen durch Beschuß eines Kupferblockes. Dabei liegt die maximale Produktionsrate bei Antiprotonenimpulsen zwischen 3 und 4 GeV/c. Die Antiprotonen werden durch eine Li-Linse auf den zum Antiprotonenspeicher (AA) führenden Strahlweg fokussiert. Gleichzeitig mit ihnen erzeugte andere Teilchen (π , K, ...) mit identischem Impuls haben eine

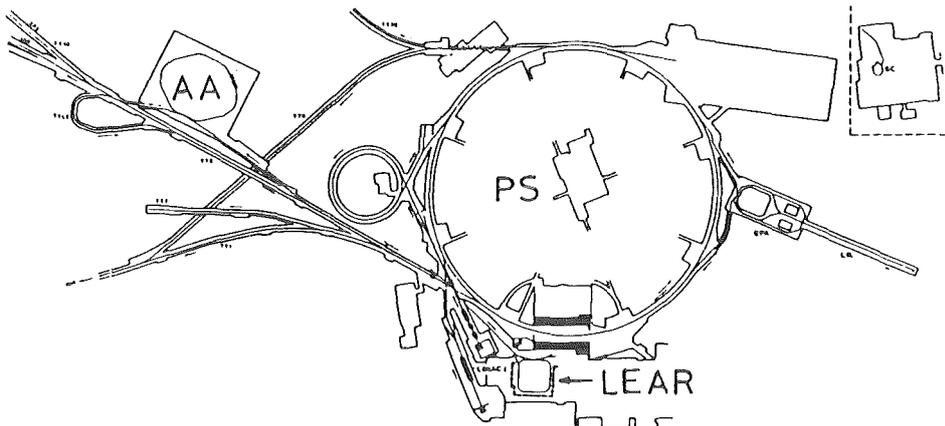


Fig. III.1 Beschleunigerstrukturen des CERN [JON 82]: Protonensynchrotron (PS), Antiprotonen-Speicherring (AA) und LEAR

kurze Lebensdauer und zerfallen. Im AA werden Antiprotonen mit einem Impuls von 3.57 GeV/c während einiger Tage gesammelt. Die Ausbeute des gesamten Verfahrens liegt dann bei $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ \bar{p}/p [JON 83], was zu einer Speicher - rate von $\sim 2 \cdot 10^6$ \bar{p}/s führt. Insgesamt wird im AA eine Anzahl von ca. 10^{11} Antiprotonen gespeichert und strahlgekühlt [MEE 85]. Jeweils ca. 10^9 \bar{p} können vom LEAR abgerufen werden. Sie werden dann im PS auf 600 MeV/c ent - schleunigt, ins LEAR eingeschossen und noch einmal gekühlt.

Für die uns interessierende Anwendung erfolgt dann im LEAR eine weitere Entschleunigung auf Impulse von 309 bzw. 202 MeV/c und eine nochmalige Strahlkühlung innerhalb von etwa 10 Minuten.

Anschließend werden die Antiprotonen durch eine langsame Extraktion (zur Zeit bis zu 10^6 \bar{p}/s) den verschiedenen Experimenten zugeführt, wobei die typische Extraktionsdauer bei ca. 60 Minuten (= 1 'Spill') liegt. Die lang - same Extraktion dient zur Erzeugung einer annähernd konstanten Extraktions - rate. Dabei wird es den Antiprotonen durch Einstrahlen eines Hochfrequenz - Rauschens gestattet, eine Betatronresonanz zu erreichen, aus der sie dann leicht extrahiert werden können [LEF 82]. Fig. III.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der einlaufenden Antiprotonenrate, gemessen mit einem Szintillations - zähler (S1) während Messung I (s. Fig. III.6).

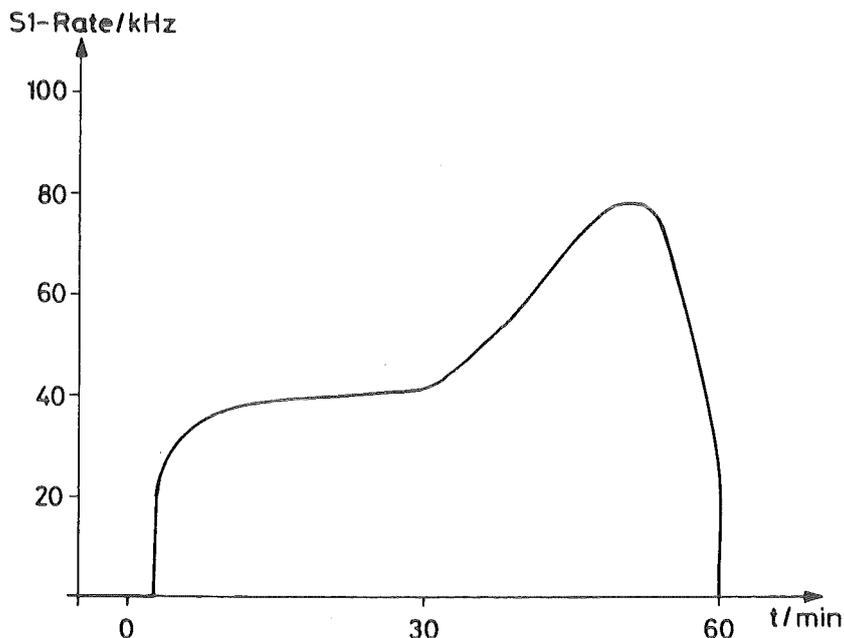


Fig. III.2 Typischer Verlauf der Antiprotonen-Extraktionsrate während eines Spills, gemessen mit dem Szintillator S1 (Messung I).

Die wesentlichen Strahlparameter des LEAR und die für das Experiment wichtigen Größen sind in Tab. III.1 [LEF 82] zusammengefaßt.

Impulsbereich / Energiebereich	0.1 - 2 GeV/c / 5.3 MeV - 1.3 GeV
Einschußimpuls / - energie	0.6 GeV/c / 175.4 MeV
Umfang	78.54 m (r = 12.5 m)
Typische Transferintensität	$10^9 \bar{p}$
Typischer extrahierter Strahl	$10^6 \bar{p}/\text{sec}$
Extraktionsdauer	~ 1 h
Emittanz (M1-Strahl) hor.	5 π mm mrad
Emittanz (M1-Strahl) vert.	20 π mm mrad
Impulsunschärfe (202 MeV/c)	$\Delta p/p = \pm 1.1 \%$
Intensität des \bar{p} -Strahles (M1)	~ $3 \cdot 10^5 \bar{p}/\text{sec}$
Strahlausdehnung (FWHM)	~ $1 \times 1 \text{ mm}^2$

Tab. III.1 Charakteristische LEAR-Parameter [LEF 82]

III.2 Die Zyklotronfalle

III.2.1 Das Funktionsprinzip und der mechanische Aufbau

Da es, wie in Kap. II.1 gezeigt von Vorteil ist, zum Studium des $\bar{p}\text{He}$ -Atoms dieses bei niedersten Gasdrucken zu formieren, wurde in diesem Experiment ein neuartiges Gerät benutzt. Dieses gestattet es, antiprotonische Atome trotz niederen Gasdruckes in einer konzentrierten Stoppverteilung zu sammeln.

Niedrige Gasdrucke lassen es normalerweise nicht zu, eine räumlich eng konzentrierte Stoppverteilung zu erreichen. Das Abstoppen eines Teilchenstrahles ist gekennzeichnet durch eine longitudinale und transversale Reichweitenstreuung $\delta R_{L,T}$ (g/cm^2). Diese führt normalerweise zu geometrischen Verteilungen mit den Dimensionen $\Delta R_{L,T}(\text{cm}) = \delta R_{L,T} / \rho$ (ρ : Dichte (g/cm^3)). Als Beispiel ergibt sich für einen Strahlimpuls von 100 MeV/c in einer linearen Anordnung bei Drucken von 10 mbar eine Stoppverteilung mit den Dimensionen $\Delta R_L \approx 1.8 \text{ m}$ und $\Delta R_T \approx 3.6 \text{ m}$.

Als Ausweg bietet sich an, den linearen in einen kreisförmigen Abstoppprozess umzuwandeln, was sich mit einem inhomogenen Magnetfeld mit Zyklo -

troncharakter bewerkstelligen läßt. Dank der fokussierenden Wirkung des Zyklotronfeldes werden die im Meßgas abgebremsten Teilchen auf Spiralbahnen zum Zentrum gelenkt. Es ist dann gleich, nach welcher Reichweite $R \pm \delta R$ die Teilchen abstoppen, da dies nur zu einer azimuthalen Unsicherheit führt. Die Teilchen werden dabei mit einer radialen Unsicherheit ΔR der Größenordnung $(\delta R/R) \cdot r_0$ gestoppt, wobei r_0 den Einschußradius beschreibt. Eine zusätzliche Aufweitung des Stoppvolumens ergibt sich durch die beim Einschuß des Teilchenstrahles angeregten radialen und achsialen Betatronoszillationen. Sie führen zu einem zusätzlichen Faktor für $\delta R/R$, der je nach Einschußbedingung zwischen 1 und 10 liegt. Unter den gleichen Voraussetzungen wie beim obigen Beispiel einer linearen Anordnung ergibt sich mit der Zyklotronfalle für $(\Delta R)^3$ ein Wert von $\approx 5 \text{ cm}^3$ (s. Kap. IV.1).

Die durch Stöße mit dem Targetgas angeregten radialen und achsialen Betatronoszillationen ändern dieses Verhalten nicht merklich, da longitudinale und transversale Reichweitenstreuung im Verhältnis zur Gesamtreichweite nur einige Prozent betragen.

Zur Verdeutlichung des Abbremsvorganges sind in Fig. III.3 der durch den Energieverlust abnehmende Sollimpuls p der Teilchen zusammen mit dem radialen Verlauf der z-Komponente des Magnetfeldes B_z dargestellt. Die Feldcharakteristik ist durch den Feldindex $n = -(\delta B_z/B_z) \cdot (\delta r/r)$ gegeben, für den man aus den Fokussierungsbedingungen in achsialer und radialer Richtung $0 \leq n \leq 1$ erhält.

In Fig. III.4 ist der schematische Aufbau der Zyklotronfalle gezeigt, deren Magnetfeld durch zwei segmentierte supraleitende Spulen (NbTi-Legierung) erzeugt wird. Drei um 120° versetzte Edelstahlstützen verbinden beide Spulen zu einer Einheit. Diese ist in einem Kryostaten gelagert und darin mit insgesamt acht radialen und sechs achsialen dünnen Titanstäben befestigt. Die Spulen sind mit einem Strahlungsschild umgeben, das mit flüssigem Stickstoff auf 77° K abgekühlt wird. Sie selbst werden durch flüssiges Helium auf ca. 4° K abgekühlt. Die kontinuierliche Heliumzufuhr erfolgt durch ein angebautes Reservoir. Dieses ist um 45° geneigt, um ein Arbeiten mit horizontalem und vertikalem Magnetfeld zu ermöglichen.

Im Normalbetrieb ist der Strom innerhalb der Spulen über einen supraleitenden Schalter kurzgeschlossen; dies gewährleistet einen geringeren

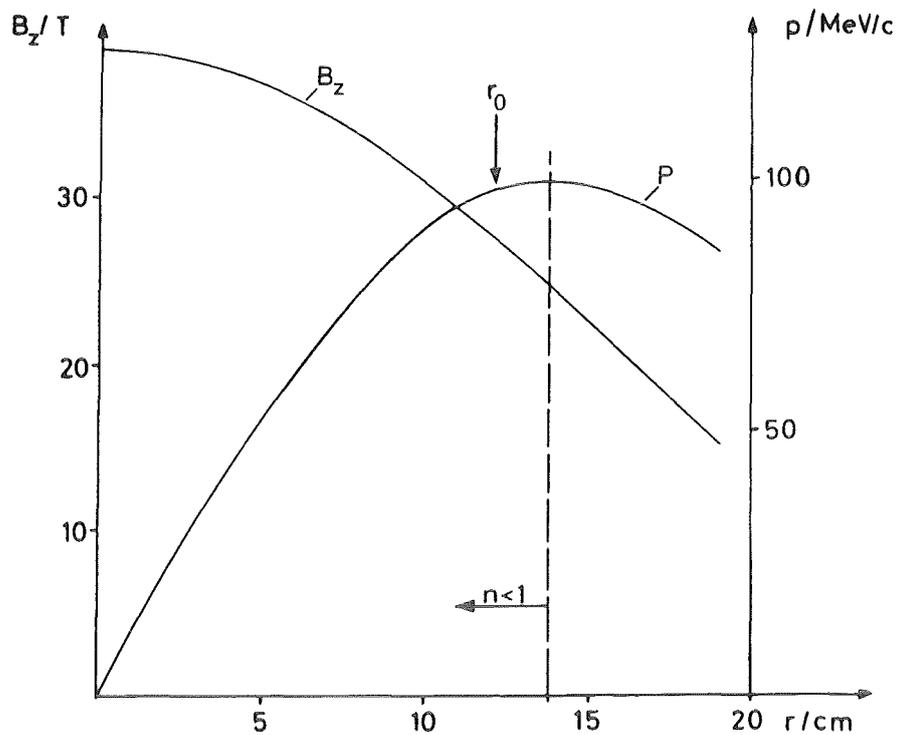


Fig. III.3 Radialer Verlauf der z-Komponente des Magnetfeldes B_z der Zyklotronfalle sowie des Teilchenimpulses p auf der Sollbahn mit $pc(\text{MeV}) = 0.3 \cdot B(\text{T}) \cdot r(\text{cm})$ in der Mittelebene. Der fokussierende Bereich ($n < 1$) ist angedeutet sowie der typische Einschußradius.

Heliumverbrauch. Zum Be- und Entladen des Stromes, wird dieser Schalter erwärmt. Dadurch werden die Spulen elektrisch mit dem Stromversorgungsgerät verbunden. Die Spulen sind gegen einen plötzlichen Feldzusammenbruch durch Diodenketten geschützt, in denen die dann entstehende elektrische Energie vernichtet wird.

Die Zyklotronfalle ist zusätzlich mit einer bis zu 15 cm dicken Weich-eisenabschirmung umgeben (noch nicht während der Messung I), die jedoch den Zugang zum Spulenzwischenraum und zu den Achsenbohrungen frei läßt. Dadurch hat man im Außenraum ein stark reduziertes Streufeld, so daß der Teilchenstrahl beim Einschuß nicht zu früh abgelenkt und aufgeweitet wird. Außerdem ergibt sich im Zentrum das gleiche Magnetfeld für einen niedrigeren Erregerstrom. In Fig. III.5 ist der Feldverlauf in der Mittelebene ohne und mit Eisenabschirmung für einen Erregerstrom von 108 A dargestellt.

Zur Ausführung von Experimenten wird in den Spulenzwischenraum die Experimentierkammer eingesetzt. Der Zugang der zur Messung der Röntgen -

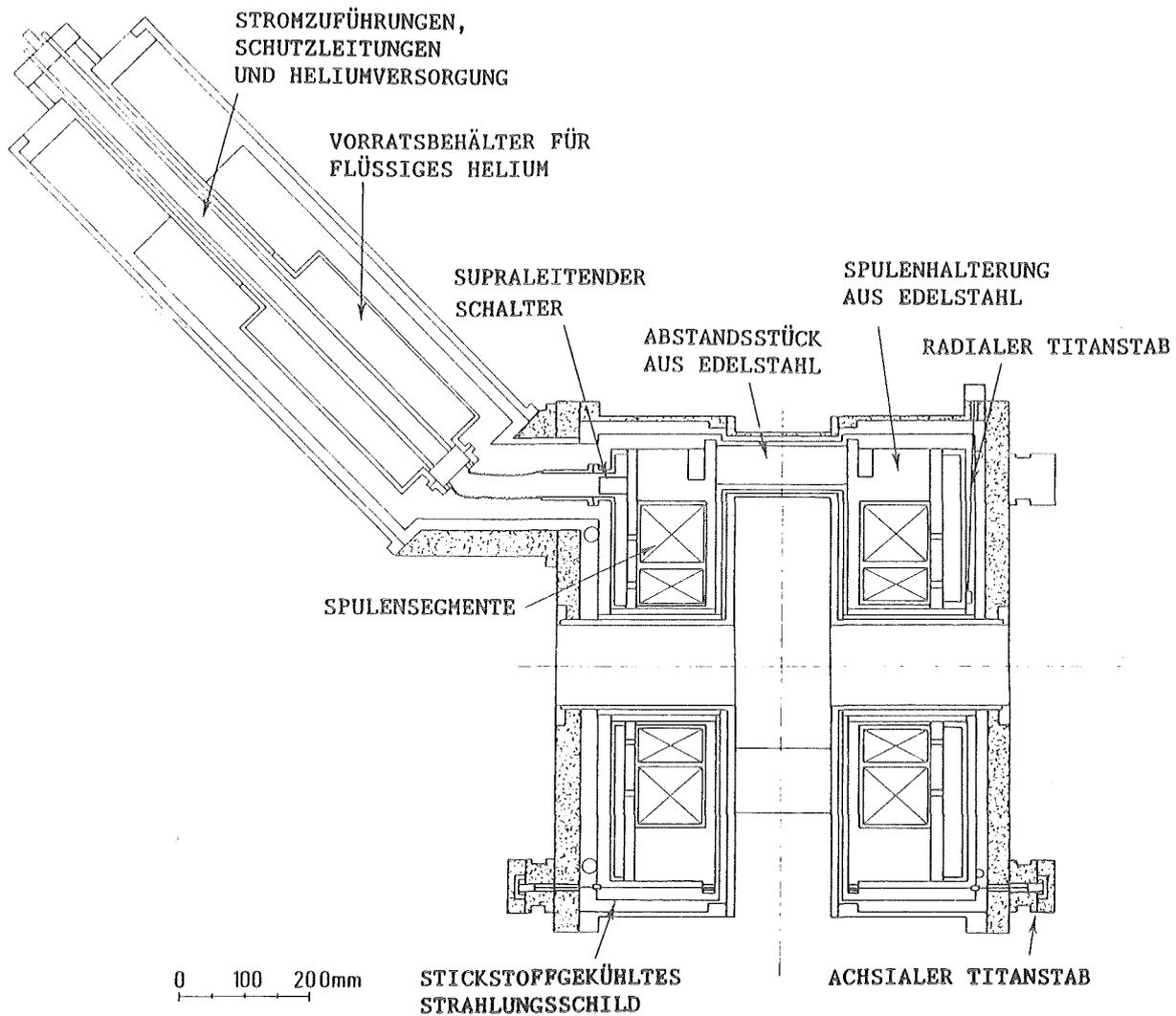


Fig. III.4 Mechanischer Aufbau der Zyklotronfalle ohne Eisenabschirmung.

strahlung benutzten Halbleiterdetektoren zum Stoppvolumen erfolgt hauptsächlich über die Achsenbohrungen. In Tab. III.2 sind die wichtigsten Daten der Zyklotronfalle zusammengefaßt.

III.2.2 Einschuß und Abbremsen des Teilchenstrahles

In Fig. III.6 ist für die Messung II der geometrische Aufbau der Targetkammer gezeigt. Im folgenden werden die für alle Meßperioden gültigen Prinzipien dieses Aufbaus der Reihe nach erläutert.

Allen Einschußschemata gemeinsam war, daß man den LEAR Antiprotonenstrahl in der Meßkammer bis zu dem definierenden Szintillator (S2)

Abmessung Kryostat	$h = 700 \text{ mm}, d = 780 \text{ mm}$
Breite des Spulenzwischenraumes	150 mm
Durchmesser der Achsenbohrung	120 mm
Gewicht	$\sim 700 \text{ kg} / \sim 5200 \text{ kg}^+$
Zentrales Feld bei 108 A	$4.2 \text{ T} / 4.3 \text{ T}^+$
Maximales Feld bei $z = 16 \text{ cm}$ bei 108 A	6.2 T^+
flüssig N_2 -Verbrauch/h	$\sim 3 \text{ l/h}$
flüssig He-Verbrauch/h	$\sim 0.8 \text{ l/h}$
Spulendurchmesser i/a	194 mm / 495 mm
Spulenhöhe	80 mm
Spulenabstand	244 mm

Tab. III.2 Wichtige Daten des supraleitenden Magneten
(+ : mit Eisenabschirmung)

mit möglichst hoher Effizienz transportierte. Der am definierenden Szintillator befestigte Moderator hatte zusammen mit dem davor angebrachten Drehmoderator die Aufgabe den Strahlimpuls auf den von der Zyklotronfalle akzeptierten Impuls zu verringern.

An dieser Stelle wird zur Definition der Geometrie innerhalb der Kammer ein Koordinatensystem eingeführt. Aufgrund der Symmetrie des Aufbaus wählt man die Zylinderkoordinaten (r, θ, z). Dabei ist die Definition des Winkels θ in Fig. III.6 gezeigt und die z -Achse liegt in Richtung der Achsenbohrungen.

Zur Vermeidung eines längeren Strahlweges durch Luft und um den Einfluß der Aufstreuung am Strahlfenster des LEAR wie auch am Eintrittsfenster möglichst gering zu halten, wurden diese in dichtem Abstand voneinander nahe an den Eintrittsmoderator gebracht.

Vor dem Eintrittsfenster der Meßkammer wurde ein Szintillationszähler - system aus 4 Antizählern installiert, das in der Mitte eine Öffnung von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ für den \bar{p} -Strahl freiließ und damit zur Kontrolle der Strahlposition diente.

Der dann folgende Szintillator (S1) war so großflächig, daß er zum Nachweis aller einlaufenden Antiprotonen und damit als Normierungszähler

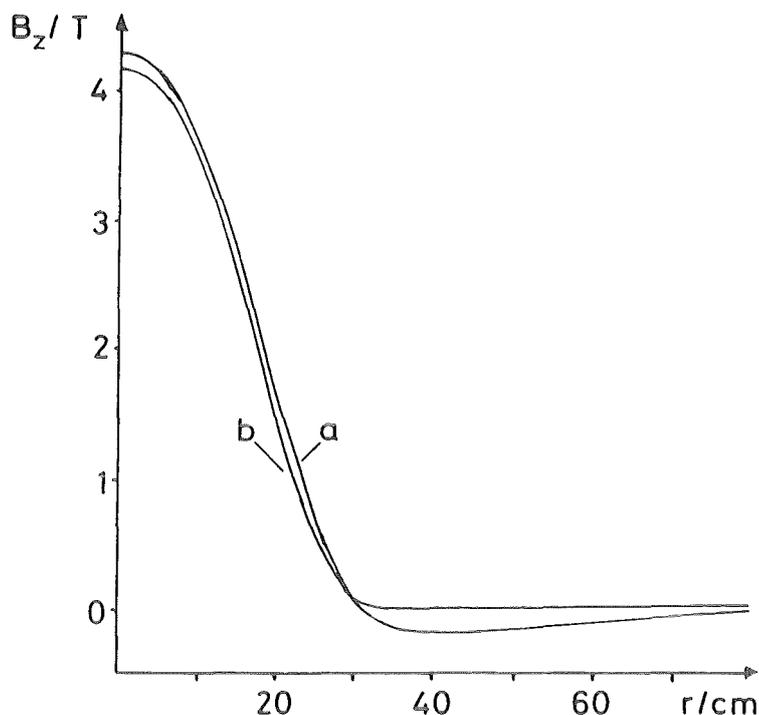


Fig. III.5 Radialer Verlauf der z-Komponente des Magnetfeldes B_z (T) in der Mittelebene ($z = 0$) ohne (a) und mit (b) Eisenabschirmung.

diente. Mit dem nachfolgenden Drehmoderator erfolgte die Feinabstimmung der Moderatordicke, um auf den Sollimpuls (= Einschussimpuls) für die eingefangenen Antiprotonen zu optimieren.

Zur Kontrolle der radialen Position des im Magnetfeld abgelenkten Strahles wurde bei $\theta = 90^\circ$ ein horizontal beweglicher Szintillationszähler (S3) benutzt, der nach der Einstellphase abmontiert wurde.

Um nach dem ersten Umlauf einen Wiedereintritt des Strahles in den Szintillator S2 oder den Moderator zu verhindern, wurde zusätzlich eine dünne Polyäthylenfolie ('Bremsfolie') eingebaut. Ihre Dicke mußte so groß sein, daß der Energieverlust der Antiprotonen ausreichte, um einen Sollimpuls bzw. -radius einzustellen, der kleiner war als die radialen Positionen von Moderator und S2. Ein Wiedereintritt in diese hätte dort zum Abstoppen geführt. Dies hätte eine schädliche Auswirkung gehabt, da diese Antiprotonen nicht nur für die eigentliche Messung verloren gewesen wären, sondern auch noch zu einer unerwünschten Untergrundproduktion geführt hätten.

Zwischen der Außenseite der Meßkammer und der Kryostatwand der Zyklotronfalle wurde ein Doppelkranz aus 24 Szintillationszählern ($\Omega \sim 30\%$)

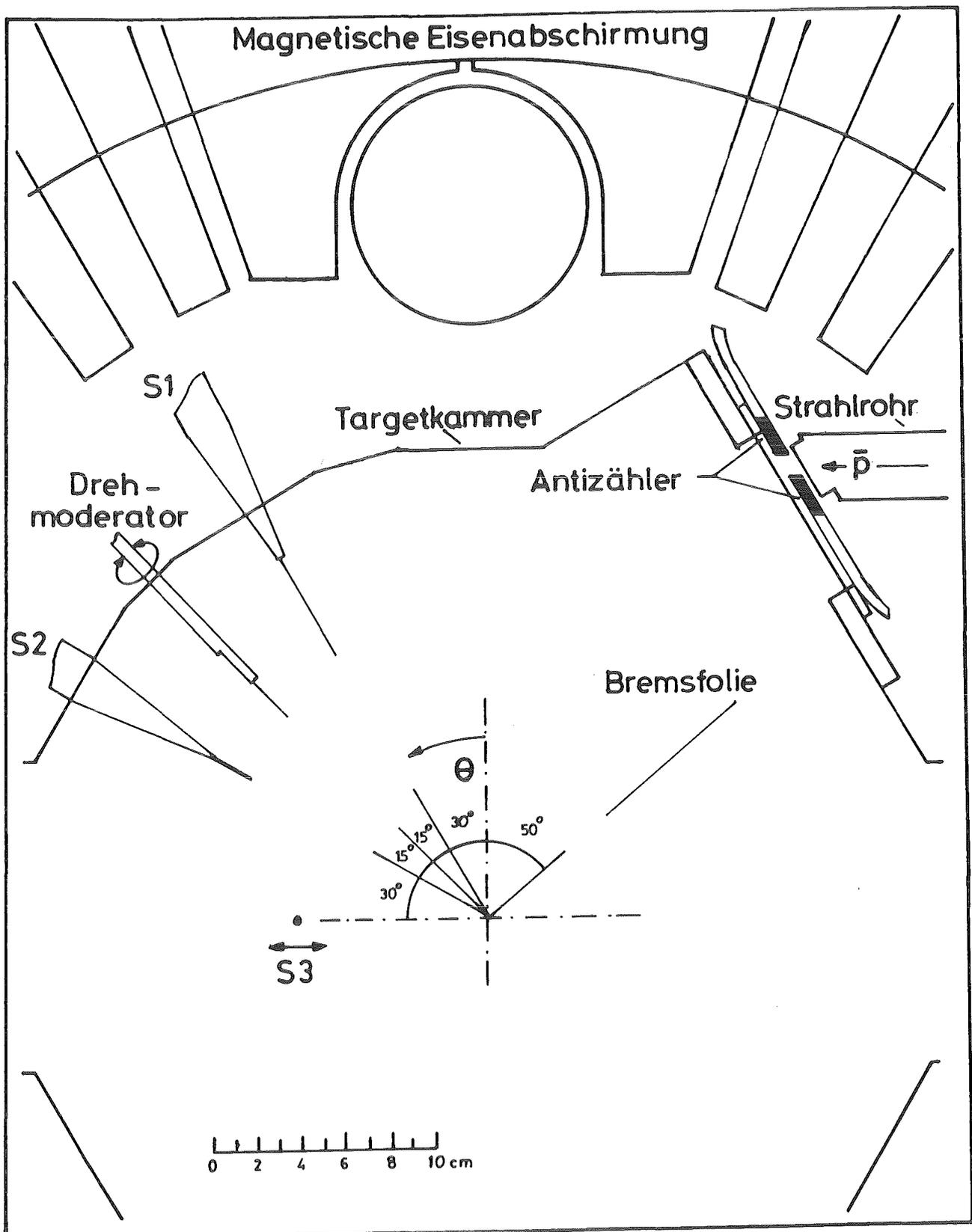


Fig. III.6 Kammereinbauten zum Einschub und Abbremsen des Anti - protonenstrahles während Messung II.

installiert, die die Zerfallsprodukte der \bar{p} He-Annihilation nachweisen sollten und damit den Zeitpunkt des \bar{p} -Stopps sehr genau bestimmbar machten. Damit konnte die druckabhängige Abstopzeit der Antiprotonen untersucht werden.

Computersimulationen [SIM 87] bestimmten die Positionen und Dimensionen aller Kammereinbauten, so daß während der Messungen nur noch geringe Optimierungen nötig waren.

In Tab. III.3 sind für die Messungen I-III die verschiedenen Maße und Positionen der Einbauten angegeben. Fig. III.7a zeigt die geöffnete Meßkammer mit den Einbauten für die Messung I und Fig. III.7b den Achsenbohrungs-Einsatz für die Halbleiterdetektoren sowie den Anschluß - balg des beweglichen Szintillators (S3).

Die Strahlelektronik zum Nachweis der einlaufenden Antiprotonen ist in Fig. III.8 schematisch dargestellt. Für die Messungen I und II wurde ein einlaufendes Antiproton durch die Koinzidenz $S1 \cdot S2 \equiv \bar{p}_{\text{Ein}}$ nachgewiesen, für die Messung III jedoch nur durch S2.

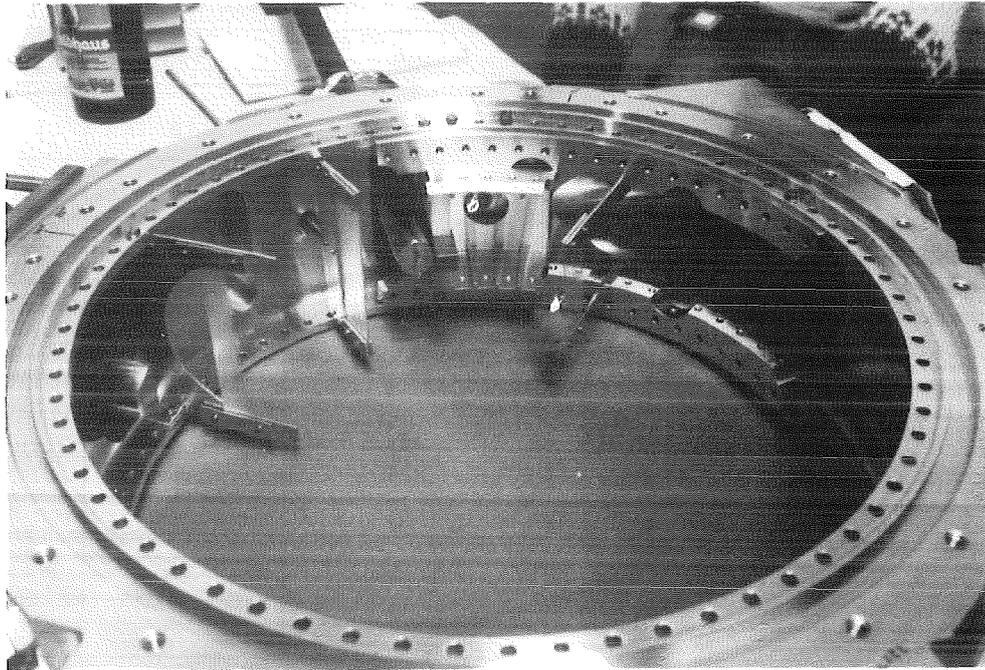
Zur Detektion eines gestoppten Antiprotons wurde das \bar{p}_{Ein} -Signal zeitlich verzögert in Koinzidenz mit den Annihilationszählern (SA) gegeben, d.h. $\bar{p}_{\text{Stopp}} \equiv \{S1\} \cdot S2 \cdot SA$.

III.2.3 Die Optimierung des Einschusses

In den nachfolgenden Abschnitten soll auf die wichtigsten Problem- und Aufgabenkreise der Einstellphase des Experimentes eingegangen werden. Der exakte Einschuß und das optimale Einlenken des Strahles wurde anhand der Intensitätsentwicklung der verschiedenen Umläufe studiert. Das Erreichen einer maximalen Anzahl von gestoppten Antiprotonen sowie deren Bestimmung wird in den Kap. III.2.4 und Kap. IV.1 separat behandelt.

Als erster Schritt der Einschußoptimierung erfolgte die Maximierung der S1 bzw. (S1·S2)-Zählrate, dazu wurden die Einstellungen der Strahlführungsmagnete variiert. Gleichzeitig mußte die Zählrate der Antizähler möglichst klein sein.

Anschließend wurde mit dem Szintillator S3 die radiale Position des Strahles während der ersten Umläufe überprüft. Dies erfolgte mit einem 'Zeit-zu-Pulshöhen-Konverter' (TAC), der die Zeit zwischen dem (S1·S2)-



(a)

(b)

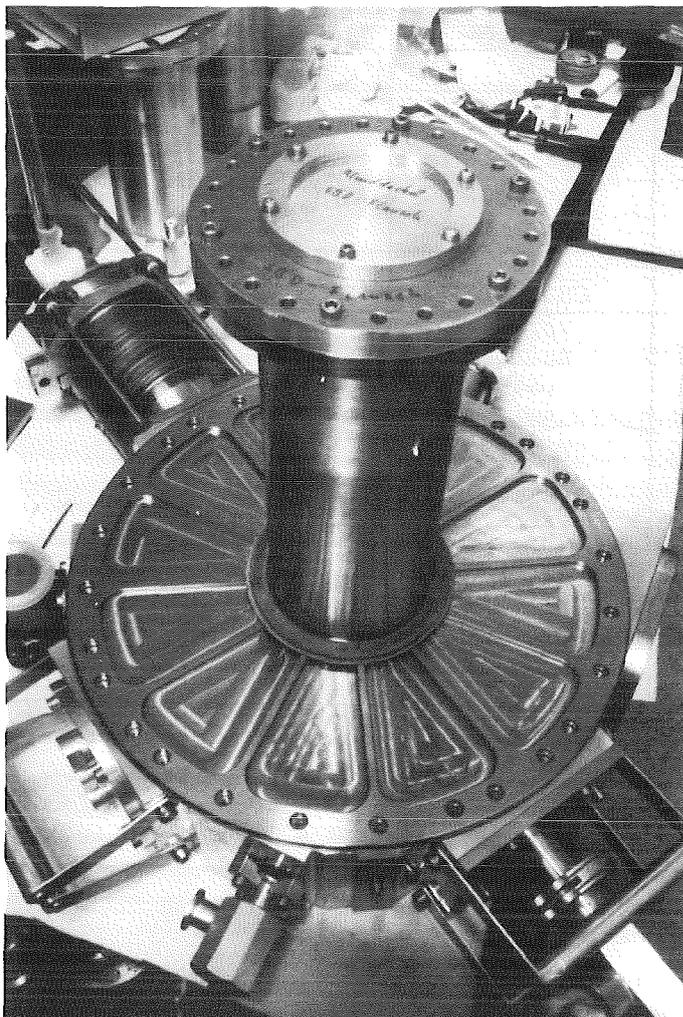


Fig. III.7

Kammereinbauten für die Messung I. Im oberen Bild (a) ist hinten rechts das Einschußfenster zu sehen mit nachfolgendem Moderator, Szintillator S2, Drehmoderator und eine nur während Messung I benutzte keilförmige Polyäthylenfolie.

Im unteren Bild (b) sieht man den Achsenbohrungseinsatz für die Halbleiterdetektoren. Die in der Außenwand der Kammer sichtbaren Vertiefungen dienen zur Unterbringung der Annihilationszähler (SA). Hinten links ist der Anschlußbalg für den beweglichen Szintillator S3 zu sehen.

Messung	I	II	III
Impulsmodus (MeV/c)	309	202	202
Einschußimpuls (MeV/c)	110	118	109
Strahlrohrfenster Material und Dicke (μm) Neigung gegen die Vertikale	Al 100 30°	Be 100 30°	Be 100 0°
Kammerfenster Material und Dicke (μm) Neigung gegen die Vertikale	Al 100 30°	Be 100 30°	Mylar 50 0°
Szintillator S1 Dicke (μm) Fläche (mm^2) Position (mm)	500 2800 vor Eintritts- fenster	550 40x70 135<r<175 -35<z<+35 $\theta = 30^\circ$	550 40x30 126<r<166 -15<z<+15 $\theta = 30^\circ$
Szintillator S2 Dicke (mm) Fläche (mm^2) Position (mm)	1.0 10x10 120<r<130 -5<z<+5 $\theta = 30^\circ$	1.2 20x25 124<r<144 -5<z<+20 $\theta = 60^\circ$	1.0 15x10 123<r<138 -5<z<+5 $\theta = 57^\circ$
Szintillator S3 Maße (mm) Position (mm)	4x4x90 $\theta = 90^\circ$	4x4x90 $\theta = 90^\circ$	4x4x90 $\theta = 90^\circ$
Moderator Material und Dicke (mm) Position (mm)	CH ₂ : 0.7 vor S1 Be: 11.6 r>120 -5<z<+5 $\theta = 22^\circ$	CH ₂ : 0.05 $\theta = 30^\circ$ CH ₂ : 0.1 $\theta = 60^\circ$ Be: 0.95 r>124 -5<z<+17 $\theta = 60^\circ$	CH ₂ : 1.4 r>123 -5<z<+5 $\theta = 58^\circ$
Drehmoderator Material und Dicke (mm) Position (mm)	CH ₂ : 0.13 $\theta = 15^\circ$ CH ₂ : 1.3 $\theta = 45^\circ$	CH ₂ : 0.5 r>126 -42<z<+42 $\theta = 45^\circ$	CH ₂ : 1.1 r>123 -10<z<+10 $\theta = 45^\circ$
Polyäthylenfolie Dicke (μm) Position (mm)	50 r>70 -15<z<+15 $\theta = 350^\circ$	50 r>90 -20<z<+20 $\theta = 310^\circ$	20 r>80 -20<z<+20 $\theta = 240^\circ$

Tab. III.3 Kammereinbauten der Meßperioden I bis III

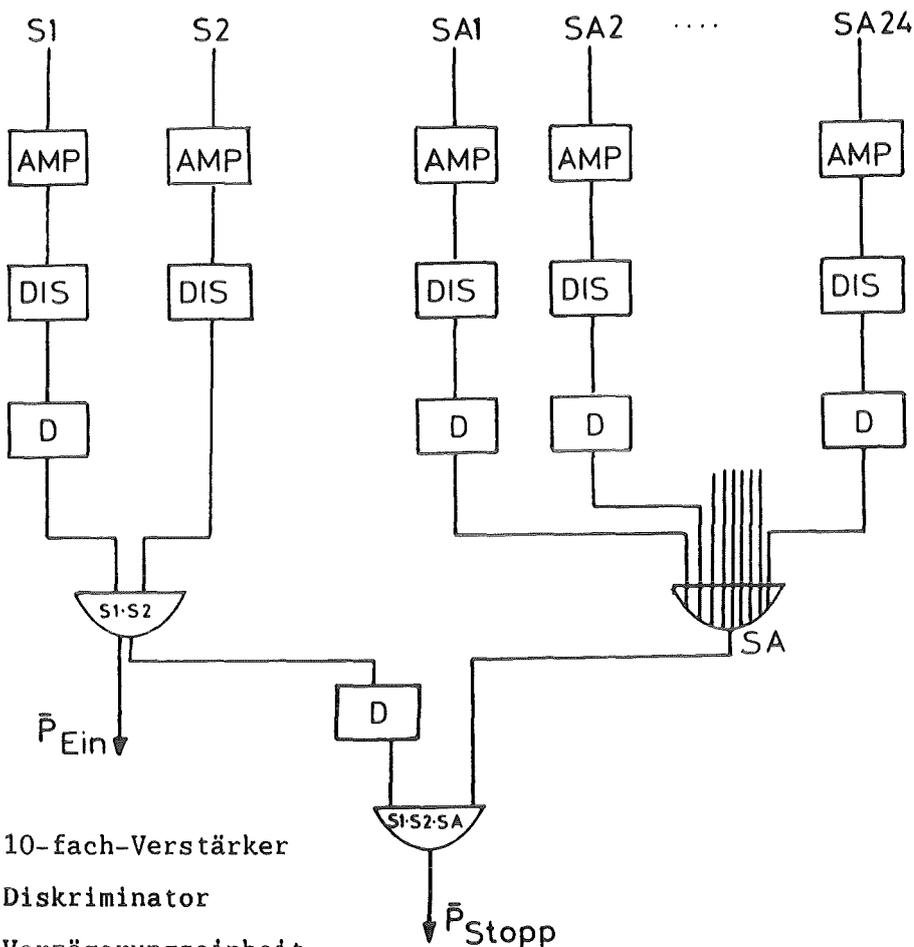


Fig. III.8 Schaltbild der Elektronik zum Nachweis der einlaufenden und abgestoppten Antiprotonen.

Koinzidenzsignal und einem nachfolgenden S3-Signal bestimmt. Durch Variation der Moderatorstärke wurde der Strahl auf seinen Sollimpuls bzw. -radius eingestellt, der mit der Computersimulation errechnet wurde.

Abhängig von der radialen Position des Szintillators S3 ergeben sich unterschiedliche Beiträge der einzelnen Umläufe. Am Beispiel der während Messung I aufgenommenen Zeitspektren soll die Intensitätsentwicklung des Strahles bei seinem Weg zum Zentrum der Zyklotronfalle aufgezeigt werden. Fig. III.9 zeigt dies für abnehmende radiale Positionen. In Fig. III.10 ist dann der aufaddierte radiale Intensitätsverlauf der einzelnen Umläufe ('0' entspricht dem gerade eingeschossenen Strahl) dargestellt, wobei eine leichte Aufweitung des Strahles bei höheren Umläufen erkennbar wird. In den

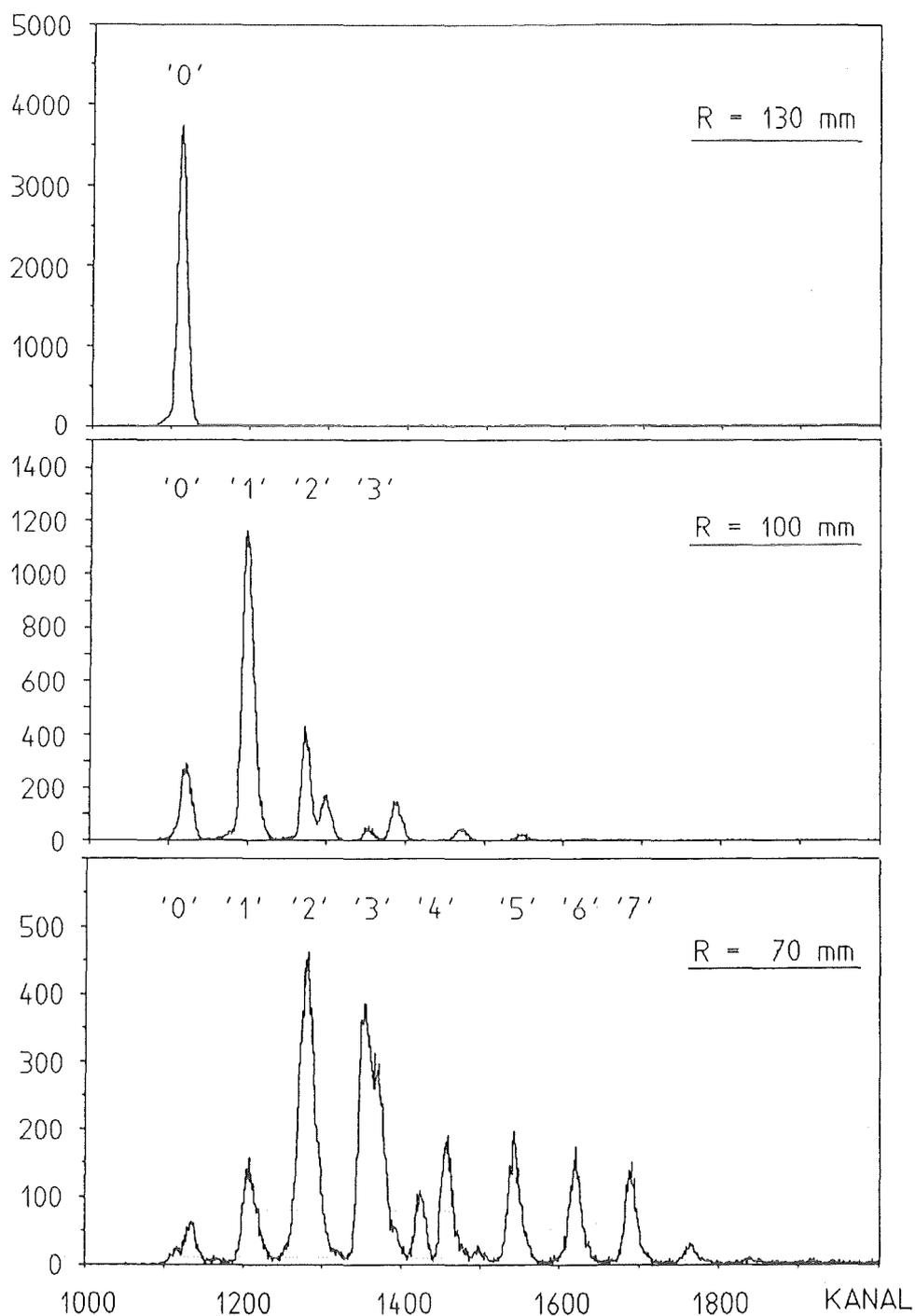


Fig. III.9 Radiale Positionen der einzelnen Umläufe des Antiprotonenstrahls bei Messung I ('0' entspricht dem gerade eingeschossenen Strahl nach $\theta = 90^\circ$, alle weiteren Umläufe nach $\theta + n \cdot 2\pi$) für drei verschiedene radiale Positionen des Szintillators S3.

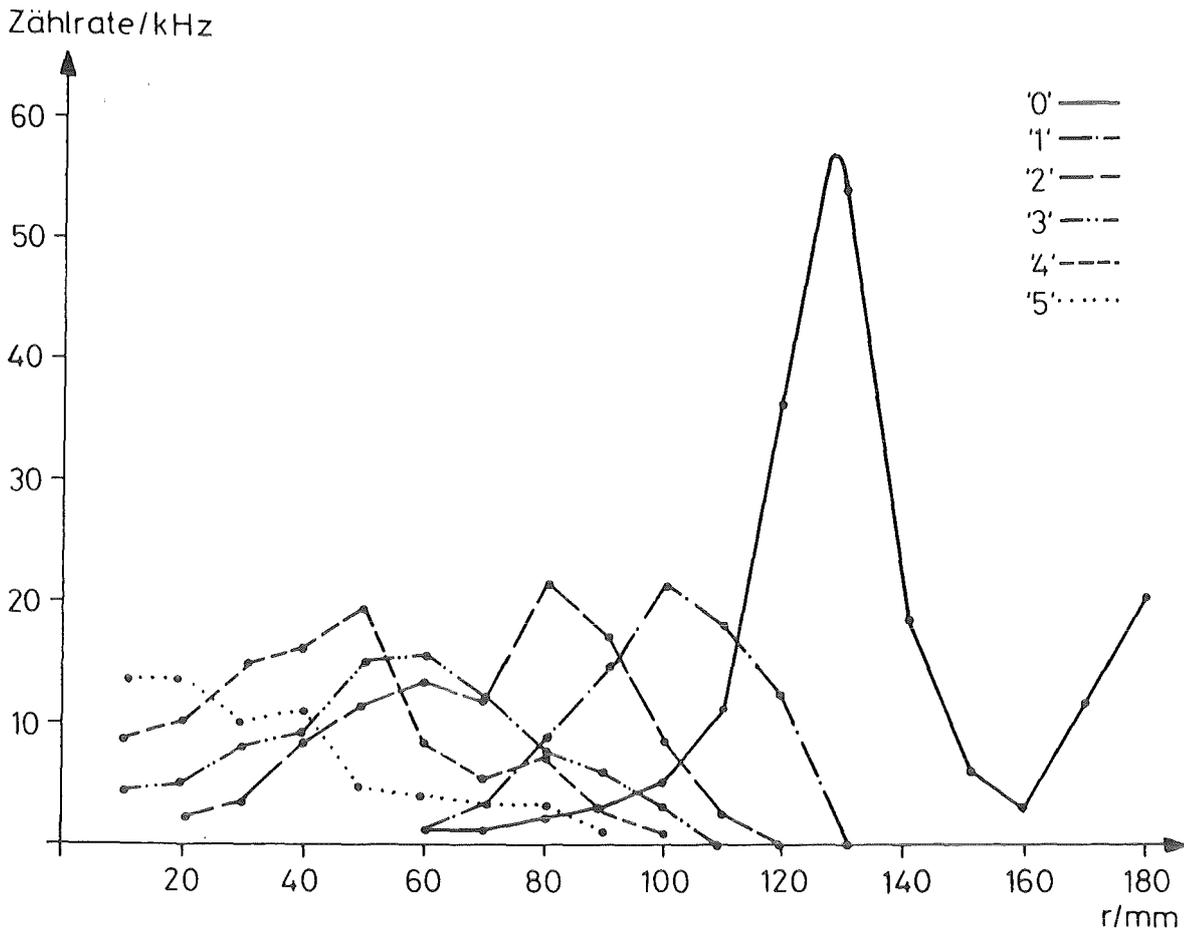


Fig. III.10 Radialer Intensitätsverlauf der ersten Umläufe des Antiprotonenstrahls in der Zyklotronfalle bei Messung I.

ersten Umläufen hat man noch ca. 45 - 55 % der Intensität des einlaufenden Strahls. Diese relativ hohen Verluste und auch das nicht exakte Ablenken eines Teiles des Strahles (s. rechter Fuß des ersten Umlaufes) sind eine Folge der zu frühen Aufweitung des Strahles durch das Magnetfeld, da bei Messung I noch keine Eisenabschirmung für die Zyklotronfalle benutzt wurde. Weiterhin war die longitudinale und transversale Impulsaufstreuung nach Abbremsen des Strahles der Messung I (309 MeV/c) auf den akzeptierten Impuls um den Faktor ≈ 5 größer als beim später benutzten Impuls der Messungen II und III (202 MeV/c).

Der Einschub für die Messungen II und III gestaltete sich sehr viel einfacher. Durch die nun benutzte Eisenabschirmung trat der Strahl wesentlich später und besser definiert ins Magnetfeld ein. Zusätzlich konnte wegen des kleineren Impulses eine geringere Moderatorstärke gewählt werden,

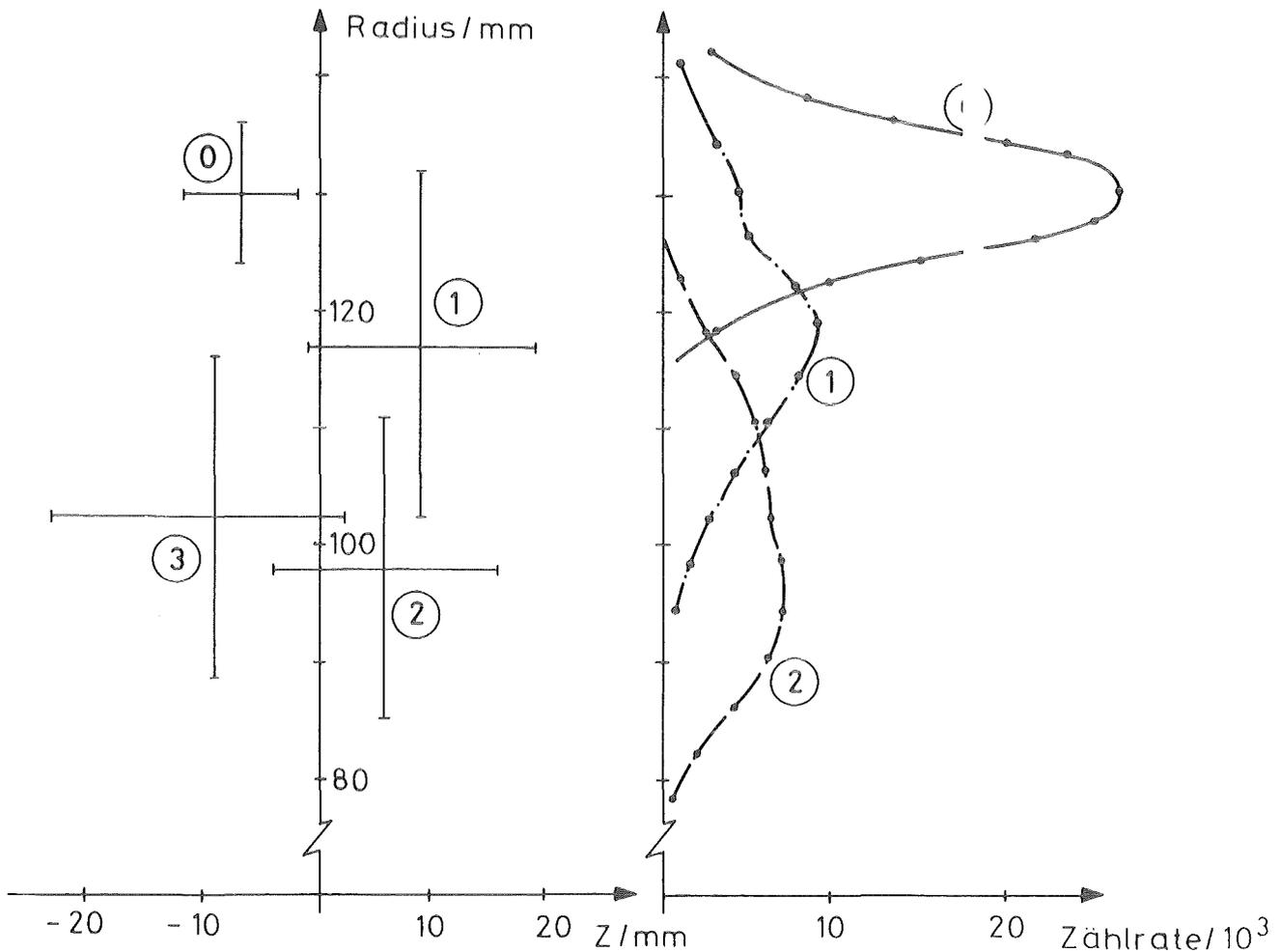


Fig. III.11 Berechnete radiale (r) und achsiale (z) Positionen der ersten Umläufe des Antiprotonenstrahls im Vergleich zu den mit dem Szintillator S3 gemessenen Werten (Messung I).

so daß der Strahl im Moderator weniger aufgestreut wurde. Die Intensitäten der ersten Umläufe wurden nur noch auf 65 - 80 % reduziert.

Eine weitere Optimierungsmöglichkeit ergab sich durch geeignete Wahl der Dicke und Geometrie (Ausdehnung in r und z) der Bremsfolie. Dies konnte durch die Messung der Intensität des (3 → 2)-Überganges in $\bar{p}\text{He}$ mit einem Halbleiterdetektor (Kap. III.3), normiert auf eine bestimmte Anzahl einlaufender Antiprotonen, kontrolliert werden.

Die Dicke der Bremsfolie bestimmte aber auch den minimal möglichen Meßdruck, da der Energieverlust in der Folie höchstens drei mal so groß sein durfte, wie derjenige im Gas pro Umlauf. Ansonsten würden die Antiprotonen mehrheitlich in der Bremsfolie stoppen.

Um eine noch höhere Anzahl von gestoppten Antiprotonen zu erreichen, wurde während der Meßperiode II eine spezielle Einschußtechnik gewählt. Dabei wurde beim Strahleinschuß absichtlich eine Betatronoszillation in z-Richtung angeregt, wodurch der Strahl bei den nachfolgenden Umläufen in achsialer Richtung ($\pm z$) am Moderator und Szintillator S2 vorbeilief.

In Fig. III.11 sind die ersten Umläufe dieser Einschußmethode mit einer Computersimulation verglichen. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß der Einschuß quantitativ verstanden ist. Eine exakte Bestimmung der Anzahl der gestoppten Antiprotonen ist durch diese Meßmethode jedoch nicht möglich, u.a. wegen der zu geringen Auflösung der höheren Umläufe.

III.2.4 Die Stoppeffizienz der Messungen I-III

Um eine Aussage über die Anzahl der gestoppten Antiprotonen zu erhalten wurden Zeitspektren gemessen (Messungen II und III), die die Zeit zwischen einem (S1·S2)-Koinzidenzsignal und einem SA-Signal bestimmten. Dazu wurde zunächst das Zeitverhalten der Annihilationszähler untereinander angepaßt und dann zu einem logischen 'oder'-Signal zusammengefaßt (s. Fig. III.8), dessen Zeitdifferenz zum (S1·S2)-Koinzidenzsignal dann gemessen wurde.

In Fig. III.12 zeigt solche Spektren aus der Messung III bei einem Druck von 36 mbar ^4He . Sie bestehen aus 3 Gruppen von Signalen, die von der Anihilation der Antiprotonen im Moderator/Szintillator, in der Bremsfolie und im Gas (gestoppte Antiprotonen) herrühren. Mit ihrer Hilfe war es möglich, den Strahlimpuls der Antiprotonen sehr exakt auf den von der Zylotronfalle akzeptierten Sollimpuls einzustellen. Schon kleinste Variationen der Dicke des Drehmoderators führen zu einem deutlichen Anwachsen der Stopps in der Bremsfolie, zulasten der Intensität bei den Stopps im Gas, was in Fig. III.12 deutlich erkennbar ist. Mit dem Verhältnis der Intensität der im Gas gestoppten Antiprotonen zur Gesamtsumme aller Ereignisse im Zeitspektrum konnte die endgültige Moderatorstärke sehr empfindlich eingestellt werden. Fig. III.13 zeigt die Dickenabhängigkeit der Reichweitenkurve für die Messung III und die gewählte Dicke des Drehmoderators.

Dabei wurde die kleinste Dicke des Moderators gewählt, um in einem möglichst sanften Einschuß die Anregung von radialen Betatronoszillationen

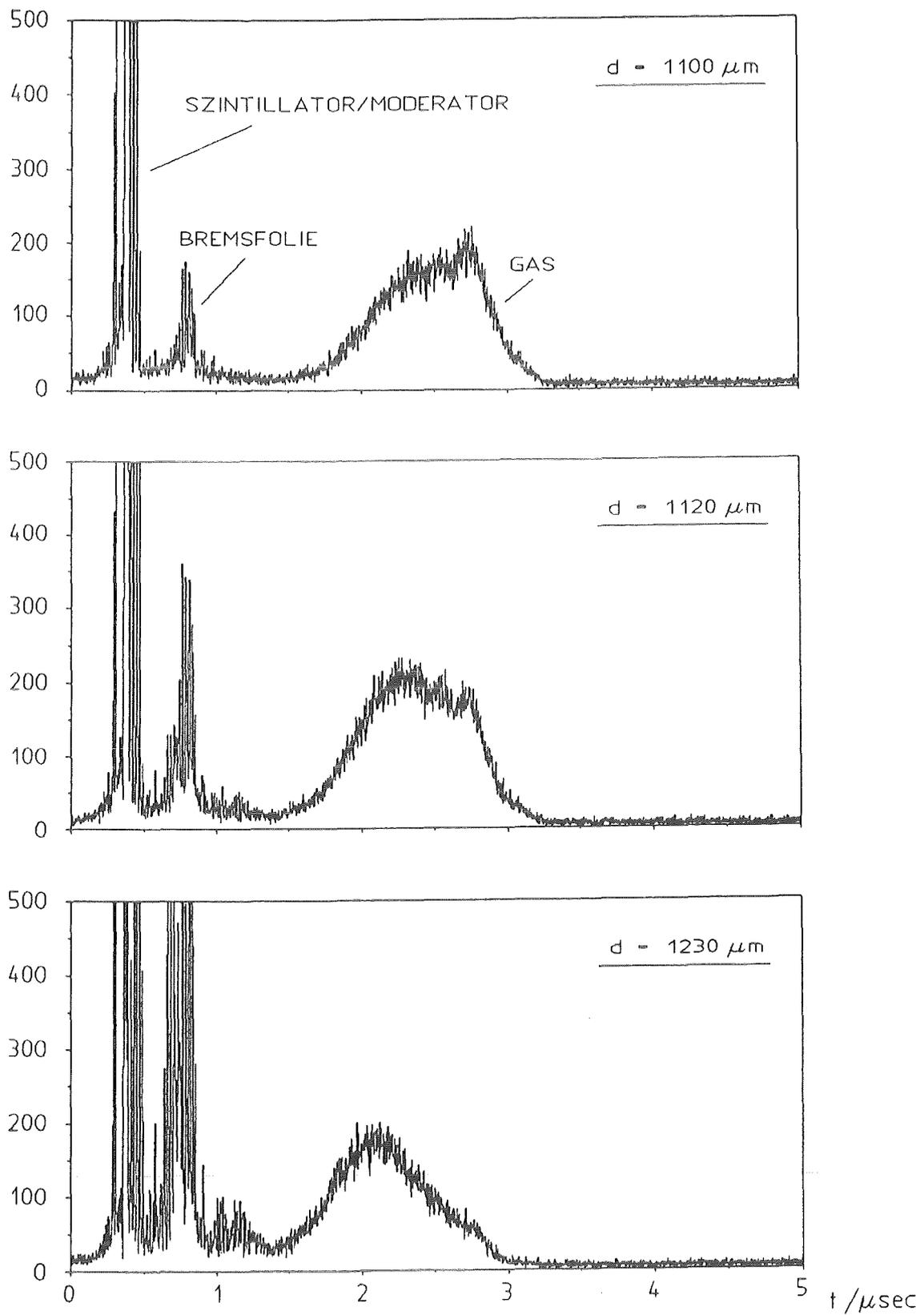


Fig. III.12 Zeitentwicklung der Antiprotonenstopps im He-Gas (36 mbar) und in den Kammereinbauten in Abhängigkeit von der Dicke d des Drehmoderators (s. Fig. III.6) bei Messung III.

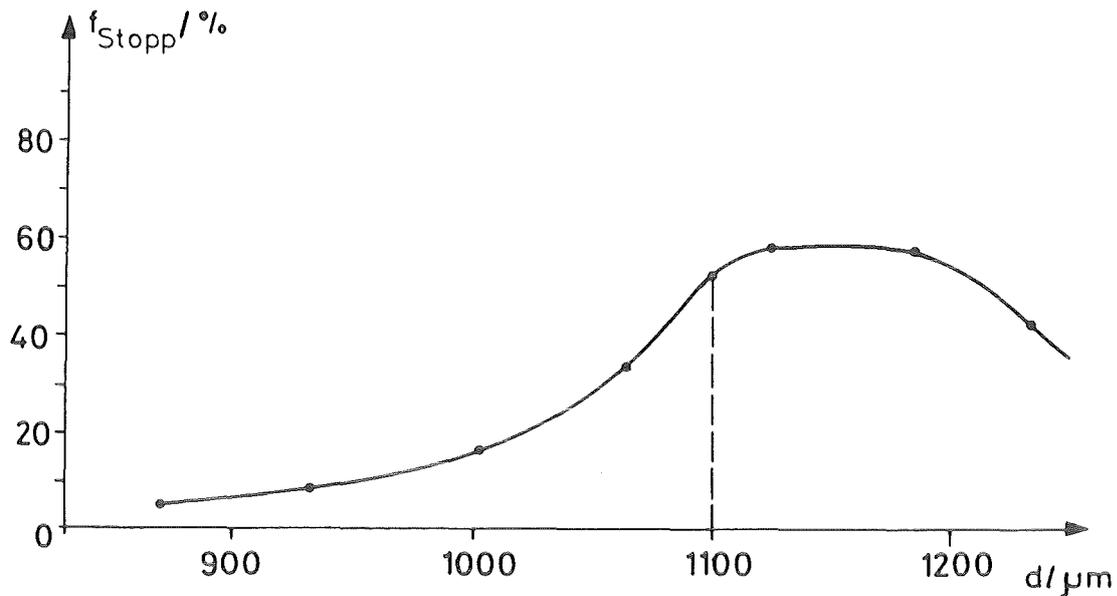


Fig. III.13 Intensitätsverhältnis der im Gas gestoppten Antiprotonen zur Gesamtzahl aller Stopps als Funktion der Moderatordicke (Messung III).

gering zu halten. Aus Strahlsimulationen, bestätigt durch Messungen mit Myonen weiß man, daß die beim Einschub angeregte Amplitude dieser radialen Betatronoszillationen in etwa die radiale Unsicherheit ΔR des Stoppvolumens bestimmt. Größere Dicken regen also nur höhere Betatronoszillationen an, wodurch der Strahl zwar noch eingelenkt wird, aber keine Erhöhung der Stoppdichte erfolgt. Bei zu großer Amplitude wird der Strahl schon nach einem Umlauf wieder den Moderator treffen, wodurch er verloren geht.

Mit Hilfe der Zeitspektren konnte die Stoppeffizienz f_{Stopp} in Abhängigkeit vom Druck bestimmt werden. Dazu wurde das Intensitätsverhältnis der im Gas gestoppten Antiprotonen zur Gesamtsumme aller Ereignisse im Zeitspektrum gebildet, wobei die Signale noch auf die Rate der zufälligen Ereignisse korrigiert werden mußten, was durch den Untergrundverlauf auf beiden Seiten dieser Gruppen möglich war.

Nach der Bestimmung der Stoppeffizienz als Funktion des Druckes erfolgte die Festlegung des späteren Meßdruckes nach folgenden Kriterien:

- hohe \bar{p} -Stoppanzahl, d.h. noch keine zu große Verluste durch zu geringen Gasdruck
- klare zeitliche Trennung der \bar{p} -Stoppsignale im Gas von den anderen,

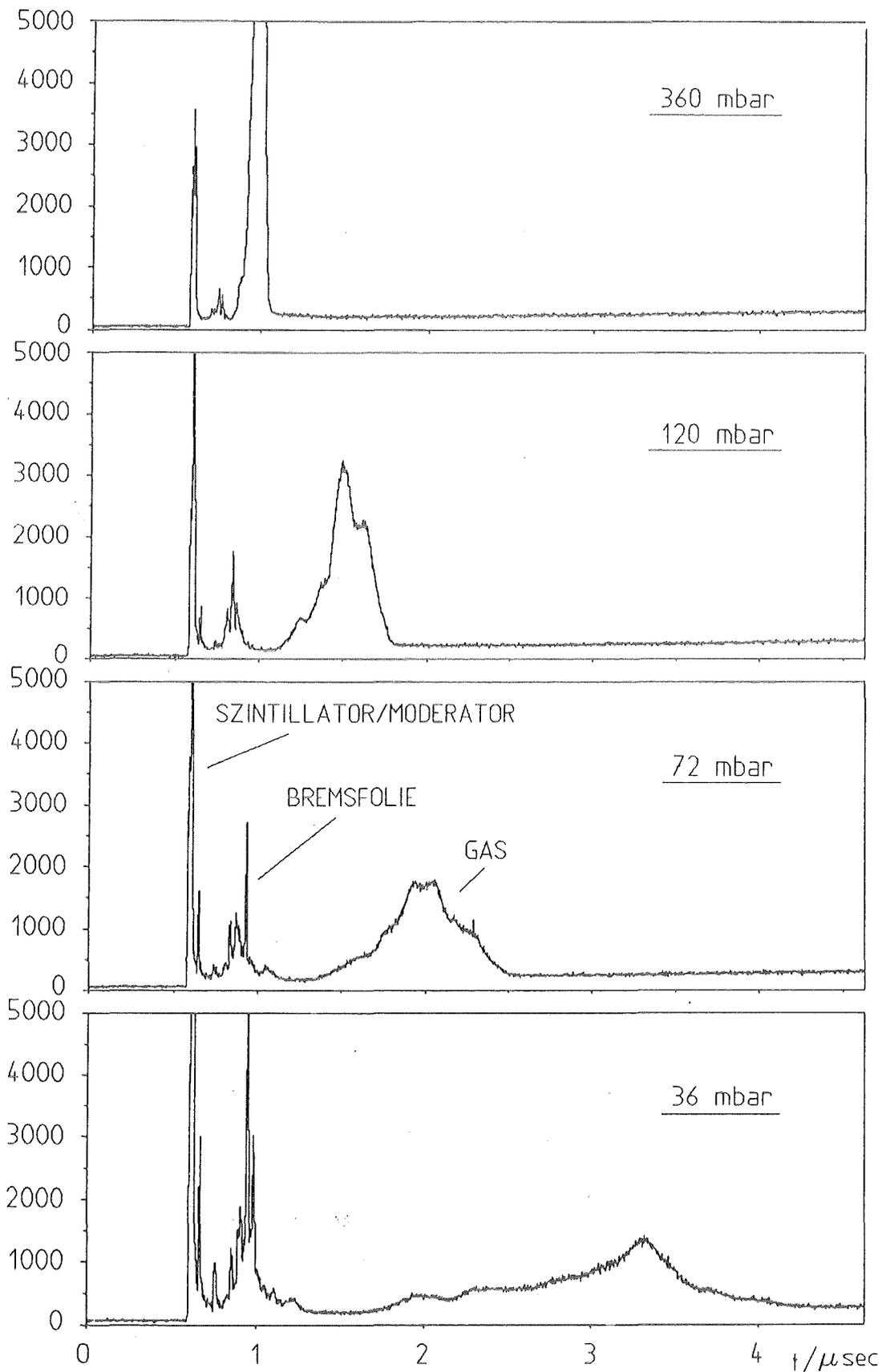


Fig. III.14 Zeitspektren der Annihilationszähler für verschiedene Drücke mit $\bar{p}^4\text{He}$ (Messung II).

um Untergrundbeiträge durch sie in den Koinzidenzfenstern zu verhindern
- keine zu breite Zeitverteilung der \bar{p} -Stops im Gas, um die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen zu begrenzen.

Fig. III.14 zeigt für Messung II das Zeitverhalten des Stopp-Prozesses in ^4He für verschiedene Drücke, wobei die Verlangsamung und die zunehmende Aufweitung des Abstopp-Prozesses deutlich zu erkennen ist. In Fig. III.15 ist die Druckabhängigkeit der Stoppeffizienz für Messung III aufgetragen, die bei Drücken zwischen 10 und 300 mbar ermittelt wurde.

Als Meßdruck wurde für Messung II dann 72 mbar gewählt, da hier die zeitliche Trennung schon sehr gut, die Breite des Stoppsignals aber noch relativ klein ist. Auch für ^3He wurde bei 72 mbar ein Zeitspektrum gemessen, das jedoch den gleichen Verlauf zeigt, so daß die Datenaufnahme unter identischen Koinzidenzbedingungen erfolgen konnte.

Für Messung III hingegen konnte durch einen verbesserten Einschluß der Meßdruck auf 36 mbar reduziert werden.

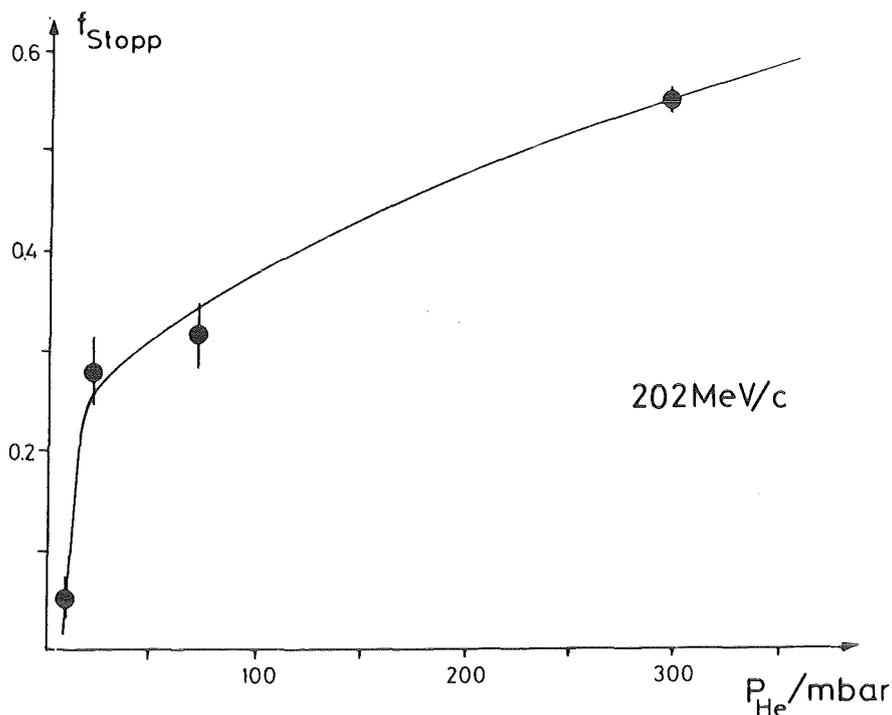


Fig. III.15 Stoppeffizienz in Abhängigkeit vom Druck bei Messung III, normiert auf die gleiche Anzahl einlaufender Antiprotonen (gemessen mit S2).

In Tab. III.4 sind für die verschiedenen Messungen der Druck, die typischen Zählraten sowie die effektiven Meßzeiten für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ zusammengefaßt. Auch die jeweilige Anzahl der gestoppten Antiprotonen und die daraus resultierenden Stoppdichten sind angegeben, auf deren Berechnung in Kap. IV.1 noch näher eingegangen wird.

Messung	I	II	III
Meßdruck (mbar)	600 (375)	72	36
Typische Raten S1/S2 (kHz)	55/33	180/145	-/55
Anzahl der gestoppten Antiprotonen/S2 (%)	26.3 ± 5.7	57.4 ± 4.1	41.4 ± 4.8
Stoppdichte ⁺ (Teilchen/g·sec)	$3.2 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^7$
Meßzeit (Spills) ³ He/ ⁴ He	-/10	3.5/5	-/1

Tab. III.4 Charakteristische Größen der 3 Meßperioden (+ : für ein Stopp - volumen von 250 cm³ (s. Kap. IV.1)).

III.3 Die Halbleiterdetektoren

Für die Messung der antiprotonischen Röntgenstrahlen wurden Halbleiter - detektoren verschiedener Bauart benutzt. Ihre Kenngrößen sind die Nach - weiswahrscheinlichkeit pro einlaufendem Antiproton und die Auflösung sowie die jeweilige Energie-Eichung. Dabei müssen Veränderungen durch den Einfluß des Magnetfeldes sowie durch die Belastung mit hohen Raten geladener und ungeladener Teilchen mit berücksichtigt werden.

III.3.1 Wirkungsweise und Aufbau der Halbleiterdetektoren

III.3.1.1 Physikalische Grundlagen und Untergrund-Reduktion

Die bei den Messungen eingesetzten Halbleiterdetektoren (s. Tab. III.5) unterschieden sich nicht nur in ihrem Material (Si(Li), intrinsisches Ge),

sondern auch in ihrer Kristallform (planarer Typ, 'guardring'-Typ).

Ein Si(Li)-Kristall besteht aus einem p-leitenden (Löcherleitung) und einem n-leitenden (Elektronenleitung) Bereich [KNO 79]. Durch Anlegen einer Hochspannung (einige 100 bis einige 1000 V) entsteht an der Grenzfläche eine größere Zone ohne freie Ladungsträger (Verarmungszone). In dieser Zone erzeugt die einfallende Röntgenstrahlung Elektron-Loch-Paare, die durch die angelegte Spannung zu den jeweiligen Kontakten hin diffundieren (s. Fig. III.16a). Die gesammelte Ladung ist ein Maß für die Energie des einlaufenden Röntgenquants.

Bei hochreinen (intrinsischen) Ge-Kristallen wird nur eine ganz dünne Li-Schicht als elektrischer Kontakt aufgedampft, wobei durch Anlegen einer Hochspannung wiederum eine ladungsfreie Zone erzeugt wird.

Halbleiterdetektoren liefern eine hohe Energieauflösung, da zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares [HAL 82] nur wenig Energie (Ge: 3.0 eV, Si: 3.8 eV) benötigt wird. Pro Umwandlungsprozeß werden viele Ladungsträger-Paare erzeugt, wodurch die statistischen Fluktuationen gering sind.

Die erste Stufe der Signalverarbeitung erfolgt dann im Detektor selbst durch den eingebauten Vorverstärker. Dessen Hauptbestandteile sind als erste Verstärkerstufe ein rauscharmer Feldeffekt-Transistor (FET) mit nachfolgendem Verstärker und einem Rückkopplungselement zur Entladung des Kristalls.

Detektor	Typ	Fläche i / a	Kristall Dicke (mm) i / a	Be-Fenster Dicke (µm)	Auflösung (eV) bei 5.9 keV
Si I (1983)	planar	30	3.5	8	160
Si II (1985)	guard-ring	30/200	5/5	12	200
Si III (1986)	planar	300	2	50	460
Ge I (1985)	guard-ring	200/500	10/10	130	250
Ge II (1986)	guard-ring	200/900	3/10	500	365

Tab. III.5 Daten der Halbleiterdetektoren aus Messung I - III

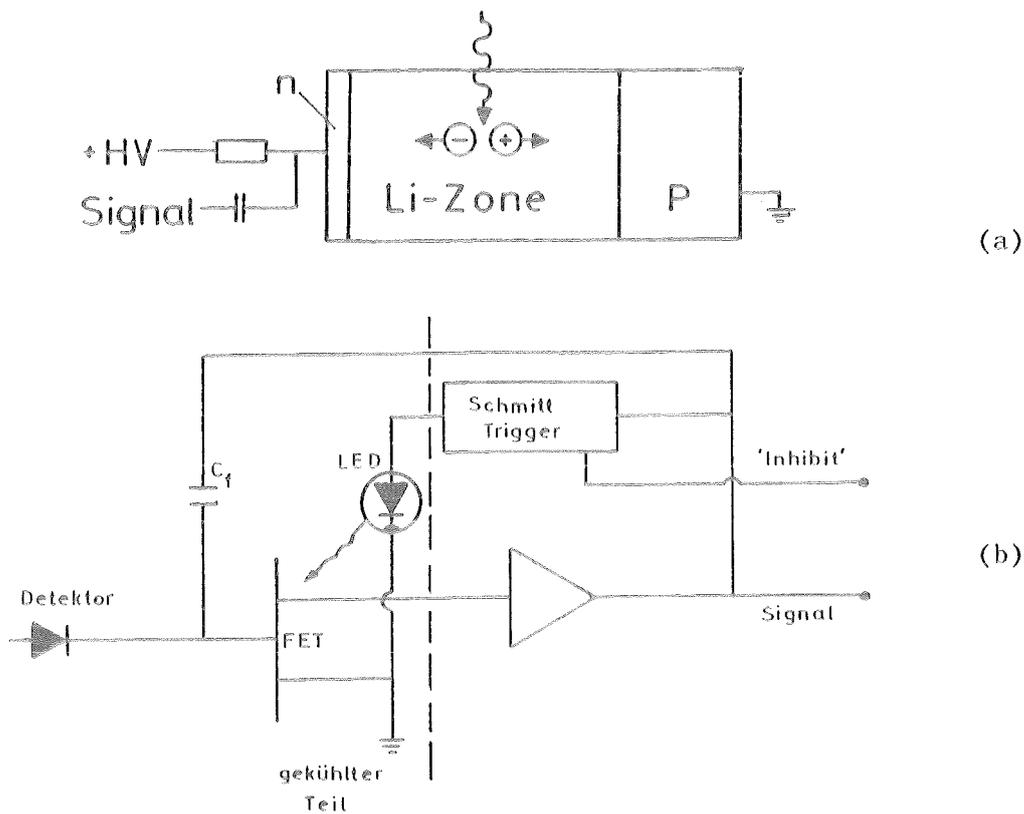


Fig. III.16 Typischer Aufbau eines Halbleiterdetektors. (a) Schnitt durch den Kristall, (b) Schaltschema eines optisch gekoppelten Vorverstärkers.

Zum Erreichen einer hohen Energieauflösung wird der FET direkt neben den Detektorkristall eingebaut und wie dieser mit flüssigem Stickstoff abgekühlt.

Bei der Rückkopplungsstufe kann man Widerstands- und optische Kopplung verwenden. Erstere benutzt zur Steuerung des FET ein an ihn angepaßtes RC-Glied, während letztere einen Schmitt-Trigger und eine Leuchtdiode (LED) benutzen (s. Fig. III.16b). Das Ausgangssignal eines Vorverstärkers mit optischer Kopplung hat die Form eines Sägezahnes, dem die eigentlichen Energiesignale überlagert sind. Das Überschreiten einer Maximalspannung (+ 1.5 V) führt zum Ansprechen des Schmitt-Triggers. Dieser feuert eine LED, die einen parallel zum Kristall geschalteten hochohmigen lichtempfindlichen Widerstand kurzschließt und damit den Kristall entlädt.

Die optische Kopplung vermeidet einen Beitrag der Rückkopplungsstufe zum Rauschen, wodurch die Energieauflösung besser als die der Widerstandskopplung wird. Gleichzeitig ergibt sich durch die kürzere Rück -

setzungszeit die Möglichkeit, eine höhere Zählrate zu verkräften.

Ein Hauptproblem aller Messungen mit Antiprotonen ist der durch die Annihilation entstehende Untergrund, der die Beobachtung intensitäts - schwacher Linien stark beeinträchtigt. Dabei muß man unterscheiden zwischen neutralen ($n\gamma$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) und geladenen (π^\pm) Annihilationsprodukten. Letztere deponieren auch im dünnsten in der Messung verwendeten Kristall noch Energien > 2 MeV. Dies führt zu einer elektrischen Überladung des Kristalls, welche beim optisch gekoppelten Vorverstärker bemerkt und zu einer Unter - brechung ($\sim 5 \mu\text{s}$) der Signalverarbeitung führt (gleichzeitig mit der Zurück - setzung liefert der Vorverstärker ein 'Inhibit'-Signal, das zur Tottastung der Aufnahmeelektronik benutzt werden kann). Im widerstandsgekoppelten Fall kann eine solche Überladung zu einer Blockierung des Vorverstärkers bis zu einigen Sekunden führen. Während der beschriebenen Messungen wurden deshalb nur optisch gekoppelte Halbleiterdetektoren benutzt.

Der durch neutrale Teilchen hervorgerufene Untergrund muß zum besseren Verständnis getrennt nach seinen Ursachen behandelt werden. Dabei muß man untersuchen, welche Untergrund produzierenden Prozesse Beiträge im Bereich der zu messenden Energien (≈ 10 keV) liefern. Gammaquanten vom π^0 -Zerfall erzeugen sicherlich Comptonelektronen um 10 keV im Detektor. Sie werden aber auch bei genügender Energie zur Schauerbildung ($\gamma \rightarrow e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \dots$) in der Umgebung des Detektors führen. Nun können aber nur Gammaquanten unterhalb etwa 500 keV die zur Erklärung des Untergrundes in bis dahin gemessenen Antiprotonenspektren benötigten 10 keV Comptonelektronen mit ausreichender Rate erzeugen. Die Zahl der unter 500 keV direkt über π^0 -

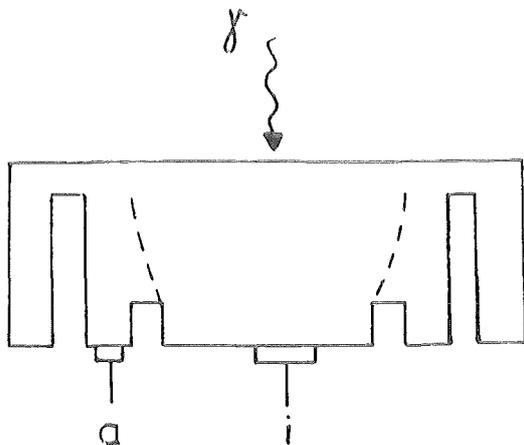


Fig. III.17

Schnitt durch den Kristall des 'guard-ring'-Detektors Ge I. Die Trennung in den inneren und äußeren Bereich ist angedeutet.

Zerfall produzierten Gammaquanten pro Annihilation ist allerdings um mindestens zwei Größenordnungen zu klein, um den aus früheren Messungen bekannten Untergrund erklären zu können. Dieser kann nur durch Aufschauern auch höherenergetischer Gammaquanten verstanden werden, sei es über dann folgenden Comptoneffekt oder durch direkten Nachweis (Photoeffekt) der niederenergetischen neutralen Komponente des Schauers.

Zur Reduzierung des schauerinduzierten Untergrundes wurden 'guardring'-Halbleiterdetektoren verwandt. Bei ihnen wird der innere Kristallbereich, der zur eigentlichen Messung dient, von einem äußeren Kristallring umgeben (s. Fig. III.17). Wird ein Teil der Ladungswolke des Schauers im äußeren Kristallring nachgewiesen, so kann man damit das zugehörige Signal im inneren Teil verwerfen und erhält eine deutliche Untergrundreduktion (s. Fig. IV.2a/3b). Da für niedrige Energien bei Si und Ge der Photo-Wirkungsquerschnitt wesentlich größer als der Compton-Wirkungsquerschnitt ist, kann diese Reduktion nicht durch die Unterdrückung von Compton-Ereignissen, sondern nur durch die des Schauer-Untergrundes verstanden werden. Damit wird die oben behandelte Erklärung für den Ursprung des Untergrundes bestätigt.

Die Veto-Effektivität für solche Ereignisse wächst zum einen mit dem Verhältnis der Stirnflächen des äußeren und inneren Bereiches, zum anderen auch durch eine tiefere Nachweisschwelle im äußeren Kristall. Dies findet man bestätigt durch die bessere Untergrundreduktion im Detektor Si II im Vergleich zum Detektor Ge I (Kap. IV.3.3.2).

III.3.1.2 Geometrie und Meßposition der Detektoren

Um die Kristalle der Detektoren möglichst nahe an die Stopppregion zu bringen, wurden sie mit langen dünnen Endkappen (bis zu 400 mm) gebaut. Diese waren an die achsialen Einsätze der Meßkammer angepaßt. Nur der Detektor Ge II wurde aus Platzgründen radial positioniert ($\theta = 270^\circ$).

Die Positionierung der Halbleiterdetektoren erfolgte auf zwei verschiedene Arten. Einmal wurden sie direkt an die Meßkammer angeflanscht (Si II und Si III), so daß zwischen Stopppregion und Kristall nur das Detektorfenster als Absorptionsmaterial vorhanden war. Dadurch konnte man den Meßbereich

bis zu sehr tiefen Energien (< 1 keV) ausdehnen. Im anderen Fall (Si I, Ge I und Ge II) wurde die Kammer durch ein dünnes Fenster (Si I: $12 \mu\text{m}$ oder $200 \mu\text{m}$ Be, Ge I: $200 \mu\text{m}$ Be, Ge II: $130 \mu\text{m}$ Mylar) abgeschlossen, vor denen die Detektoren positioniert wurden. Zusätzlich zur Abschwächung im zweiten Fenster kam dann auch noch diejenige aus dem entstandenen Luftspalt (2 mm) hinzu.

Der Abstand der Kristallvorderkanten vom Zentrum der Zyklotronfalle und die daraus resultierenden Raumwinkel sind in Tab. III.6 zusammengestellt. Bei der Plazierung der Detektoren innerhalb der Achsenbohrungen waren sie einem großen Magnetfeld (≈ 6.2 Tesla) ausgesetzt. Damit konnten nur planare Detektoren eingesetzt werden, deren elektrische Feldlinien senkrecht zur Stirnseite und damit parallel zu den magnetischen Feldlinien verlaufen. Die Ladungssammlung im Kristall sollte dann nicht gestört werden. Dies wurde zu Beginn jeder Meßperiode ohne und mit Magnetfeld durch Messungen mit radioaktiven Eichpräparaten überprüft. Fig. III.18 zeigt die Position des Detektors Ge I bei der Messung II, der außerhalb der Achsenbohrung stand,

Messung	I	II	III
Detektor			
Si I ⁺	$z = + 168 \text{ mm}$ $z = - 160 \text{ mm}$ $\Omega(+)= 8.46 \cdot 10^{-5}$ $\Omega(-)= 9.33 \cdot 10^{-5}$		
Si II		$z = + 451 \text{ mm}$ $\Omega = 1.17 \cdot 10^{-5}$	
Si III			$z = - 149 \text{ mm}$ $\Omega = 1.08 \cdot 10^{-3}$
Ge I		$z = - 451 \text{ mm}$ $\Omega = 7.82 \cdot 10^{-5}$	
Ge II			$r = 342 \text{ mm}$ $z = 0 \text{ mm}$ $\theta = 270^\circ$ $\Omega = 1.36 \cdot 10^{-4}$

Tab. III.6 Meßgeometrie der einzelnen Halbleiterdetektoren (+ : dieser Detektor wurde während der einzelnen Meßabschnitte in zwei verschiedenen Positionen eingesetzt).

da ansonsten wegen seiner verhältnismäßig großen Fläche (innen + außen) die Ratenbelastung zu groß war.

Um zu verhindern, daß durch das Magnetfeld geladene Teilchen direkt in den Detektorkristall geführt werden, wurden die Detektoren soweit es die Geometrie in den Achsenbohrungen zuließ neben der Feldachse positioniert. Dadurch konnte bei gleichbleibender Nachweiswahrscheinlichkeit die Ratenbelastung bis zu einem Faktor ≈ 3.5 reduziert werden.

Während der Messung I konnte vor dem Detektor Si I ein Pb-Kollimator plaziert werden, der zur Reduzierung des Untergrundes beitragen sollte (Kap. IV.1).

III.3.2 Die Detektorelektronik

Unabhängig vom benutzten Detektortyp mußte die nachgeschaltete Elektronik zwei Aufgaben erfüllen. In einem langsamen Verarbeitungszweig sollten die vom Vorverstärker gelieferten elektronischen Pulse in Signale umgewandelt werden, die in einem 'Analog-zu-Digital-Wandler' (ADC) zur hochauflösenden Energiemessung benutzt werden konnten. In einem schnellen Verarbei -

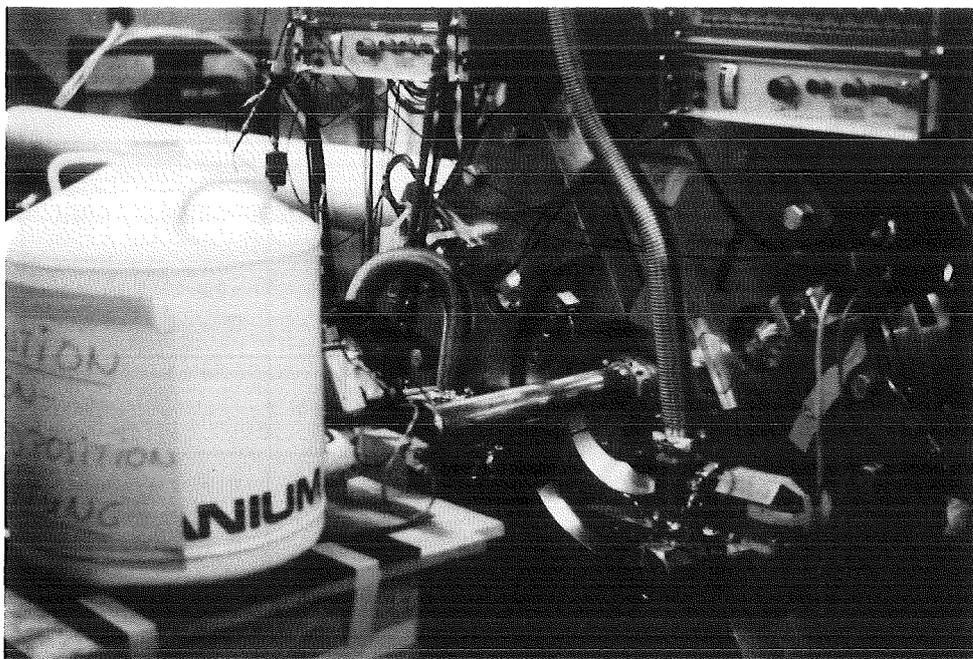


Fig. III.18 Meßposition der Detektors Ge I an der Zyklotronfalle (Messung II).

tungszweig wurden die Vorverstärkerpulse einer Voranalyse unterworfen und mit der Information konvertiert, daß ein Antiproton in die Zyklotronfalle eingelaufen war beziehungsweise im Meßgas abgestoppt hatte.

Die Festlegung des zu messenden Energiebereiches geschah unter der Maßgabe, daß die pro Röntgenlinie zur Verfügung stehende Kanalzahl groß genug war, um später deren Form gut bestimmen zu können. Auch wurde der Meßbereich zu etwas höheren Energien ausgedehnt, um eventuelle Störlinien anhand ihrer höherenergetischen Beiträge leichter identifizieren zu können.

Da sich der elektronische Aufbau, vor allem des schnellen Verarbeitungszweiges für die verschiedenen Meßperioden stark änderte, wird er im folgenden für jede Periode getrennt beschrieben. Es sei darauf hingewiesen, daß die 'guardring'-Detektoren eine wesentlich umfangreichere Signalelektronik benötigten. Diese wurde zu Beginn jeder Messung voreingestellt und auf ihre Ratenbelastung überprüft.

III.3.2.1 Die Detektorelektronik der Messung I

Die Elektronik des Detektors Si I ist in Fig. III.19a schematisch dargestellt. Der schnelle Verarbeitungszweig wurde mit zwei unterschiedlich verzögerten \bar{p}_{Ein} -Signalen in Koinzidenz gegeben. In dem mit 'prompt' bezeichneten Teil korrelierte man Energien oberhalb 5 keV mit dem \bar{p}_{Ein} -Signal. In dem mit 'verzögert' bezeichneten Teil versuchte man wegen der längeren Ladungssammelzeit (= weniger scharfe Zeitkorrelation) der niederenergetischen Signale diese getrennt zu behandeln. Damit vermied man eine zu hohe Anzahl von zufälligen Koinzidenzen beim Nachweis von Energien oberhalb 5 keV.

III.3.2.2 Die Detektorelektronik der Messung II

Bei dieser Messung wurden zwei Detektoren vom 'guardring'-Typ eingesetzt, die jeweils Signale aus einem inneren und einem äußeren Bereich liefern konnten.

Beim Detektor Si II (s. Fig. III.19b) erfolgte die analoge Verarbeitung in einem speziell angepaßten Hauptverstärker (PP). Dieser gestattete es, das

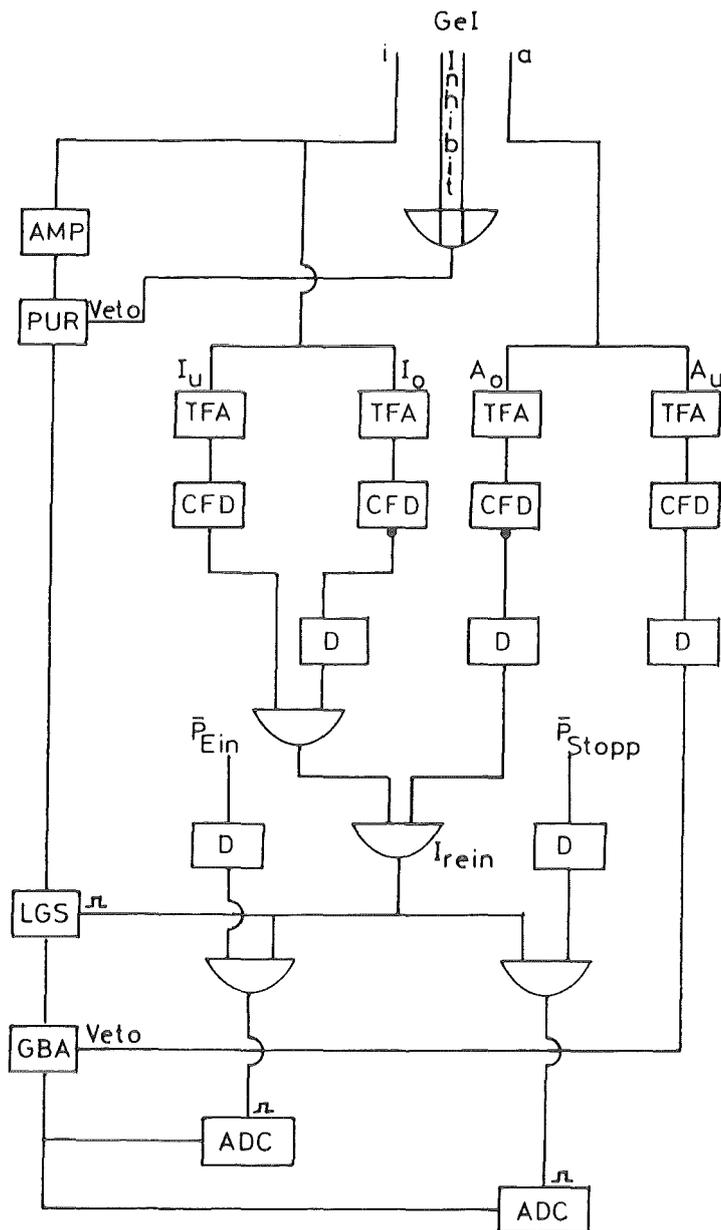


Fig. III.20 Schaltbild der Elektronik des Detektors Ge I (die Symbol -
 erklärung ist in Fig. III.19 mit angegeben).

Energie nachgewiesen wurde, ist sehr schwer durch eine Diskriminatorschwelle im schnellen Zweig zu erhalten. Es konnte aber ein logischer Puls aus dem PP zur Korrelation mit dem \bar{p}_{Ein} -Signal benutzt werden. Man hatte dann allerdings keine so gute Zeitauflösung, was zu einer Erhöhung der zufälligen Koinzidenzen führte.

Beim Detektor Ge I (Fig. III.20) wurde das innere Signal ebenfalls in einen langsamen analogen und einen schnellen logischen Verarbeitungszweig

getrennt, während das Signal des äußeren Bereiches hier nur als logische Information benutzt wurde. Der analoge innere Zweig wurde zunächst verstärkt, anschließend wurden diejenigen Signale, die durch die Kristallentladung (Entladungspuls der gepulst-optischen Rückkopplung) ein Energiesignal vortäuschen, durch die 'Inhibit'-Signale verworfen. Die weitere Verarbeitung erfolgte dann nur unter speziellen Koinzidenzbedingungen.

Die beiden logischen Zweige wurden wiederum aufgeteilt, um jeweils eine niedrigere und eine obere Energieschwelle einzustellen. Durch die Koinzidenz $I_U \cdot \bar{I}_O$ erhielt man dann ein logisches Signal nur für den gewünschten Energiebereich des inneren Detektors.

Da der innere und äußere Kristallbereich nicht geometrisch, sondern nur elektronisch getrennt sind, konnte es vorkommen, daß unerwünschte Störimpulse vom äußeren in den inneren Bereich übertraten. Diese waren typischerweise hohe Pulse, die nicht durch das 'Inhibit'-Signal erfaßt wurden. Um dies zu vermeiden wurde eine zusätzliche Koinzidenz zwischen $(I_U \cdot \bar{I}_O) \cdot \bar{A}_O \equiv I_{\text{rein}}$ gefordert, die als Koinzidenzbedingung auf den inneren analogen Teil gegeben wurde (LGS).

Zur wirksamen Reduktion des schauerinduzierten Untergrundes mußte die untere Schwelle im äußeren Detektor so niedrig wie möglich eingestellt

Quelle	Halbwertszeit	Energien (keV)	Intensitäten (%)	Messung
^{54}Mn	$(312.16 \pm 0.04) \text{ d}$	5.412 ± 0.003	25.1 ± 0.1	I
^{241}Am	$(432.90 \pm 0.80) \text{ y}$	11.890 ± 0.007	0.85 ± 0.03	I, II
		13.900 ± 0.050	13.3 ± 0.4	
		26.345 ± 0.001	2.4 ± 0.1	
		59.537 ± 0.001	35.7 ± 0.5	
^{57}Co	$(271.65 \pm 0.13) \text{ d}$	6.400 ± 0.003	49.0 ± 1.0	II, III
		7.060 ± 0.005	6.7 ± 0.2	
		14.413 ± 0.001	9.8 ± 0.4	
^{75}Se	$(118.45 \pm 0.25) \text{ d}$	10.532 ± 0.001	1.514^+	II
		11.720 ± 0.005	0.23^+	
^{73}As	$(80.30 \pm 0.06) \text{ d}$	9.876 ± 0.001	1.513^+	II
		10.980 ± 0.005	0.222^+	

Tab. III.7 Energien und Intensitäten der während der Messungen benutzten Eichquellen [BAR 84, Led 78] (+ : relative Intensitäten).

werden, mit der dann folgenden Antikoinzidenz an einem weiteren Verstärker im langsamen Teil (GBA). Eine Konvertierung der verbleibenden analogen Information erfolgte dann unter zwei Koinzidenzbedingungen : $I_{\text{rein}} \cdot \bar{p}_{\text{Ein}}$ und $I_{\text{rein}} \cdot \bar{p}_{\text{Stopp}}$

III.3.2.3 Die Detektorelektronik der Messung III

Die Elektronik der bei dieser Messung benutzten Detektoren Si III und Ge II entsprach im wesentlichen der der Detektoren Si I und Ge I.

III.3.3 Die Eichung und Überwachung der Halbleiterdetektoren

Während der Messungen erfolgte in regelmäßigen Abständen mit verschiedenen radioaktiven Quellen die Überwachung der Kenngrößen der Detektoren. Die wesentlichen zu bestimmenden Eigenschaften sind die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Energieauflösung als Funktion der Energie sowie die Energieeichung. Die verschiedenen Quellen wurden mit Hilfe einer Vakuumdurchführung in die Meßkammer hineingeschoben. Sie wurden so ausgewählt, daß sie den interessierenden Energiebereich möglichst gut mit Eichlinien überdeckten. Für die Messung II wurden speziell ^{73}As - und ^{75}Se -Quellen benutzt, da deren Eichlinien gerade die (3 \rightarrow 2)-Übergänge der Helium-Isotope einrahmen. In Tab. III.7 sind die benutzten radioaktiven Quellen mit ihren Energien und Intensitäten angegeben.

Während der Meßperiode III wurden zur Eichung Antiprotonen in Stickstoffgas abgestoppt und ihre Röntgenstrahlung gemessen. Dies diente als zusätzliche Möglichkeit zur Bestimmung der Detektornachweiswahrscheinlichkeit, der Auflösung und der Energieeichung unter Strahlbedingungen.

III.3.3.1 Die Energie- und Auflösungseichung der Halbleiterdetektoren

Vor jeder Meßperiode wurde die Linearität der einzelnen ADC's überprüft. Die zeitliche Konstanz der Eichfunktionen wurde durch mehrere Eichmessungen innerhalb einer Meßperiode überwacht. Typische Eichspektren für die Detektoren Ge I und Si II sind in Fig. III.21 dargestellt. Für den Detektor

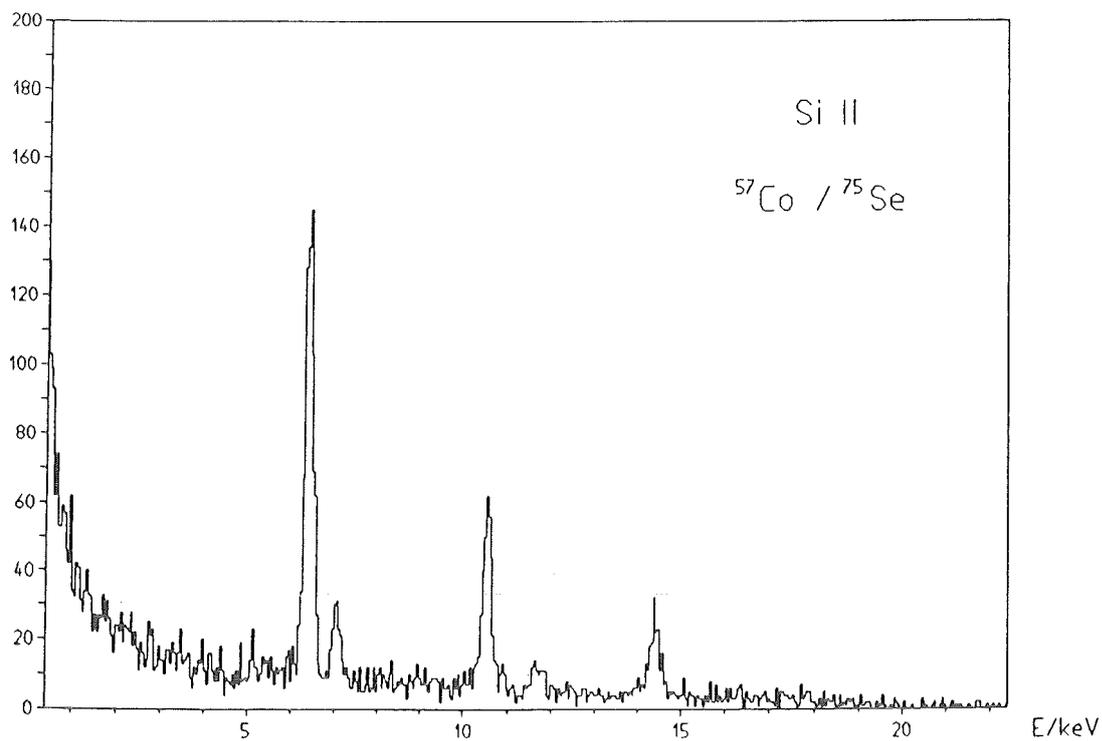
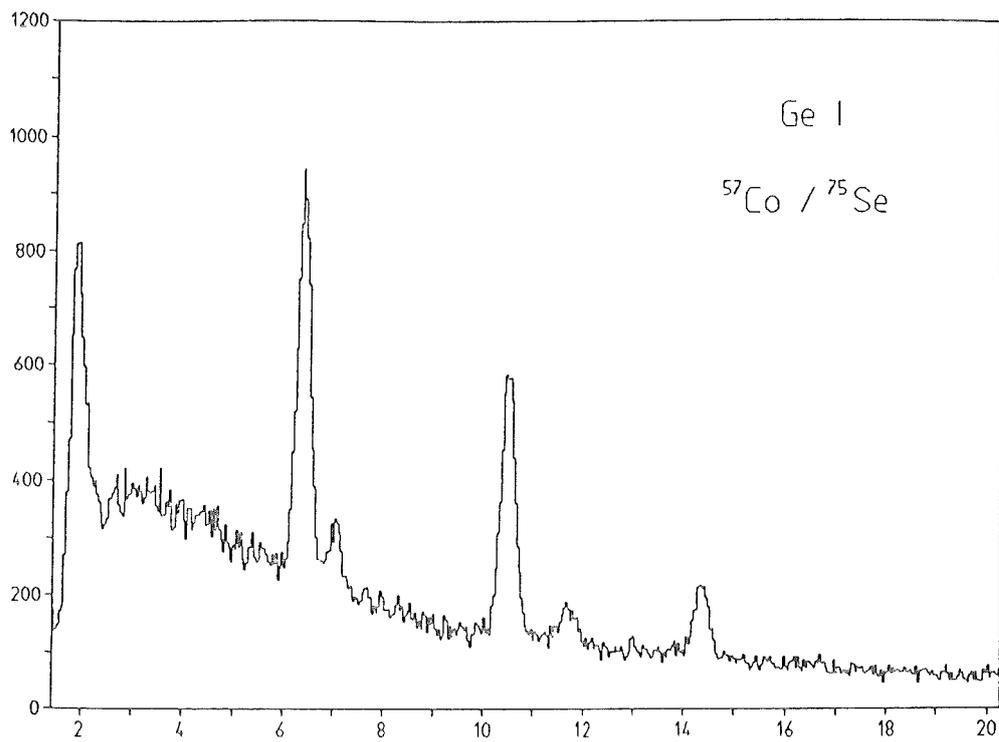


Fig. III.21 Unter Strahlbedingungen aufgenommene Eichspektren der Detektoren Ge I (oben) und Si II (unten) mit ^{57}Co - und ^{75}Se -Quellen. Deutlich erkennbar ist die bessere Energieauflösung des Detektors Si II.

Ge I ist in Fig. III.22 die Abweichung von der Annahme der Linearität für zwei verschiedene Energien im Verlauf der Messung II wiedergegeben. Diese ist im Rahmen der Fehler vernachlässigbar.

Eine genauere Bestimmung der Energieeichung der Detektoren zur Bestimmung der Eichpolynome erfolgte mit einer Computeranpassung. Im selben Arbeitsgang wurde auch die Auflösungsfunktion ermittelt, wie in Fig. III.23 für den Detektor Si III (Messung III) dargestellt.

III.3.3.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren

Zur Überwachen der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden die Eichspektren unter Strahlbedingungen aufgenommen, indem man die Signale der Eichquellen

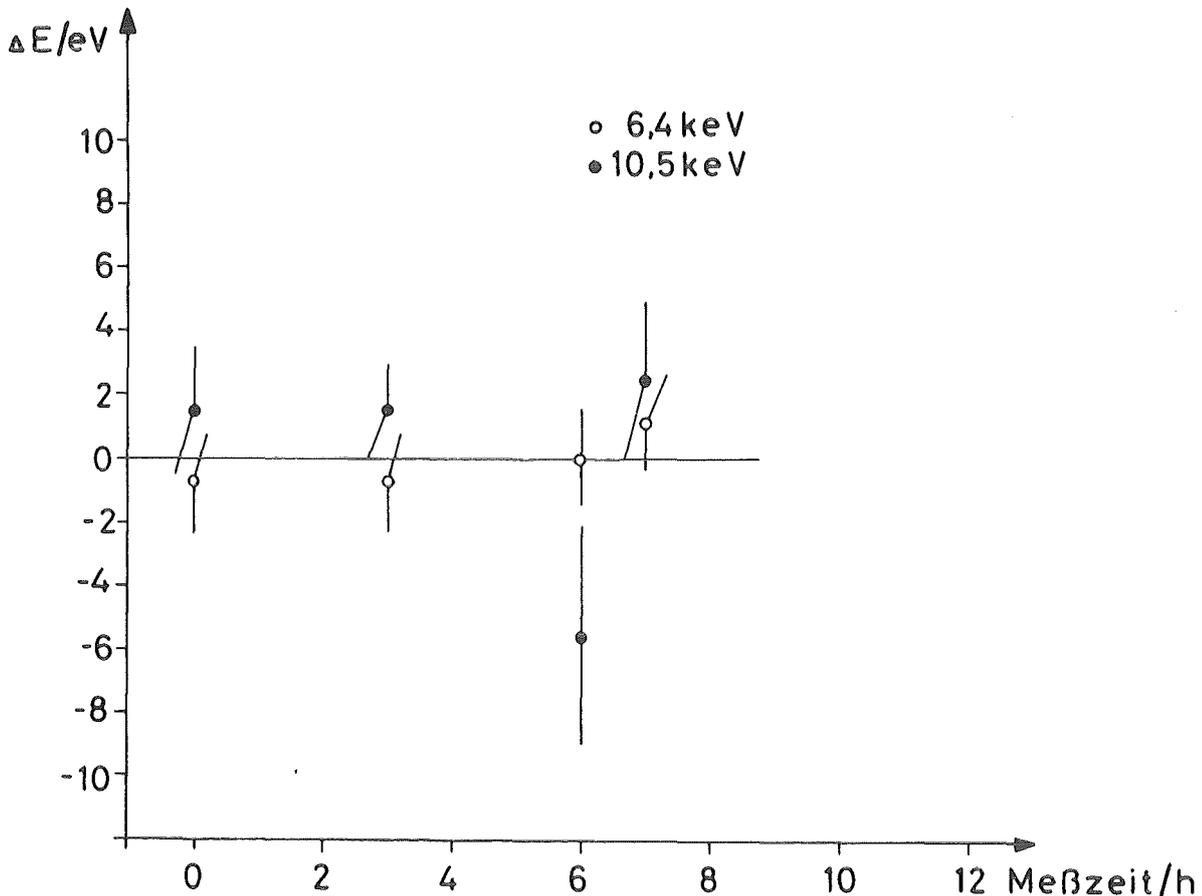


Fig. III.22 Energiedifferenz zwischen experimentellem und elektromagnetischem Wert ($\Delta E = E^{\text{exp}} - E^{\text{em}}$) der mit dem Detektor Ge I gemessenen Eichlinien.

bei der Datenaufnahme in Zufallskoinzidenz mit aufnahm. Damit war sicher - gestellt, daß der Effekt der Ratenbelastung auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von der Eichung richtig wiedergegeben wurde. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit muß man wieder zwischen den einzelnen Meß - phasen unterscheiden.

Messung I: Da dies die längste aller Meßperioden war, wurde die Nachweis - wahrscheinlichkeit für jeden Abschnitt separat ermittelt. Während der Vor - bereitung des Experimentes war die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Si I mit verschiedenen Eichpräparaten (^{54}Mn , ^{55}Fe , ^{57}Co , ^{241}Am sowie Fluoreszenzquellen mit Röntgenlinien von K, Ca, Cu, Rb, Mo, Ag, Ba, Tb) zwischen 5 und 60 keV bestimmt worden. Im Experiment wurden dann nur noch ^{54}Mn - und ^{241}Am -Eichquellen zur Überwachung der relativen Änderung unter Strahlbedingungen benutzt. In Fig. III.24 ist die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Si I unter Strahlbedingungen als Funktion der Energie bis 60 keV angegeben.

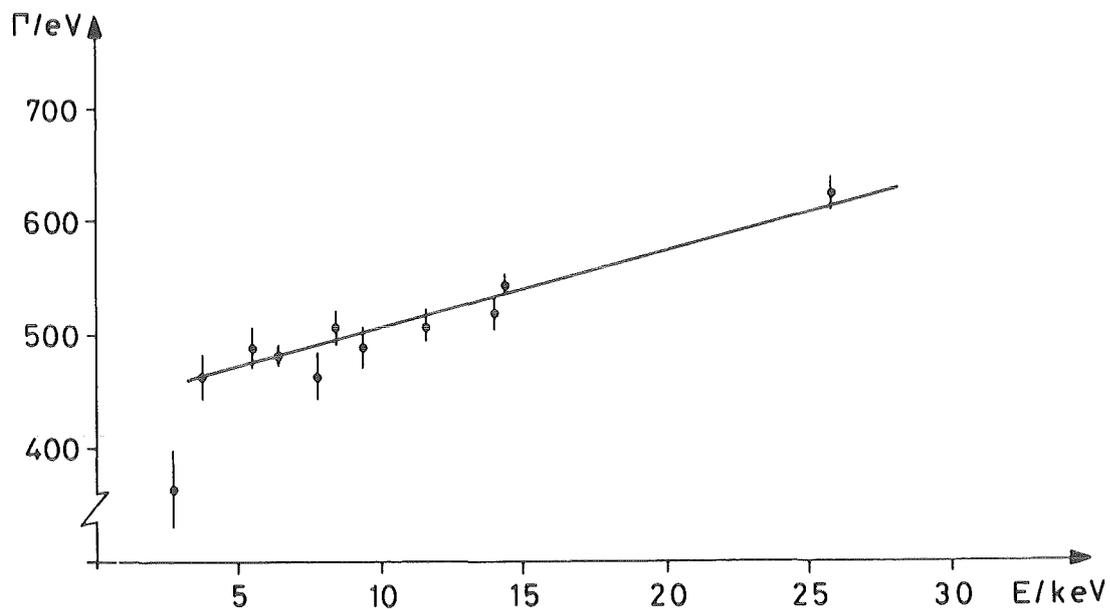


Fig. III.23 Energieauflösung des Detektors Si II.

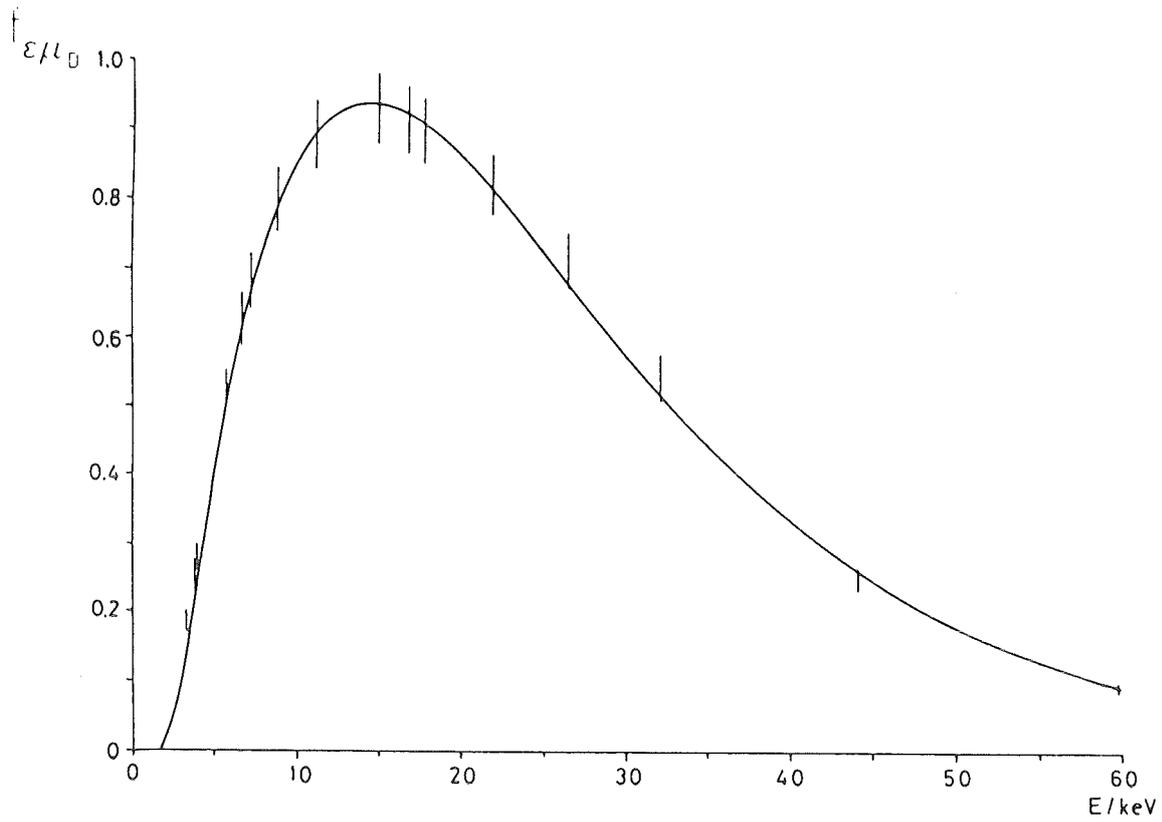


Fig. III. 24 Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Si I (Messung I).

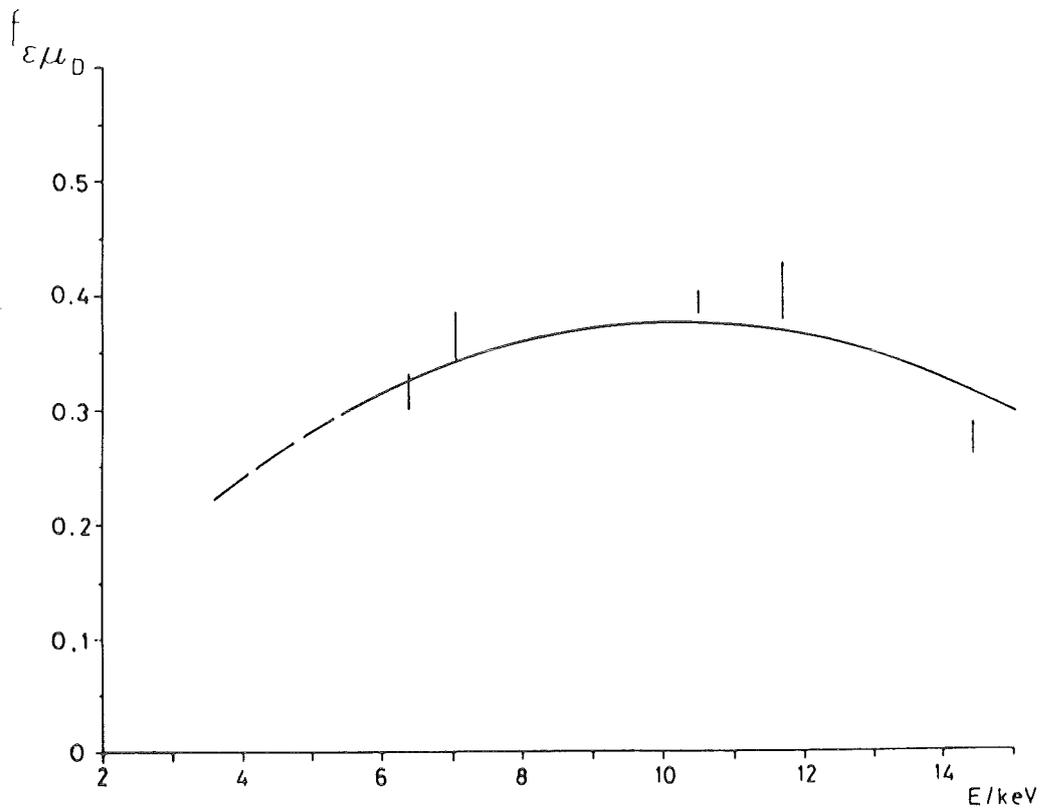


Fig. III.25 Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Ge I (Messung II).

Messung II: Bei dieser Messung wurden als Eichpräparate ^{57}Co , ^{75}Se für $\bar{p}^4\text{He}$ und ^{57}Co , ^{73}As für $\bar{p}^3\text{He}$ benutzt (s. Tab. III.7). Da die Meßdauer pro Abschnitt maximal 3 Spills ($\sim 3 \cdot 1$ Stunde) betrug, wurden nur zu Beginn und am Ende der Meßperiode II Eichmessungen unter Strahlbedingungen durchgeführt. Sie wurden unter verschiedenen Koinzidenzbedingungen (s. Kap. III.3.2.2) aufgenommen. Deshalb mußte für jede dieser Bedingungen die Nachweiswahrscheinlichkeit separat ermittelt werden. In Fig. III.25 ist als Beispiel die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Ge I angegeben, die für die Koinzidenz mit dem \bar{p}_{Ein} -Signal durch die ^{57}Co - und ^{75}Se -Eichpräparate bestimmt wurde.

Messung III: Bei dieser Messung wurde als einzige Eichquelle ^{57}Co benutzt, da die Nachweiswahrscheinlichkeit durch eine neuartige Meßmethode gewonnen wurde. Die Messung von antiprotonischen N-Spektren, aufgenommen bei einem

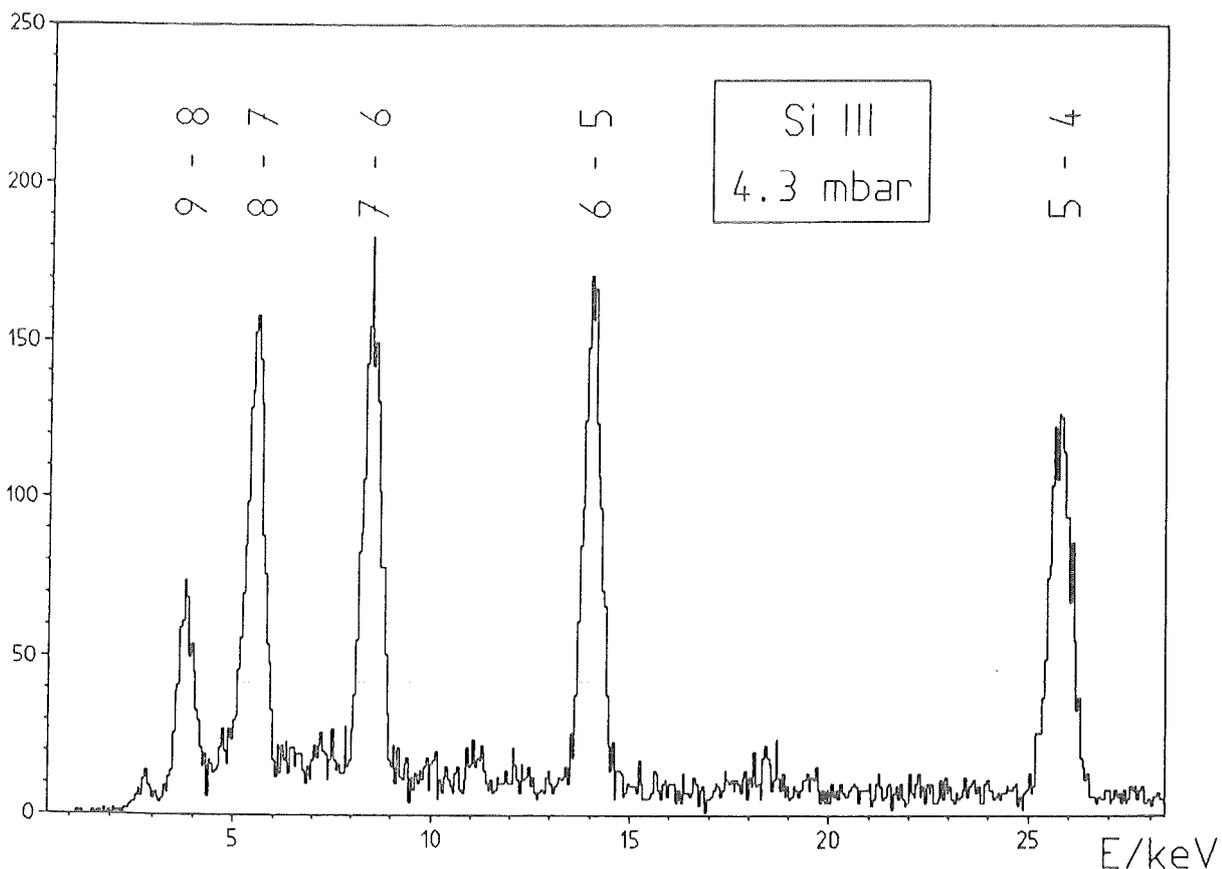


Fig. III.26 $\bar{p}\text{N}$ -Spektrum gemessen mit dem Detektor Si III (Messung III) bei einem Druck von 4.3 mbar.

Druck von 4.3 mbar, liefert ein ideales Eichspektrum. Der gewählte Druck garantierte ein in etwa gleiches Abstoppverhalten wie bei einem Druck von 36 mbar bei He, was zu identischen Stoppverteilungen führt.

In $\bar{p}N$ erhält man nur zirkulare Übergänge (s. Fig. III.26), die mit fast gleicher Intensität erwartet werden ($\Delta I_{\text{abs}} \leq 5\%$). Dies ergibt sich aus zwei Gründen: Zum einen werden die Hüllenelektronen während der Abregung des Antiprotons durch interne Konversion (Auger-Effekt) ionisiert, zum anderen wird ein Wiedereinfang von Elektronen der Nachbaratome verhindert, da die Atome durch den niederen Gasdruck als isoliert betrachtet werden können. Dies bedeutet, daß während der gesamten Abregungszeit, die für $\bar{p}N$ etwa 1 ns beträgt, kein Elektron von Nachbaratomen eingefangen wird. Damit sind dem

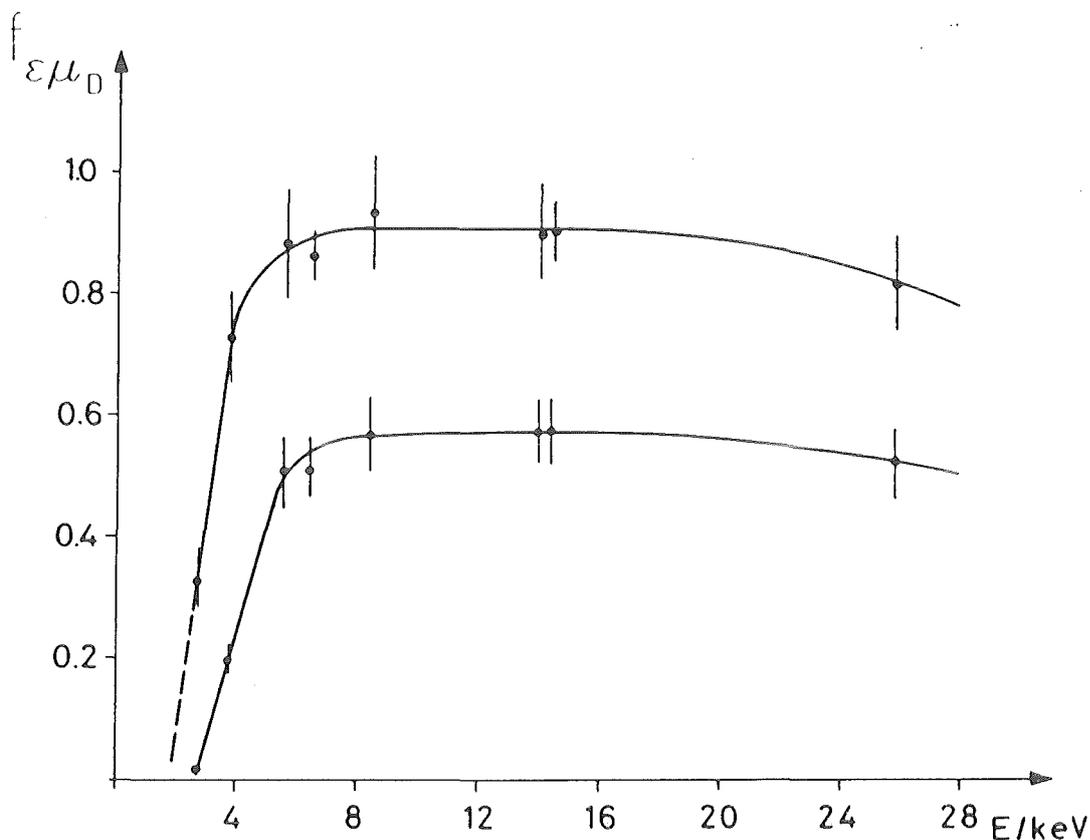


Fig. III.27 Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Si III aus den $\bar{p}N$ - und Eichquellenmessungen. Oben für die in Koinzidenz mit dem \bar{p}_{Ein} -Signal und unten für die mit dem \bar{p}_{Stopp} -Signal aufgenommenen Spektren.

Antiproton schon bei hohen Quantenzahlen $n_{\bar{p}}$ nur noch Strahlungsübergänge möglich, was nur noch zu zirkularen Übergängen führt. Durch den Intensitätsverlauf ergibt sich somit eine sehr exakte Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Koinzidenzbedingungen wurde dann durch das ^{57}Co -Eichpräparat bei 6.4 keV und 14.4 keV ermittelt und der relative Kurvenverlauf daran angepaßt (s. Fig. III.27).

IV. DIE AUSWERTUNG

Das Ziel der Auswertung war es, aus den vorliegenden Rohdaten die eigentlichen Meßergebnisse zu gewinnen. Diese sind die Energien und die Breiten der Röntgenübergänge zur Bestimmung der hadronischen Parameter. Als weiteres Ergebnis mußte man die Ausbeuten der Übergänge bestimmen. Ihre Kenntnis liefert allgemein eine Aussage über den Bildungs- und Abregungsprozeß und - hier von besonderem Interesse - speziell über den Einfluß des Stark-Effektes als Funktion des Druckes. Die Bestimmung der Ausbeuten erfolgte durch zwei verschiedene Methoden.

Für Messung I wurden die Intensitäten aus den Detektorspektren bestimmt und separat dazu die absolute Anzahl der gestoppten Antiprotonen F_{Stopp} ermittelt. Für die Messungen II und III wurden zusätzlich Spektren mit dem \bar{p}_{Stopp} -Signal in Koinzidenz aufgenommen (s. Kap. III.3.2). Der Anteil der im Gas gestoppten Antiprotonen am \bar{p}_{Stopp} -Signal konnte aus den Zeitspektren der Annihilationszähler ermittelt werden.

IV.1 Ergebnisse unterschiedlicher Meßbedingungen und Detektorenvergleich der Messungen I und II

Zur Bestätigung der Funktionsweise der Zyklotronfalle und weil die Kenntnis der Ausdehnung der Stoppverteilung für die später erfolgende Bestimmung der Stoppeffizienz mittels der Detektoren und Annihilationszähler nötig ist, sei diese im folgenden abgeschätzt. Anschließend werden die Einflüsse der verschiedenen Detektoreigenschaften auf die Meßergebnisse diskutiert.

Die unterschiedlichen Meßbedingungen während der Messung I gestatteten eine Abschätzung der Größe der Stoppverteilung. Der während eines Teils der Messung benutzte Pb-Kollimator erlaubte es dem Detektor Si I nur einen zentralen Ausschnitt aus dem Stoppvolumen mit einem Radius von $r \approx 3$ cm zu sehen. Vergleicht man nun die unter sonst identischen Bedingungen aufgenommenen Spektren (s. Tab. IV.2), so ergibt sich aus dem jeweiligen Verhältnis der (4 → 3)- und der (3 → 2)-Übergänge ein Wert von 0.60 ± 0.05 . Damit fanden 60 % der Antiprotonenstopps in dem ausgeblendeten Volumen statt, obwohl

durch den höheren Impuls und die starke Ablenkung im magnetischen Streufeld die Einschußbedingungen bei Messung I die schlechtesten aller 3 Messungen waren.

Für die Messung II ergab sich zum einen durch den besseren Einschuß (Eisenabschirmung, weniger Aufstreuung da durch den kleineren Strahlimpuls weniger Moderator benötigt wurde) eine Verkleinerung des Stoppvolumens. Dies wurde jedoch teilweise kompensiert, da die beim Einschuß zusätzlich angeregten achsialen Betatronoszillationen eine weitere leichte Aufweitung des Stoppvolumens in achsialer Richtung hervorrufen.

Trotz dieser Unsicherheiten kann man eine ungefähre Stoppdichte (Teilchenstopps/(gr·sec)) berechnen, die in Tab. III.4 für ein als obere Grenze angenommenes Stoppvolumen von 250 cm^3 angegeben ist. Dabei wird die Stoppverteilung als rotationssymmetrisch zur z-Achse angenommen mit $\Delta z \approx 4 - 5 \text{ cm}$ und $\Delta r \approx 3 - 4 \text{ cm}$.

Zur Betrachtung des Untergrundverhaltens soll nochmals auf die Messungen ohne und mit Kollimator der Meßperiode I eingegangen werden. Durch den Vergleich dieser Meßabschnitte findet man, daß der Untergrundanteil unter den (4 → 3)- und (3 → 2)-Übergängen fast nicht ($7 \pm 10 \%$) reduziert wird. Damit verschlechtert sich das Verhältnis zwischen Linienintensität und Untergrund durch die Kollimation. Die Ursache für dieses Verhalten kann nur darin liegen, daß dieser Untergrund in der näheren Umgebung des Detektors, also auch im Pb-Kollimator selbst, produziert wird.

Wie in Kap. III.3.1 schon diskutiert, kann ein solches Verhalten nur durch Schauerbildung, nicht jedoch durch Comptonstreuung höherenergetischer Röntgenstrahlung erklärt werden. Konsequenterweise wurde für die nachfolgenden Messungen II und III darauf geachtet, daß sich so wenig Material wie möglich in der Nähe der Detektoren befand.

Die Untergrundreduktion der 'guardring'-Detektoren kann man durch Vergleich der Messungen der Detektoren Si I und Si II ermitteln (s. Fig. IV.2a und Fig. IV.3b). Das Verhältnis der Linienintensität zum Untergrund unter der Linie wird z.B. beim (4 → 3)-Übergang um den Faktor ~ 2.5 verbessert. Dabei ist jedoch der unterschiedliche Einschußimpuls zu berücksichtigen, wodurch die Meßbedingungen und sicher auch die Untergrundproduktion unterschiedlich waren.

Daß die Größenordnung der Reduktion auch vom Verhältnis der Stirnflächen der Kristallbereiche (außen zu innen) und auch von der Position der Diskriminatorschwelle des äußeren Kristalles abhängt, ergibt der Vergleich der Detektoren Si II und Ge I, die bei der gleichen Messung benutzt wurden. Das Verhältnis der Stirnflächen außen zu innen ist beim Detektor Si II ~ 7 , während es beim Detektor Ge I bei ~ 2.5 liegt. Auch ließ sich beim ersteren die äußere Diskriminatorschwelle wesentlich tiefer einstellen, da das Rauschen bei diesem Detektor nicht so groß ist. Für das Verhältnis zwischen Intensität und Untergrund unter der Linie des $(3 \rightarrow 2)$ -Überganges ergibt sich beim Detektor Si II ein Wert von ~ 2.5 , während er beim Detektor Ge I nur bei ~ 1 liegt.

IV.2 Bestimmung der absoluten Anzahl der gestoppten Antiprotonen

Die Ermittlung der Anzahl der gestoppten Antiprotonen F_{Stopp} ist für die Messungen I bis III unterschiedlich. Für die Messung I konnten dazu nur Detektorspektren ausgewertet werden. Für die Anzahl der gestoppten Antiprotonen ergibt sich z.B. aus der gemessenen Intensität des $(4 \rightarrow 3)$ -Überganges in $\bar{p}^4\text{He}$:

$$F_{\text{Stopp}} = I^{4 \rightarrow 3} \cdot (R_{S1 \cdot S2} \cdot Y^{4 \rightarrow 3} \cdot f_{\Omega_D} \cdot f_{\epsilon \mu_D})^{-1} \quad (\text{IV.1})$$

$I^{4 \rightarrow 3}$: gemessene Intensität des $(4 \rightarrow 3)$ -Überganges
$R_{S1 \cdot S2}$: Rate der einlaufenden Antiprotonen ($S1 \cdot S2$)
$Y^{4 \rightarrow 3}$: Ausbeute des $(4 \rightarrow 3)$ -Überganges
f_{Ω_D}	: geometrischer Raumwinkel des Detektors
$f_{\epsilon \mu_D}$: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors

Da die Ausbeute Y des Überganges pro gestopptem Antiproton nicht experimentell gemessen worden war, mußten theoretische Vorhersagen [LAN 80] benutzt werden. Diese liefern für einen Druck von 600 mbar eine Ausbeute von .270 und für 375 mbar .292.

Für die Meßphasen II und III wurde eine elegantere Methode benutzt. Dabei kombiniert man die Informationen der Zeitspektren (Kap. III.2.4) der

Annihilationszähler mit denen der Detektorspektren, die bei gleichem Gas - druck aufgenommen wurden. Dabei sind die Größen, die zur Stoppanzahl

$$F_{\text{Stopp}} = I_{S1 \cdot S2 \cdot SA}^{\text{Gas}} \cdot (R_{S1 \cdot S2} \cdot f_{\Omega_{SA}} \cdot f_{\epsilon_{SA}} \cdot f_M)^{-1} \quad (\text{IV.2})$$

führen :

- $I_{S1 \cdot S2 \cdot SA}^{\text{Gas}}$: Signale der im Gas gestoppten \bar{p} im Zeitspektrum $(S1 \cdot S2) \cdot SA$
- $f_{\Omega_{SA}}$: Faktor, der den geometrischen Raumwinkel der Annihilations - zähler beschreibt
- $f_{\epsilon_{SA}}$: Faktor, der die elektronische Ansprechwahrscheinlichkeit der Annihilationszähler beschreibt
- f_M : Multiplizitätsfaktor, der die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch mehrere Zerfallsprodukte pro Annihila - tion (≈ 3.5) beschreibt

Nur die beiden ersten Größen können direkt aus den Zeitspektren (s. Fig. III.12) ermittelt werden. Die anderen müssen mittels der Detektor - spektren als Gesamtfaktor, also nicht einzeln, bestimmt werden. Dazu ver - gleicht man Spektren die mit der \bar{p}_{Ein} - und der \bar{p}_{Stopp} -Koinzidenz aufgenommen wurden und ermittelt aus dem Verhältnis der Intensitäten, z.B. des $(4 \rightarrow 3)$ -Überganges den gesuchten Gesamtfaktor

$$(f_{\Omega_{SA}} \cdot f_{\epsilon_{SA}} \cdot f_M) = \frac{I_{\bar{p}_{\text{Stopp}}}^{4 \rightarrow 3}}{I_{\bar{p}_{\text{Ein}}}^{4 \rightarrow 3}} \quad (\text{IV.3})$$

IV.3 Die Auswertung der He-Spektren

IV.3.1 Das Auswerteprogramm

Die Auswertung der He-Spektren, wie auch die der Eichspektren wurde mit dem Programm FITOS [FIT 84] durchgeführt, welches mit simulierten Spektren getestet worden war. Die Anpassung der Spektren erfolgte durch die Methode der kleinsten quadratischen Abweichung [BEV 69].

Für Röntgenübergänge die nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, kann man die physikalische Linienverbreiterung gegenüber der

apparativen Auflösung vernachlässigen. Somit kann ihre Form durch eine Gaußkurve angepaßt werden. Röntgenübergänge, die zusätzlich einer merklichen Verbreiterung durch die starke Wechselwirkung unterliegen müssen mit einer Faltung aus Gauß- und einer Lorentzverteilung (Voigt-Profil) angepaßt werden (s. Fig. IV.1).

Die Festlegung der Untergrundform erfolgte in den jeweiligen Abschnitten durch ein Polynom n-ten Grades ($n \leq 4$). Dies war besonders schwierig bei tiefsten Energien (≤ 3 keV), da dort der Untergrund eine größere Krümmung aufwies. Dieser durch ein Polynom niederen Grades schwer zu erfassende Verlauf ergab sich durch die Wirkung der Diskriminatorschwelle auf einen stark anwachsenden Untergrund.

IV.3.2 Suche und Identifikation von Fremdlinien

Fremdlinien in den verschiedenen He-Spektren rührten zum einen von Verunreinigungen des Targetgases und zum anderen von elektronischen Fluoreszenz-Röntgenlinien aus den Umgebungsmaterialien her.

In den Messungen I und II wurden elektronische Röntgenlinien von Cr, Fe, Ni und Cu gefunden, deren Übergangsenergien in Tab. IV.1 zusammengestellt sind. Die Intensitäten dieser Linien waren sehr gering (z.B. $\sim 1/10^7 \bar{p}_{\text{Ein}}$ bei Messung II), da sie jedoch teilweise mit den antiprotonischen Linien der M-Serie ($n \rightarrow 3$) überlappen, mußten sie trotzdem bei der Anpassung der Spektren berücksichtigt werden. Der Ursprung dieser Verunreinigungen liegt im Halbleiterdetektor selbst (Ni: Bauteile, Cu: Kühlfinger) und in den Materialien der Meßkammer (Cr, Fe).

Dies wurde durch zusätzlich durchgeführte Bestrahlungsmessungen bestätigt, bei denen die Kammereinbauten und die Detektoren mit starken ^{60}Co - und ^{22}Na -Eichquellen zur Erzeugung elektronischer Fluoreszenzlinien bestrahlt wurden. Um diese auszuschließen, war während der Messung III die Meßkammer mit 3 mm dicken Aluminiumblechen (Fluoreszenzlinie bei 1.4 keV) ausgekleidet. Diese schwächte die Fluoreszenzlinien der eigentlichen Kammerwand so stark ab, daß sie nicht mehr beobachtbar waren. Bei der Messung III wurde dann auch nur noch elektronisches Cu ($2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 1$) als Untergrundbeitrag im Detektor Si III gefunden.

Übergang	2 → 1	3 → 1	6 → 5	7 → 6	8 → 7	9 → 8	10 → 9
Element							
e ⁻ Cr	5.412	5.950					
e ⁻ Fe	6.400	7.060					
e ⁻ Ni	7.472	8.260					
e ⁻ Cu	8.041	8.910					
p̄ N			13.996	8.432	5.469	3.748	2.680
p̄ O			18.441	11.109	7.206	4.938	3.531

Tab. IV.1 Energien (in keV) der gefundenen Störlinien der Messungen I - III sowie der antiprotonischen Stickstoff- und Sauerstoff-Übergänge (Messung III) [LED 78, PBA 85].

Zusätzlich ergaben sich für die Messung III noch Störlinien von anti - protonischem Sauerstoff (s. Tab. IV.1), die durch ausgasendes Wasser aus den Wänden der Meßkammer hervorgerufen wurden. Die experimentellen Linienintensitäten ergaben eine Wasserkontamination von ~ 0.15 %, was durch spätere massenspektrometrische Untersuchungen bestätigt wurde. Weitere Störlinien, weder antiprotonische, noch pionische wurden nicht gefunden. Dies zeigt, daß durch die gute Fokussierung keine Antiprotonen in den äußeren Kammermaterialien abgestoppt wurden. Auch die bei der Annihilation entstehenden Zerfallspionen liefern keinen Beitrag, da sie so hohe Energien haben, daß sie sehr tief in die umgebende Kammer- und Kryostatwand eindringen. Dadurch können niederenergetische Röntgenstrahlen dieser Materialien keinen merklichen Untergrundbeitrag liefern, da ihre Intensitäten sehr stark abgeschwächt werden.

IV.3.3 Bestimmung der Energien, Breiten und gemessenen Intensitäten

Bei der Anpassung der verschiedenen Spektren wurde für die einzelnen Messungen verschieden vorgegangen.

IV.3.3.1 Die He-Spektren der Messung I

Diese Messung wurde bei 600 und 375 mbar mit $\bar{p}^4\text{He}$ durchgeführt. Als erster Schritt bei der Auswertung erfolgte ein Aufaddieren der unter 'prompter' und 'verzögerter' Koinzidenz mit dem \bar{p}_{Ein} -Signal aufgenommenen Spektren, da sich eine separate Auswertung wegen der zu geringen Statistik als nicht sinnvoll erwies. Dies war jedoch nur möglich, da die Eichpolynome der mit verschiedenen ADC's konvertierten Spektren identisch (Unterschiede $\leq 10^{-4}$) waren. Dann erfolgte für jeden Meßabschnitt eine Überprüfung der Intensitäten der $(4 \rightarrow 3)$ - und $(3 \rightarrow 2)$ -Übergänge pro \bar{p}_{Ein} -Signal, um die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Ratenbelastung, die mit den Eichungen ermittelt wurde, zu kontrollieren.

Bei der Anpassung der He-Linien wurde zunächst der niederenergetische Teil der Spektren untersucht (N-, M-Serie). Dabei wurden nur die statistisch signifikanten Übergänge $(4 \rightarrow 3)$ und $(5 \rightarrow 3)$ völlig frei bzgl. ihrer Position und Auflösung angepaßt und mit den erwarteten Werten aus den Eichungen verglichen. Die statistisch schwächeren Linien wurden dann an die obigen angekoppelt, d.h. ihr Energieabstand festgehalten. Die Werte für die Auflösung entnahm man den Eichungen und hielt sie dann fest.

Die mit den Eichpolynomen ermittelten Energien für die $(4 \rightarrow 3)$ - und $(5 \rightarrow 3)$ -Übergänge waren im Rahmen der Fehler mit den erwarteten identisch (s. Tab. V.1). Auch für die N-Serie ergaben sich keine Diskrepanzen, wobei deren experimentelle Energien mit deutlich größeren Fehlern behaftet sind. Dies liegt an der geringeren Statistik und am schwerer anpaßbaren Untergrundverlauf.

Eine weitere Kontrolle der Energie-Eichung ergab sich auch durch die Röntgenübergänge der Störlinien, bei denen sich jedoch ebenfalls größere Fehler der experimentellen Energien ergaben, da ihre Intensitäten sehr klein sind.

Die Anpassung der L-Serie erfolgte von vornherein mit einer fixen apparativen Energieauflösung, deren Werte den Eichungen entnommen wurden. Zunächst erfolgte nur die Anpassung des $(3 \rightarrow 2)$ -Überganges, wobei er in seine Feinstruktur-Komponenten zerlegt wurde. Deren Energien sind Tab. V.1 mit angegeben.

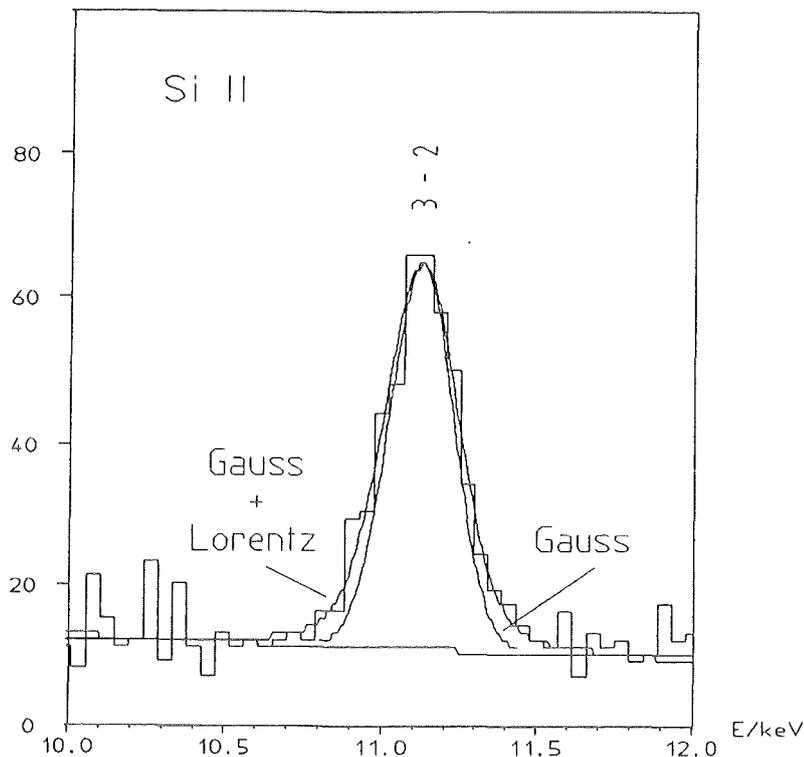


Fig. IV.1 Anpassung der Gauß- und Lorentzbreite des (3 → 2)-Überganges in $\bar{p}^4\text{He}$ (Detektor Si II bei Messung II).

Versuche die Linienform nur mit einer Gaußfunktion festzulegen, ergaben in jedem Fall einen zu großen Wert, verglichen mit der erwarteten Breite aus den Auflösungskurven der Eichungen. Daraus erfolgt zwingend die zusätzliche Verwendung einer Lorentzfunktion bei der Anpassung (s. Fig. IV.1), wobei die Gaußbreite auf den Wert der Eichungen gesetzt und festgehalten wird.

Die Benutzung der Feinstruktur-Komponenten führte bei der hadronischen 2p-Breite zu einer leichten Verkleinerung des Fehlers, während bei der 2p-Verschiebung keine Veränderung festgestellt wurde.

Eine Anpassung mit festem Energieabstand zwischen dem (3 → 2)- und dem (4 → 2)-Übergang brachte keine Verbesserung der Fehler, wegen der zu geringen Statistik in der (4 → 2)-Linie.

Der Untergrundverlauf beim (3 → 2)-Übergang konnte für jeden Meßabschnitt durch ein Polynom 2. oder 3. Grades simuliert werden. Bei der gleichzeitigen Anpassung der (3 → 2)- und (4 → 2)-Übergänge mußte jedoch ein Polynom 3. Grades benutzt werden, da dabei der Energiebereich für eine

lineare Anpassung zu groß war. Weiterhin wurde untersucht, ob sich durch die Wahl eines höheren Grades des Untergrundpolynoms eine Verbesserung der Fehler ergab, was jedoch nicht der Fall war.

In Tab. IV.2 sind die gemessenen Intensitäten der vier Messungen mit der besten Statistik angegeben und die Resultate für die ermittelten Energien und Breiten des (3 → 2)-Überganges sind in Tab. IV.5 und Tab. V.2 angegeben. Fig. IV.2 zeigt zwei $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren bei Drucken von 600 und 375 mbar.

IV.3.3.2 Die He-Spektren der Messung II

Diese Messung war wesentlich kürzer als Messung I, trotzdem konnte die Statistik der Spektren wegen der höheren Stoppeffizienz wesentlich verbessert werden. Es wurden mit zwei Detektoren (Si II, Ge I) bei 72 mbar zweimal 2 Spills mit ^4He und einmal 3 Spills mit ^3He gemessen. Die Auswertung erfolgte hauptsächlich mit den durch die \bar{p}_{Ein} -Koinzidenz aufgenommene -

	600 mbar ohne Kollimator Abschnitt 1	600 mbar mit Kollimator Abschnitt 2	600 mbar ohne Kollimator Abschnitt 3	375 mbar ohne Kollimator Abschnitt 4
5 → 4	97 ± 45	-----	105 ± 34	-----
6 → 4	126 ± 43	-----	66 ± 27	-----
4 → 3	941 ± 57	305 ± 37	602 ± 35	270 ± 26
5 → 3	226 ± 37	122 ± 27	146 ± 27	29 ± 16
6 → 3	60 ± 32	28 ± 23	49 ± 22	-----
3 → 2	1055 ± 51	343 ± 31	438 ± 35	200 ± 24
4 → 2	116 ± 32	78 ± 21	22 ± 9	-----
S1/10 ⁸	10.8	5.82	6.34	3.65
S2/10 ⁸	5.56	3.17	3.36	1.43

Tab. IV.2 Linieninhalte der $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren und Zählraten der Szintillationszähler S1 und S2 der Messung I (Si I). Dicke des Abschlußfensters an der Meßkammer : d = 200 µm (Abschnitt 1 und 2), d = 12 µm (Abschnitt 3 und 4)

nen Spektren, da deren Statistik deutlich besser war, als die mit der \bar{p}_{Stopp} -Koinzidenz aufgenommenen, die jedoch zur Kontrolle mit ausgewertet wurden.

Die Auswertung erfolgte analog zu der von Messung I, nur mußten erheblich mehr Linien angepaßt werden, die bei der Messung I wegen der schlechteren Statistik und des höheren Untergrundes nicht auswertbar waren. Außerdem konnte der Beobachtungsbereich bis zu ~ 1 keV hinab ausgedehnt werden, da der Detektor Si II direkt anflanschbar war und die Abschwächung

	^3He Si II	^3He Ge I	^4He Si II	^4He Si II	^4He Ge I	^4He Ge I
7 \rightarrow 5	42 \pm 24	-----	39 \pm 21	39 \pm 24	-----	-----
8 \rightarrow 5	68 \pm 28	-----	44 \pm 19	49 \pm 27	-----	-----
$\infty \rightarrow$ 5	92 \pm 43	-----	-----	-----	-----	-----
5 \rightarrow 4	280 \pm 32	-----	198 \pm 28	299 \pm 29	-----	-----
6 \rightarrow 4	79 \pm 52	-----	91 \pm 26	52 \pm 20	-----	-----
7 \rightarrow 4	25 \pm 19	-----	52 \pm 16	25 \pm 18	-----	-----
$\infty \rightarrow$ 4	67 \pm 26	450 \pm 135	80 \pm 21	48 \pm 22	233 \pm 101	341 \pm 121
4 \rightarrow 3	878 \pm 38	3621 \pm 209	537 \pm 34	666 \pm 34	3290 \pm 148	2803 \pm 153
5 \rightarrow 3	191 \pm 22	1351 \pm 156	65 \pm 21	110 \pm 18	690 \pm 102	909 \pm 138
6 \rightarrow 3	53 \pm 17	456 \pm 144	37 \pm 11	38 \pm 16	281 \pm 77	274 \pm 139
$\infty \rightarrow$ 3	103 \pm 34	1303 \pm 375	55 \pm 31	87 \pm 25	595 \pm 100	738 \pm 191
3 \rightarrow 2	584 \pm 30	7431 \pm 114	262 \pm 19	321 \pm 22	4166 \pm 88	3969 \pm 93
4 \rightarrow 2	46 \pm 13	258 \pm 62	14 \pm 8	36 \pm 12	281 \pm 48	175 \pm 54
5 \rightarrow 2	15 \pm 11	-----	12 \pm 8	17 \pm 10	-----	-----
$\infty \rightarrow$ 2	45 \pm 17	379 \pm 159	20 \pm 12	23 \pm 8	81 \pm 70	103 \pm 71
S1/10 ⁸	15.44	15.44	11.11	14.28	11.11	14.28

Tab. IV.3 Linieninhalte der $\bar{p}^3\text{He}$ - und $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren und Zählraten des Szintillationszählers S1 der Messung II.

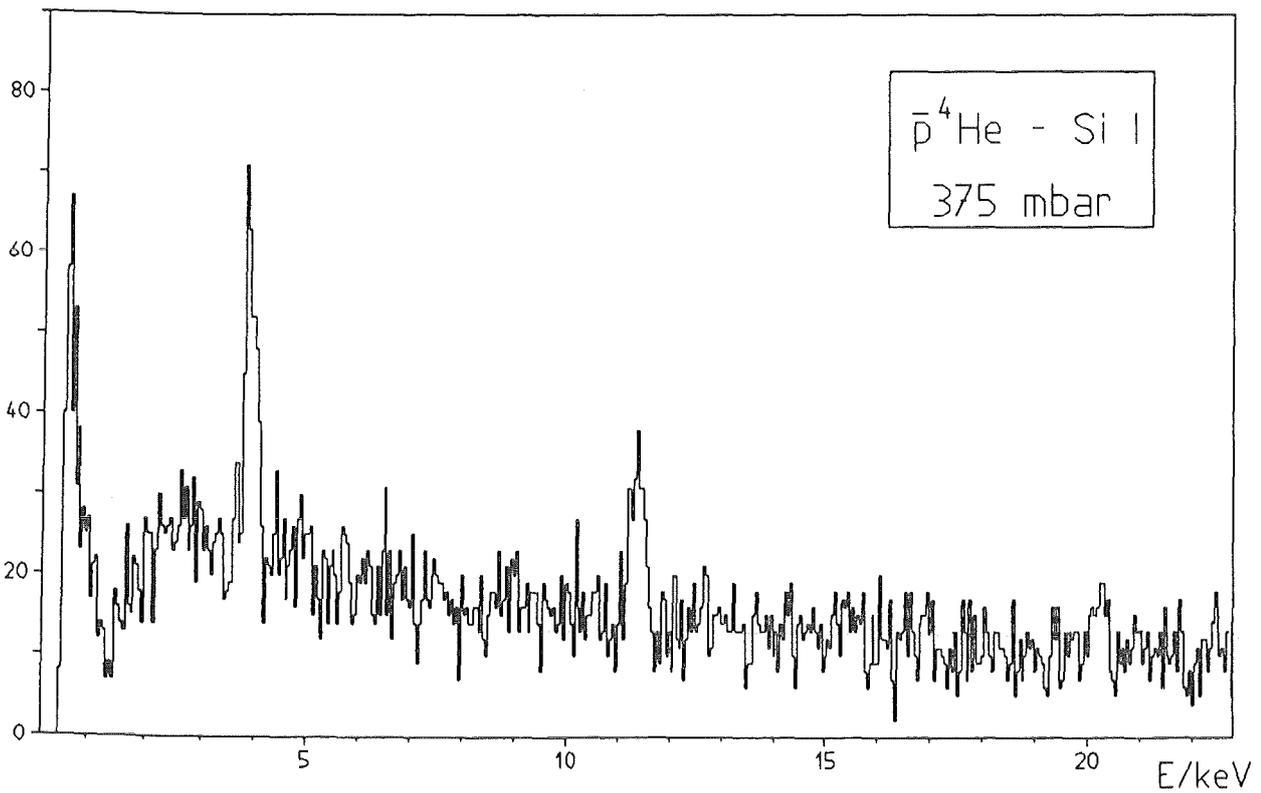
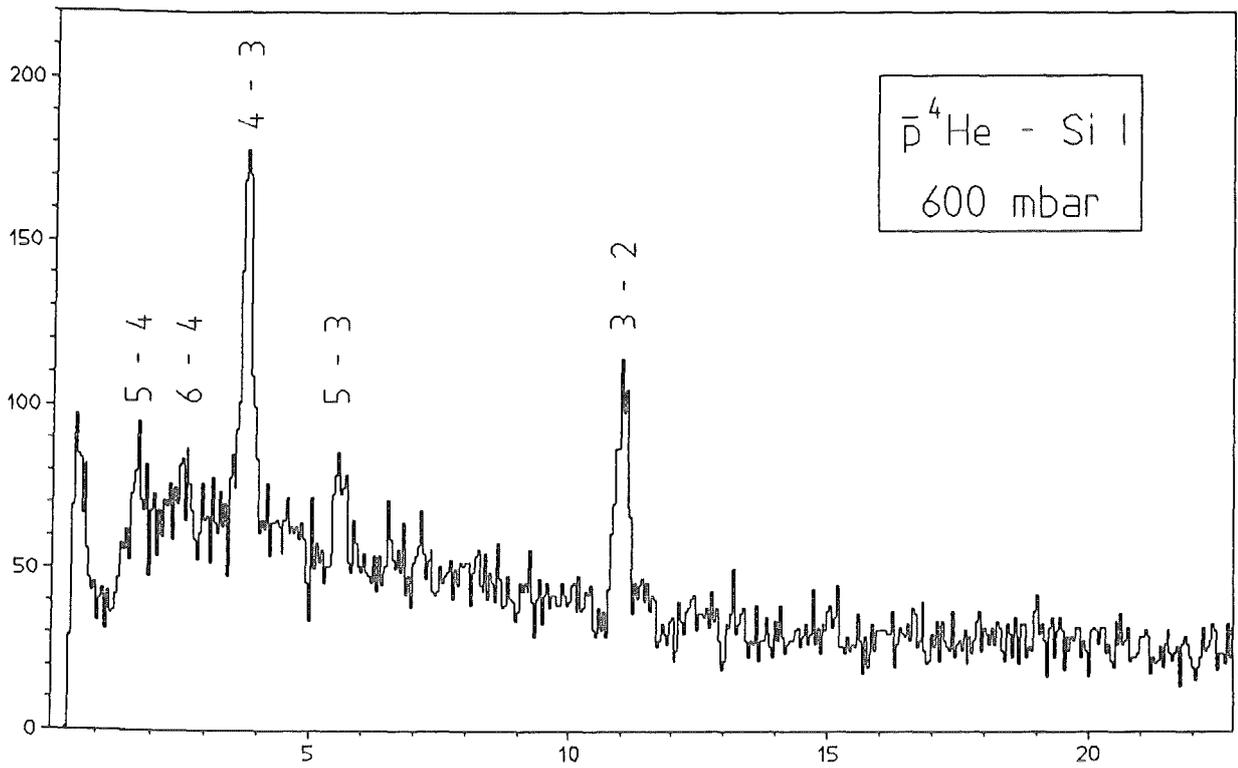


Fig. IV.2 $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren bei Drucken von 600 und 375 mbar mit dem Detektor Si I aufgenommen (Messung I).

in seinem eigenen dünnen Be-Fenster auch für niedrige Energien gering ist.

Die Spektren des Detektors Ge I weisen aufgrund des größeren aufgespannten Raumwinkels eine höhere Statistik auf. Da dieser jedoch nicht angeflanscht war, kam zusätzlich noch eine Abschwächung durch das Kammerfenster und durch den Luftspalt hinzu. Die Tab. IV.3 enthält die Ergebnisse der Intensitätsanpassung aller Spektren, während die Resultate für die ermittelten Positionen und Breiten des (3 → 2)-Überganges in Tab. IV.5 und Tab. V.2 angegeben sind. Fig. IV.3 zeigt die $\bar{p}^3\text{He}$ - und $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren des Detektors Si II sowie zum Vergleich das $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektrum des Detektors Ge I.

	Si III S3-Koinz.	Si III S3·SA-Koinz.	Ge II S3-Koinz.	Ge II S3·SA-Koinz.
$\infty \rightarrow 4$	473 ± 184	441 ± 231	-----	-----
4 → 3	21581 ± 324	7070 ± 179	-----	-----
5 → 3	2339 ± 288	1436 ± 120	-----	126 ± 24
6 → 3	935 ± 183	542 ± 79	-----	75 ± 19
7 → 3 } p0 8 → 7 }	1142 ± 186	647 ± 78	-----	117 ± 21
$\infty \rightarrow 3$	2117 ± 549	778 ± 96	-----	69 ± 21
3 → 2 } p0 7 → 6 }	14158 ± 421	9064 ± 137	1409 ± 61	1049 ± 43
4 → 2	333 ± 88	373 ± 55	68 ± 39	68 ± 14
$\infty \rightarrow 2$	722 ± 147	454 ± 104	439 ± 66	47 ± 17
p0 6 → 5	811 ± 114	636 ± 78	208 ± 43	60 ± 11
S2/10 ⁸	0.78	0.78	0.78	0.78

Tab. IV.4 Linieninhalte der $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektren inklusive der Resultate der $\bar{p}0$ -Kontamination sowie die Zählraten des Szintillationszählers S2 bei der Messung III.

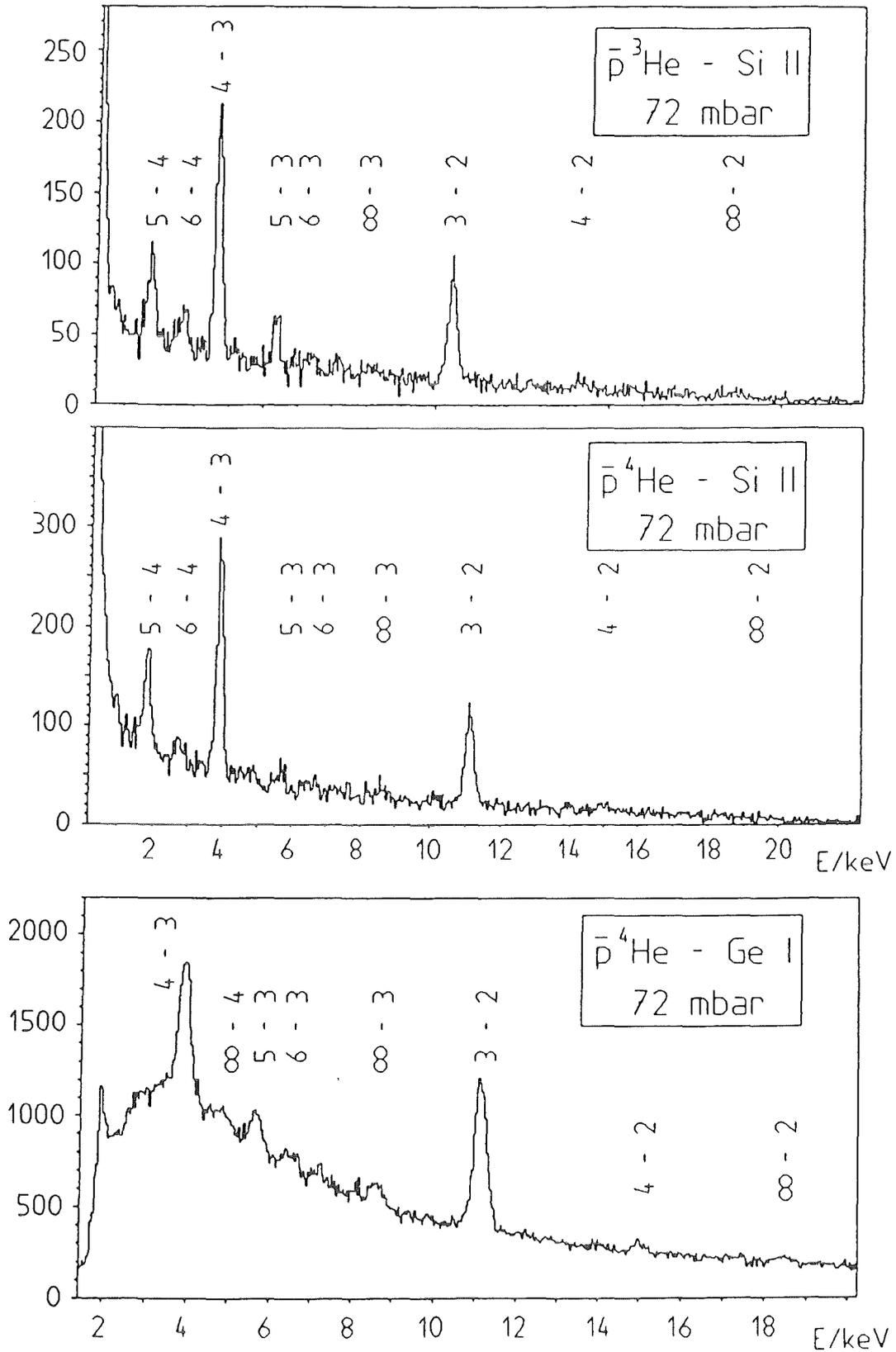


Fig. IV.3 Heliumspektren der Messung II.

IV.3.3.3 Die He-Spektren der Messung III

Als Abschluß der Meßserie wurde nochmals mit einem großflächigen Si(Li)-Detektor (Si III) und einem Ge-Detektor (Ge II) während eines Spills bei 36 mbar mit ^4He gemessen. Die Auswertung erfolgte wiederum analog zu der von Messung I, die jedoch erschwert wurde durch die in Kap. IV.3.2 schon erwähnte Sauerstoff-Kontamination. So hat z.B. der $\bar{p}^0(7 \rightarrow 6)$ -Übergang fast die gleiche Energie, wie die $\bar{p}^4\text{He}(3 \rightarrow 2)$ -Linie. Die Position und Breite des ersteren konnte jedoch bei der Anpassung festgehalten werden, da man diese durch die Eichung kennt. Seine Intensität wurde durch die der $\bar{p}^0(6 \rightarrow 5)$ -Linie festgelegt, gewichtet mit den leicht unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Erleichternd für die Auswertung wirkte sich das Fehlen einiger elektro-nischer Fluoreszenz-Linien aus, die durch die Auskleidung der Meßkammer nicht

	Detektor	Übergangsenergie (3 → 2) (eV)
$\bar{p}^4\text{He}$	Si I	11112.5 ± 6.7 ± 1.8
	Si I	11104.9 ± 10.4 ± 1.5
	Si II	11097.0 ± 12.2 ± 1.3
	Si II	11120.9 ± 10.7 ± 4.9
	Si III	11107.5 ± 2.4 ± 2.8
	Ge I	11119.2 ± 3.6 ± 2.5
	Ge I	11106.6 ± 4.3 ± 2.9
	Ge II	11106.1 ± 5.3 ± 4.8
$\bar{p}^3\text{He}$	Si II	10429.2 ± 7.4 ± 7.2
	Ge I	10422.1 ± 2.4 ± 2.5

Tab. IV.5 Experimentelle Energien des (3 → 2)-Überganges in $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ (Unsicherheiten getrennt nach statistischem und systematischem Fehler)

mehr auftreten konnten (s. Kap. IV.3.2).

Die Ergebnisse der Auswertung sind in Tab. IV.4 (Intensitäten) und in den Tab. IV.5 und Tab. V.2 für die ermittelten Positionen und Breiten des (3 → 2)-Überganges angegeben, wobei letztere aus beiden Koinzidenzbedingungen zu einem Mittelwert zusammengefaßt wurden. Fig. IV.4 zeigt das $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektrum des Detektors Si III, bei dem die Verbesserung der Statistik durch Vergrößern des Raumwinkels gegenüber den vorangegangenen Messungen klar hervortritt.

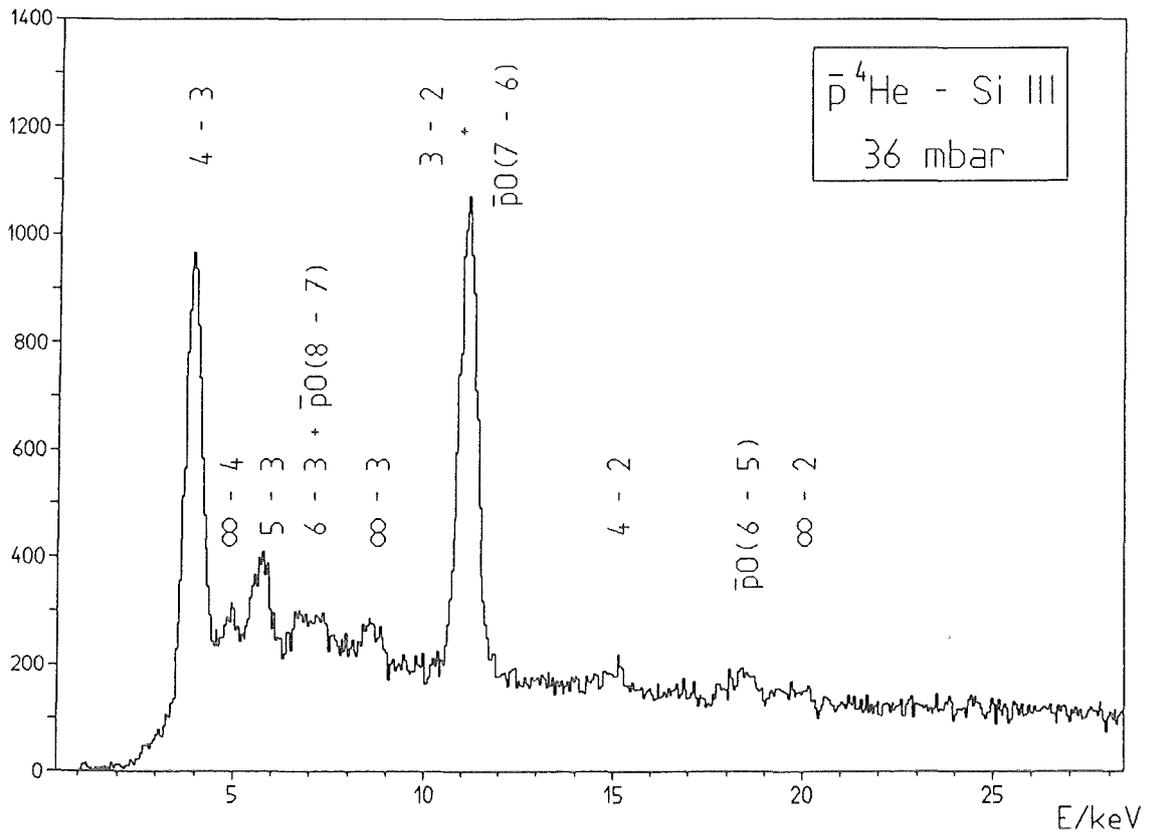


Fig. IV.4 $\bar{p}^4\text{He}$ -Spektrum des Detektors Si III (Messung III).

V. RESULTATE DER AUSWERTUNG

Dieser Abschnitt faßt die Ergebnisse der Auswertung der einzelnen Messungen für die hadronischen Effekte sowie die gewonnenen Erkenntnisse über die Druckabhängigkeit der Kaskade zusammen.

V.1 Die Verschiebung und Verbreiterung des 2p-Niveaus

Voraussetzung für die genaue Bestimmung der 2p-Verschiebung durch die starke Wechselwirkung ist die Kenntnis der elektromagnetischen Energie des (3 → 2)-Überganges. Diese wie auch alle anderen antiprotonischen Übergangsenergien in dieser Arbeit, wurden mit dem Programm PBAR [BOR 83, PBA 85] berechnet. Es löst die Dirac-Gleichung des antiprotonischen Atoms und berücksichtigt dabei die folgenden Korrekturen:

Vakuumpolarisation bis zu höheren Ordnungen, endliche Kernaussdehnung, Hyperfeinwechselwirkungseffekte (inklusive anomalem magnetischem Moment), Ladungsabschirmung durch Elektronen, relativistische Rückstoßkorrekturen und Polarisation von Kern und Antiproton. Die berechneten Energien (s. Tab. V.1) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit denen aus [BAR 81]. Der Fehler in der Bindungsenergie beträgt typischerweise 2 eV.

In Tab. V.2 sind die ermittelten 2p-Verschiebungen für die einzelnen Meßabschnitte für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ angegeben. Die Mittelwerte erhält man daraus durch Wichtung mit den statistischen Fehlern.

Die in Tab. V.2 angegebenen hadronischen Breiten des (3d → 2p)-Überganges beschreiben im wesentlichen die Verbreiterung des 2p-Niveaus durch die starke Wechselwirkung. Alle weiteren Beiträge wie die hadronische Breite des 3d-Niveaus (s. Kap. V.2) und die elektromagnetischen Linienbreiten (s. Anhang A), liegen im Bereich einiger meV und sind deshalb vernachlässigbar.

Generell ist beim Vergleich der Einzelmessungen ein Effekt durch zu geringe Statistik im (3 → 2)-Übergang und durch ungenügende Energieauflösung festzustellen. Beides führt bei den Ge-Detektoren zu etwas größeren Fehlern für die experimentellen Lorentzbreiten.

Übergang	$\bar{p}^3\text{He}$	$\bar{p}^4\text{He}$
6 → 5	916	976
7 → 5	1468	1564
8 → 5	1826	1946
$\infty \rightarrow 5$	2996	3194
5 → 4	1686	1798
6 → 4	2602	2774
7 → 4	3154	3362
8 → 4	3513	3744
$\infty \rightarrow 4$	4683	4991
4 → 3	3647	3888
5 → 3	5333	5685
6 → 3	6249	6661
7 → 3	6801	7249
$\infty \rightarrow 3$	8330	8879
3 → 2	10438(1)	11127(1)
	10439(9)	11128(9)
	10442(5)	11131(5)
4 → 2	14086	15015
5 → 2	15772	16813
6 → 2	16688	17789
$\infty \rightarrow 2$	18770	20007

Tab. V.1 Übergangsenergien (in eV) für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ berechnet mit dem Programm PBAR [PBA 85] ohne Effekte der starken Wechselwirkung. Der (3 → 2)-Übergang ist in seine Feinstrukturkomponenten zerlegt, wobei in Klammern die relativen Intensitäten angegeben sind.

	Detektor	ε_{2p} (eV)	Γ_{2p} (eV)	Γ_{3d} (meV)
$\bar{p}^4\text{He}$	Si I	-----	-----	$2.26 \pm 0.39 \pm 0.19$
	Si I	$- 16.2 \pm 6.7 \pm 2.7$	$33 \pm 22 \pm 1$	$2.37 \pm 0.23 \pm 0.22$
	Si I	$- 23.8 \pm 10.7 \pm 2.5$	$55 \pm 32 \pm 1$	$2.64 \pm 0.30 \pm 0.22$
	Si I	-----	-----	$2.40 \pm 0.41 \pm 0.20$
	Si II	$- 31.7 \pm 12.2 \pm 2.4$	$48 \pm 29 \pm 1$	$2.24 \pm 0.23 \pm 0.21$
	Si II	$- 7.8 \pm 10.7 \pm 5.3$	$44 \pm 19 \pm 1$	$2.39 \pm 0.20 \pm 0.22$
	Ge I	$- 9.5 \pm 3.6 \pm 3.2$	$28 \pm 13 \pm 1$	$2.67 \pm 0.13 \pm 0.30$
	Ge I	$- 22.1 \pm 4.3 \pm 3.5$	$54 \pm 16 \pm 1$	$2.42 \pm 0.15 \pm 0.25$
	Si III	$- 21.2 \pm 2.4 \pm 3.4$	$49 \pm 6 \pm 1$	$2.21 \pm 0.06 \pm 0.15$
	Ge II	$- 22.6 \pm 5.3 \pm 5.2$	$33 \pm 18 \pm 1$	-----
$\bar{p}^3\text{He}$	Si II	$- 10.6 \pm 7.4 \pm 7.5$	$54 \pm 26 \pm 1$	$2.16 \pm 0.15 \pm 0.20$
	Ge I	$- 17.7 \pm 2.4 \pm 3.2$	$22 \pm 9 \pm 1$	$2.12 \pm 0.12 \pm 0.22$
^3He Mittel		$- 17.0 \pm 2.3 \pm 4.1$	$25 \pm 9 \pm 1$	$2.14 \pm 0.09 \pm 0.12$
^4He Mittel		$- 18.8 \pm 1.6 \pm 1.3$	$45 \pm 5 \pm 1$	$2.32 \pm 0.05 \pm 0.07$

Tab. V.2 Experimentelle Ergebnisse für die Effekte der starken Wechselwirkung (Fehler getrennt in statistischen (1. Angabe) und systematischen Anteil (2. Angabe)).

V.2 Intensitäten und hadronische 3d-Breiten

Im ersten Abschnitt soll zunächst auf die Korrekturfaktoren der Intensitäten eingegangen werden, anschließend werden die 3d-Breiten und die absoluten Intensitäten berechnet.

V.2.1 Korrekturen der gemessenen Intensitäten

Die Korrekturen der Intensitäten sind die schon in Kap. III.2 diskutierte

Nachweiswahrscheinlichkeit sowie eventuelle Korrekturen auf Parallel- und Auger-Übergänge.

Ein zur Bestimmung der 3d-Breite gemessener Röntgenübergang, z.B. (4 → 3), setzt sich aus verschiedenen Parallelübergängen zusammen, die im Detektor energetisch nicht trennbar sind (s. Anhang A). Somit enthält die gemessene Intensität Anteile, die nicht zur Bevölkerung des 3d-Niveaus beitragen.

Eine Aussage über dieses Verhältnis kann man entweder durch Kaskadenrechnungen machen oder man schätzt die Intensität der Parallelübergänge mit Hilfe der beobachtbaren höheren Übergänge ($\Delta n \geq 2$) ab. Am Beispiel des (4 → 3)-Überganges ist in Anhang B eine Fehlerabschätzung durchgeführt worden. Durch die schon hohe Zirkularität der Kaskade ist der Anteil der Parallelübergänge nur noch $(1.6 \pm 0.3) \%$ für $\bar{p}^4\text{He}$ und $(1.1 \pm 0.2) \%$ für $\bar{p}^3\text{He}$.

Zusätzlich zu den beobachteten Röntgenübergängen könnten auch Übergänge durch internen oder externen Auger-Effekt auftreten. Dies ist jedoch in den hier beobachteten Übergängen nicht mehr der Fall, weil das $\bar{p}\text{He}$ -Atom vollständig ionisiert ist und es während dieser Übergänge auch bleibt.

Auch der externe Auger-Effekt kann vernachlässigt werden. Eine Ratenabschätzung mit [LAN 80] liefert bei einem Druck von 1 atm für den (4 → 3)-Übergang in $\bar{p}^4\text{He}$: $\Gamma_{\text{Au}}/\Gamma_{\text{rad}} \ll 10^{-3}$.

Somit bleibt als Korrektur nur die auf die Nachweiswahrscheinlichkeit übrig. Die so korrigierten Intensitäten wurden zunächst für die Berechnung der hadronischen 3d-Breiten benutzt.

V.2.2 Die Bestimmung der hadronischen 3d-Breite

Zur Bestimmung der hadronischen 3d-Breiten braucht man, wie in Kap. II.3 gezeigt, die Population des 3d-Niveaus (M-Serie) und die Intensität des (3d → 2p)-Überganges. Mit Glg. (II.13) ergibt sich für die hadronische 3d-Breite :

$$\Gamma_{3d}^{\text{had}} = \left(\frac{P_{3d}}{I_{3d \rightarrow 2p}} - 1 \right) \cdot \Gamma_{3d}^{\text{em}} \quad (\text{V.1})$$

Die Population des 3d-Niveaus ergibt sich als Summe über die beobachtete M-Serie ($n \rightarrow 3d$). Die Hauptbeiträge erfolgen durch den (4f → 3d)- und den

(5f → 3d)-Übergang, die anderen (6,7,8,... → 3d) haben schon sehr kleine Intensitäten mit hohen statistischen Fehlern. Diese tragen jedoch nur geringfügig zum Gesamtfehler bei. Höhere Übergänge mit $\Delta n > 5$ kann man aufgrund der beobachteten (6f → 3d), (7f → 3d) und (8f → 3d)-Intensitäten auf < 3 % der Beiträge zur M-Serie abschätzen. Weitere Korrekturen der Intensitäten (s. Kap. V.2.3) sind zur Bestimmung der 3d-Breiten nicht nötig, da sie sich im Verhältnis (s. Glg. V.1) herauskürzen.

Auf die ebenfalls benötigte elektromagnetische Strahlungsbreite des 3d-Niveaus Γ^{em} und deren Korrektur durch den Fried-Martin-Faktor [FRI 63, BAC 84] wird in Anhang A eingegangen. Tab. V.2 gibt nun für die verschiedenen Meßperioden, Detektoren und Isotope die ermittelten 3d-Breiten sowie deren mit den statistischen Fehlern gewichtete Mittelwerte an.

V.2.3 Die Ausbeuten

Die Bestimmung der Ausbeuten der Röntgenübergänge pro Einfang eines Antiprotons wird für die verschiedenen Messungen unterschiedlich durchgeführt.

Für die Messungen I und II ergibt sich die absolute Ausbeute Y eines Röntgenüberganges aus den mit der \bar{p}_{Ein} -Koinzidenz aufgenommenen Spektren :

$$Y = I^{exp} \cdot [\bar{p}_{Ein} \cdot F_{Stopp} \cdot f_{\Omega_D} \cdot f_{\epsilon\mu_D}]^{-1} \quad (V.2)$$

I^{exp}	: gemessene Intensität
\bar{p}_{Ein}	: Anzahl der einlaufenden Antiprotonen (S1·S2)
F_{Stopp}	: Anzahl der gestoppten Antiprotonen (s. Kap. IV.2)
f_{Ω_D}	: geometrischer Raumwinkel des Detektors
$f_{\epsilon\mu_D}$: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors

Für die Messung III hingegen kann man die Ermittlung der absoluten Ausbeute mit der antiprotonischen Stickstoffmessung durchführen. Dabei wird ausgenutzt, daß die Energiedifferenz zwischen dem (9 → 8)-Übergang in $\bar{p}N$ (s. Tab. IV.1) und dem (4 → 3)-Übergang in \bar{p}^4He (s. Tab. V.1) sehr gering ist. Somit kann man die Nachweiswahrscheinlichkeit für beide Über -

gänge als gleich annehmen und direkt die gemessenen Intensitäten zur Auswertung benutzen. Die Ausbeute der (4 → 3)-Linie ist dann

$$Y_{4 \rightarrow 3}^{\text{He}} = \frac{I_{4 \rightarrow 3}^{\text{He}} \cdot F_{\text{Stopp}}^{\text{N}} \cdot Y_{9 \rightarrow 8}^{\text{N}}}{I_{9 \rightarrow 8}^{\text{N}} \cdot F_{\text{Stopp}}^{\text{He}}} \quad (\text{V.3})$$

$I_i^{\text{He,N}}$: gemessene Intensität
 F_{Stopp} : Anzahl der gestoppten Antiprotonen
 $Y_{9 \rightarrow 8}^{\text{N}}$: Ausbeute der $\bar{p}\text{N}(9 \rightarrow 8)$ -Linie, ermittelt mit dem Kaskadenprogramm CASCAD [CAS 74]

Damit erhält man einen kleineren Fehler, da Raumwinkel und Nachweiswahrscheinlichkeit nicht mehr eingehen. Die Ausbeute der anderen $\bar{p}\text{He}$ -Übergänge ergibt sich dann durch

$$Y_{n \rightarrow m} = \frac{I_{n \rightarrow m} \cdot f_{\epsilon \mu \text{D}}^{4 \rightarrow 3}}{I_{4 \rightarrow 3} \cdot f_{\epsilon \mu \text{D}}^{n \rightarrow m}} \cdot Y_{4 \rightarrow 3} \quad (\text{V.4})$$

In Tab. V.3 sind für alle Messungen die Ausbeuten in Abhängigkeit vom Druck für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ angegeben.

V.3 Diskussion der Fehler

Die Beiträge zu den Fehlerangaben rühren neben zu kleiner Statistik für die nicht zirkularen Übergänge von den systematischen Fehlern in der Nachweiswahrscheinlichkeit, der Stoppeffizienz und des Raumwinkels her.

Für die systematischen Fehler bei der Bestimmung der 3d-Breiten kann man einen annähernd konstanten Wert annehmen, da die benutzten Methoden zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit im wesentlichen identisch sind. Die statistischen Fehler hingegen werden von Messung zu Messung aufgrund der vergrößerten Raumwinkel und der erhöhten Nachweiswahrscheinlichkeiten immer kleiner. Auch die Reduzierung des Meßdruckes führt zu einer Verbesserung, da die Kaskade durch den weniger wirksamen Stark-Effekt immer zirkularer wird (s. Kap. II.1). Dadurch wird die mögliche Intensität immer mehr in einem Übergang konzentriert, dessen Anpassung dadurch erleichtert wird.

Vergleicht man die Ergebnisse der Einzelmessungen untereinander, so sind

im Rahmen der Fehler keine Unterschiede erkennbar. Die Gesamtfehler der Mittelwerte liegen nur noch bei 4 - 7 % und ergeben damit eine sehr genaue Bestimmung der hadronischen 3d-Breite.

Für die absoluten Ausbeuten erhält man wesentlich größere Fehler, da hierbei alle Korrekturfaktoren benutzt werden. In der Messung I und II tragen hauptsächlich die großen Fehler der Stoppeffizienz und der Nachweiswahrscheinlichkeit (unterhalb ~ 5 keV) bei. Eventuelle Unsicherheiten über Lage und Größe der Stopprezision wurden dabei nicht berücksichtigt. In Messung II und III erhält man deutlich kleinere Fehler für die Stoppeffizienz (Kap. II.2.4) und in Messung III erfolgte durch die besser bekannte Nachweiswahrscheinlichkeit unterhalb 5 keV eine weitere Reduzierung der Fehler.

Bei der Bestimmung der 2p-Verschiebung erhält man als systematischen

	$\bar{p} \text{ } ^3\text{He}$	$\bar{p} \text{ } ^4\text{He}$			
	72 mbar	600 mbar	375 mbar	72 mbar	36 mbar
3 \rightarrow 2	26 \pm 4	13 \pm 3	10 \pm 3	21 \pm 3	23 \pm 2
4 \rightarrow 2	1.9 \pm 0.5	1.5 \pm 0.4	2.0 \pm 1.5	2.2 \pm 0.5	0.8 \pm 0.2
$\Sigma \rightarrow$ 2	33 \pm 8	-----	-----	33 \pm 7	25 \pm 2
4 \rightarrow 3	45 \pm 6	30 \pm 7	24 \pm 6	43 \pm 4	48 \pm 9
5 \rightarrow 3	8.2 \pm 1.5	4.5 \pm 1.2	2.0 \pm 1.2	5.5 \pm 1.3	4.0 \pm 0.4
6 \rightarrow 3	2.3 \pm 0.7	1.5 \pm 0.9	1.1 \pm 0.9	2.2 \pm 0.4	1.4 \pm 0.2
$\Sigma \rightarrow$ 3	64 \pm 11	35 \pm 9	26 \pm 8	57 \pm 6	57 \pm 3
5 \rightarrow 4	32 \pm 9	-----	-----	37 \pm 3	-----
6 \rightarrow 4	5.7 \pm 4.3	-----	-----	7.6 \pm 2.9	-----
$\Sigma \rightarrow$ 4	42 \pm 12	-----	-----	52 \pm 16	-----

Tab. V.3 Ausbeuten der Röntgenübergänge in $\bar{p} \text{ } ^3\text{He}$ und $\bar{p} \text{ } ^4\text{He}$ in Abhängigkeit vom Druck

Fehler die Unsicherheit im Eichpolynom. Diese variiert wegen der unterschiedlichen Statistik (Meßzeit) der einzelnen Eichspektren. Man kann die Einzelmessungen in zwei Gruppen einteilen. Einmal in die der Messungen mit großflächigen Detektoren (Si III, Ge I, Ge II), bei denen die systematischen und statistischen Fehler annähernd gleich groß sind und andererseits die der kleinflächigen Detektoren (Si I, Si II), bei denen der statistische Fehler dominiert.

Bei der hadronischen $2p$ -Breite ist die Fehlerdiskussion recht einfach, da der statistische Fehler deutlich dominiert. Die Unsicherheit in der Steigung des Eichpolynoms (eV/Kanal) liegt nur bei $\sim 0.2\%$.

Eine deutlich verbesserte Statistik ist nur für eine bessere Bestimmung der $2p$ -Breiten nütze. Alle anderen Ergebnisse haben einen statistischen Fehler, der kleiner oder in der gleichen Größenordnung ist wie der systematische. Eine weitere Verbesserung der Aussagekraft ist dann nur durch höher auflösende Detektoren, wie z.B. Kristallspektrometer möglich.

VI. DISKUSSION DER RESULTATE

VI.1 Hadronische Effekte

Die in Kap. V ermittelten Größen für die Breiten und Verschiebungen werden mit Resultaten verschiedener theoretischer Ansätze verglichen und diskutiert.

VI.1.1 Die Bestimmung der Streulänge

Wie in Kap. II.4 schon gezeigt kann die hadronische Wechselwirkung durch ein komplexes Potential $V^{\text{had}}(\vec{r})$ (Glg. (II.22)) beschrieben werden. Dabei wird die Größe des Potentials mit einer komplexen Streulänge verknüpft und sein radialer Verlauf durch die Nukleonenverteilung beschrieben (s. Kap. II.4.2).

Eine Analyse der Breiten und Verschiebungen im Rahmen der Näherungen von Glg. (II.22) erfolgte mit dem Programm PIATOM [PIA 76], das für eine vorgegebene Streulänge Breiten und Verschiebungen antiprotonischer Niveaus berechnet. Im Programm ist die Benutzung einer 'harmonic-well'-Dichteverteilung (s. Kap. II.4.2) vorgesehen, die üblicherweise zur Beschreibung leichtester Atome benutzt wird. :

$$\rho(r) = \left[1 + \frac{Z-2}{3} (r/R)^2 \right] e^{-(r/R)^2} \quad (\text{VI.1})$$

R : mittlerer quadratischer Radius $\langle r^2 \rangle$

Die Radien R erhält man aus Elektronenstreuendaten, die für ${}^3\text{He}$ $R = 1.88$ fm und für ${}^4\text{He}$ $R = 1.71$ fm ergeben [MCC 77].

Mit dem Programm PIATOM werden in der komplexen Streulängen-Ebene die Breiten und Verschiebungen errechnet. Für ${}^3\text{He}$ wurde der Bereich -10.0 fm $< \text{Re}\{\bar{a}\} < 10.0$ fm und 0.0 fm $< \text{Im}\{\bar{a}\} < 15.0$ fm berechnet, während für ${}^4\text{He}$ 0.0 fm $< \text{Re}\{\bar{a}\} < 10.0$ fm und 0.0 fm $< \text{Im}\{\bar{a}\} < 10.0$ fm benutzt wurde. Die Schrittweite betrug für Real- und Imaginärteil jeweils 0.1 fm. Zur Ermittlung derjenigen Streulänge, die die experimentellen Werte am

besten reproduziert, wurde die Methode der kleinsten quadratischen Abweichung benutzt. Dabei wird das Minimum der Funktion

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(x_i^{\text{exp}} - x_i^{\text{Fit}})^2}{(\Delta x_i^{\text{exp}})^2} \quad (\text{VI.2})$$

gesucht, wobei Δ_i^{exp} den experimentellen Fehler beschreibt. Es wurden jedoch mehrere Minima pro Isotop gefunden. Deren Festlegung erfolgte hauptsächlich durch den sehr kleinen Fehler der oberen Breite. Es wurde jeweils ein sehr flaches Minimum bei großem Imaginärteil gefunden. Zusätzlich zeigte sich eine Gruppe von sehr eng begrenzten tiefen Minima, die eine periodische Struktur mit kleinen Imaginärteilen bei anwachsendem Realteil aufweisen. Ein ähnliches Verhalten wurde auch von anderen Autoren bei der Streulängenbestimmung einzelner anderer Elemente [KRE 71, KOC 71, BAT 84, BAT 85] beobachtet, wobei diese Oszillationen am Beispiel eines einfachen Kernpotentials erklärt werden konnten. Diese oszillierenden Minima verschwinden, wenn man gleichzeitig verschiedene Elemente zur Anpassung benutzt. Dies weist auf die Notwendigkeit der Benutzung umfangreicherer Datensätze hin.

In Fig. VI.1 ist das unter Benutzung der 2p- und 3d-Werte ermittelte χ^2 in den untersuchten Streulängenbereichen für ^3He und ^4He separat aufgetragen. Es wurden auch Anpassungen durchgeführt, die nur die 2p-Resultate benutzten, die bei ^3He zu Streulängen mit wesentlich größeren Fehlern führten (s. Fig. VI.2), für ^4He jedoch nur oszillierende Minima ergaben.

Führt man die Minimumsuche für ^3He und ^4He gleichzeitig durch, so erhält man ein recht gut lokalisiertes Minimum mit großem Imaginärteil, während gleichzeitig die oszillierenden Minima aufgefüllt werden.

In Tab. VI.1 sind die mit verschiedenen Bedingungen ermittelten Streulängen und die zugehörigen erwarteten Breiten und Verschiebungen angegeben. Dabei werden die Meßergebnisse für ^3He sehr gut beschrieben, während für ^4He nur die obere Breite gut bestimmt ist. Das Verhältnis zwischen Real- und Imaginärteil liegt bei $-(0.08 + 0.32/-0.65)$ für ^3He , bei $+(0.27 + 0.41/-0.21)$ für ^4He und bei $+(0.24 + 0.06/-0.07)$ wenn die Ergebnisse beider Isotope zur Anpassung benutzt werden. Dies ergibt nicht nur einen deutlichen Größenunterschied, sondern auch durch den negativen Realteil der

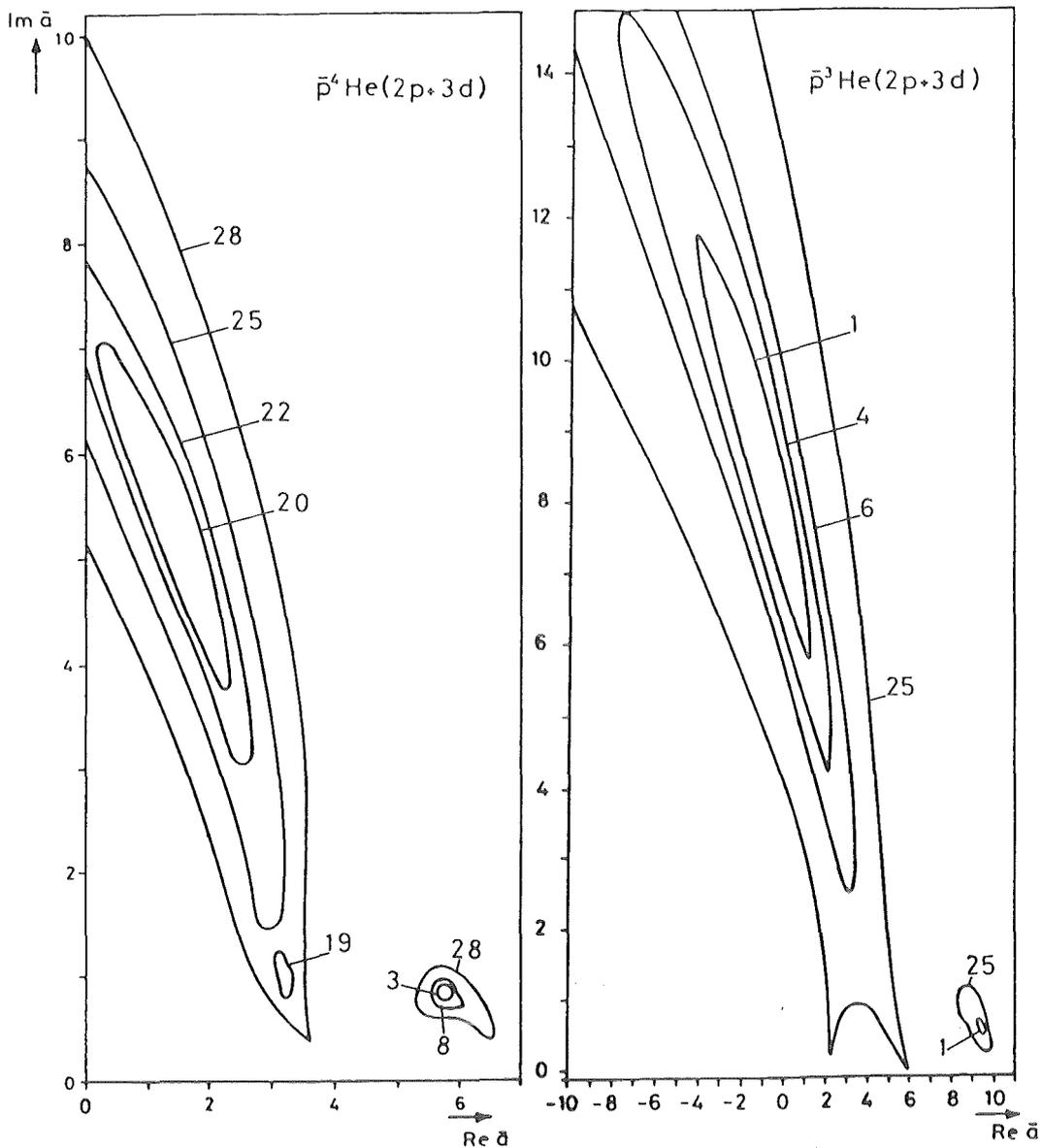


Fig. VI.1 χ^2 -Analyse mit den Ergebnissen für die 2p- und 3d-Niveaus zur Ermittlung der effektiven Streulänge \bar{a} von $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$.

Streulänge bei ^3He einen Vorzeichenwechsel.

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit früheren Messungen, auch anderer Elemente, die ebenfalls den Streulängenansatz benutzen [POT 77, GUI 81, BAT 81/84/85, DAV 84] zeigt ein deutliches Anwachsen des Imaginärteils bei den Helium-Isotopen. Eine Messung mit $\bar{p}^4\text{He}$ [DAV 84] liefert $\bar{a} = \{(2.7 \pm 1.0) + i(2.1 \pm 1.4)\}$ fm mit einem deutlich kleineren χ^2 , was jedoch aufgrund der viel größeren Meßfehler für deren 2p-Breite und -Verschiebung

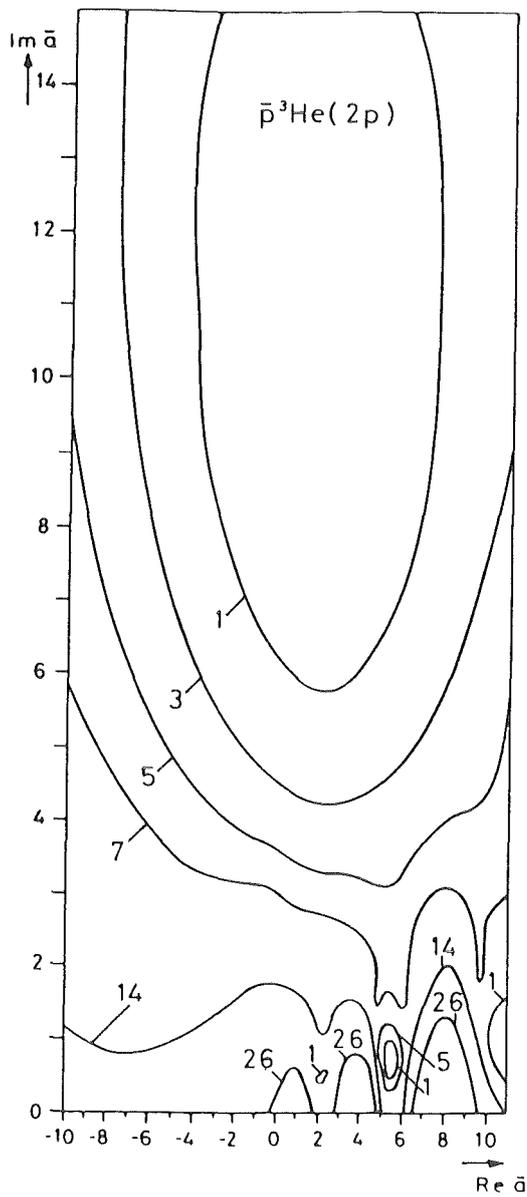


Fig. VI.2 χ^2 -Analyse allein mit den Ergebnissen des 2p-Niveaus für $\bar{p}^3\text{He}$.

	2p-, 3d-Ergebnisse	ϵ_{2p} (eV)	Γ_{2p} (eV)	Γ_{3d} (meV)	χ^2
$\bar{a}(\bar{p}^3\text{He})/\text{fm}$	$(-0.7 \pm_{3.6}^{2.1}) + i(8.5 \pm_{2.6}^{3.2})$	-15.9	20.8	2.15	0.280
$\bar{a}(\bar{p}^4\text{He})/\text{fm}$	$(1.5 \pm 1.1) + i(5.5 \pm_{1.7}^{1.5})$	-14.8	25.3	2.37	19.60
$\bar{a}(\bar{p}^3\text{He}+\bar{p}^4\text{He})/\text{fm}$	$(1.4 \pm_{0.4}^{0.2}) + i(5.8 \pm_{0.2}^{0.5})$	-12.3/-15.2	23.9/25.1	2.12/2.40	20.40

Tab. VI.1 Effektive Streulängen \bar{a} für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ mit den 2p- und 3d-Ergebnissen ermittelt. Zusätzlich sind die mit den gefundenen \bar{a} ermittelten Parameter der starken Wechselwirkung aus PIATOM [PIA 76] angegeben.

verständlich ist (s. Glg. (VI.2)). Während der Realteil jener Messung im Rahmen des Fehlers mit dem hier berechneten übereinstimmt, sind die Ergebnisse für den Imaginärteil sehr unterschiedlich. Dies ist auf die größeren Meßwerte für die in dieser Arbeit ermittelten 2p-Breiten und -Verschiebungen zurückzuführen.

Benutzt man den in Glg. (II.22) beschriebenen Zusammenhang zwischen der effektiven Streulänge und dem optischen Potential, so erhält man den in Fig. VI.3 gezeigten Potentialverlauf. Dabei wurde die Nukleonverteilung $\rho(\vec{r})$ durch die Ladungsverteilung $\rho_p(\vec{r})$ bestimmt [MCC 77] und $\rho_p(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) = \rho(\vec{r})/2$ (für ${}^4\text{He}$) gesetzt, während für ${}^3\text{He}$ $\rho_n(\vec{r}) = (N/Z) \cdot \rho_p(\vec{r})$ benutzt wurde. Die eingezeichneten Fehler stellen die Unsicherheiten bzgl. der Streulänge dar, die für kleinere Kernradien so groß werden, daß der Potentialverlauf nicht mehr bestimmt ist. Dies kann durch die Annihilation

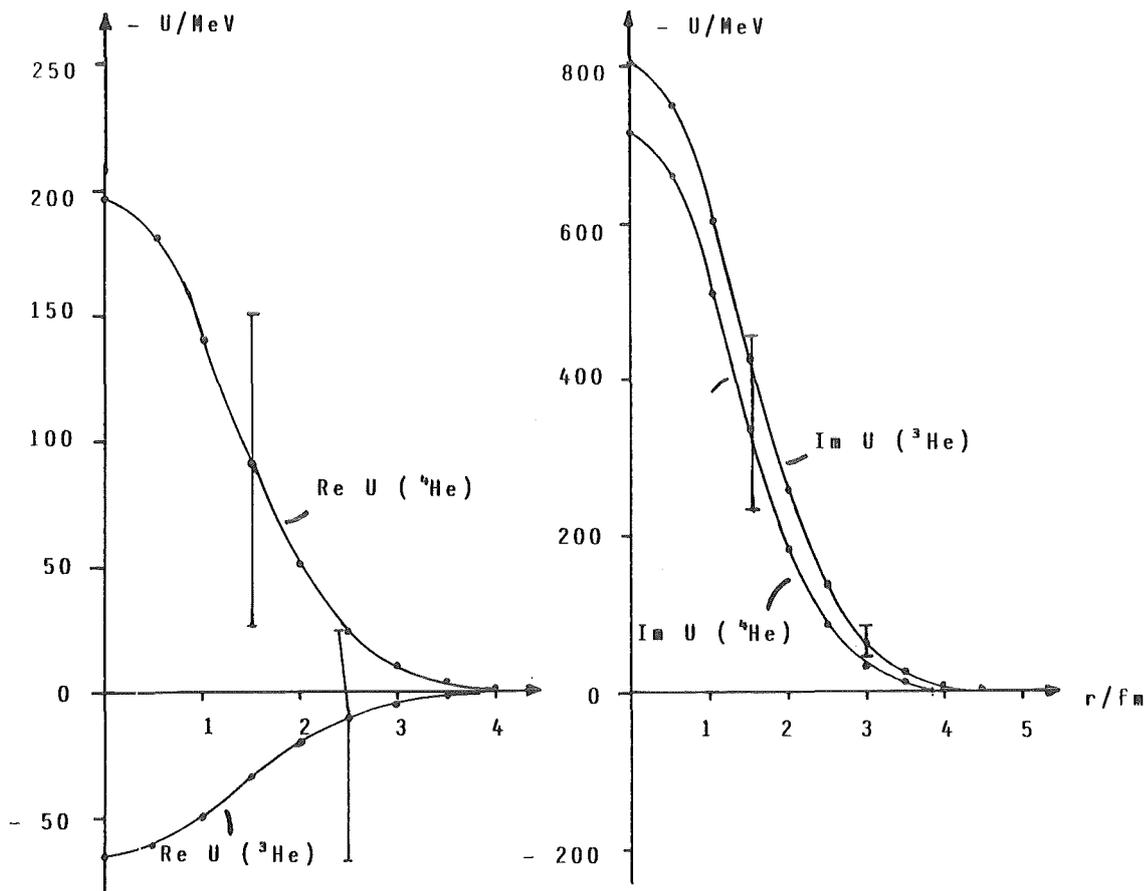


Fig. VI.3 Verlauf des optischen Potentials nach Glg. (II.22) und (VI.1), wobei die in Tab. VI.1 ermittelten effektiven Streulängen \bar{a} benutzt wurden.

der Antiprotonen schon in den äußeren Kernbereichen verstanden werden, so daß die innere Struktur nicht mehr erfaßt werden kann.

Vorhersagen für die Streulänge, die aus der elementaren NN-Wechselwirkung abgeleitet werden [BRY 68] liefern $a_{NN} = -1.8 + i 1.5$ gemittelt über verschiedene Isospin- und Spinbeiträge. Ein Vergleich mit den He-Streulängen zeigt, daß auch hier ein deutlich kleinerer Imaginärteil vorhergesagt wird. Das negative Vorzeichen des Realteils wird jedoch bei ${}^3\text{He}$ reproduziert, während ${}^4\text{He}$ und auch die Streulängen anderer Messungen an schwereren Kernen immer einen positiven Realteil liefern.

Generell fordern mikroskopische Modelle [DOV 82, NIS 83] einen negativen Realteil der Streulänge, d.h. einen repulsiven Realteil des Potentials, der bei großen Radien in einen leicht attraktiven Bereich übergeht. Man kann das Ergebnis von ${}^3\text{He}$ dadurch erklären, daß der Kern schon ein ähnliches Verhalten zeigen kann, wie ein einzelnes Nukleon. Mit anwachsendem A tritt diese 'Ein-Nukleon-Eigenschaft' dann in den Hintergrund und führt zu einem positiven Realteil der Streulänge und somit zu einem attraktiven Potentialbeitrag. Eine Prüfung dieser Hypothese wird mit Messungen an $\bar{p}\text{H}$ und $\bar{p}\text{D}$ möglich sein.

VI.1.2 Breiten und Verschiebungen

Einen Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit anderen Messungen liefern die in Tab. VI.2 zusammengestellten Daten von $\bar{p}{}^4\text{He}$. Dabei wurden die ersten Messungen mit flüssigem Helium durchgeführt, um eine ausreichend hohe Anzahl von gestoppten Antiprotonen zu erzielen. Alle diese Messungen sind mit sehr hohen Fehlern behaftet, falls eine Bestimmung der hadronischen Effekte überhaupt möglich war. Erst die Benutzung von Gasen brachte eine Reduktion der Fehler. Eine drastische Verbesserung zeigt sich erst bei den bisherigen Messungen am LEAR, welche aber trotzdem noch Diskrepanzen aufweisen, die noch nicht geklärt sind.

Theoretische Vorhersagen für die Breiten und Verschiebungen existieren bisher nur für ${}^4\text{He}$. Sie zeigen eine recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, unabhängig vom benutzten Modell der Wechselwirkung.

In [KAU 86] wird die Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern durch eine Annihilationswahrscheinlichkeit beschrieben. Dabei ergibt sich eine

Annihilationszone bei Radien, die deutlich größer als die $\langle r_{\text{rms}} \rangle$ -Radien sind, was die Annihilation in den Außenbereichen des Kernes beschreibt. Die Vorhersagen für die 2p- und 3d-Breite sind in Tab. VI.2 aufgeführt, wobei die 2p-Breite eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten zeigt.

Ein mikroskopisches Modell, das die \bar{N} -Kern-Wechselwirkung durch Summation über alle zwei-Teilchen-Potentiale der $\bar{p}N$ -Paare beschreibt, wird in [DUM 85] benutzt. Dabei wird jedes Potential aus einem Zentral-, Spin-Bahn- und einem Tensor-Term zusammengesetzt. Die berechneten Energieverschiebungen zeigen eine Abhängigkeit vom Gesamtdrehimpuls j und sind in Tab. VI.2 mit angegeben. Auch hier ist die Übereinstimmung der 2p-Breite mit den experimentellen Werten sehr gut, während die Verschiebung Diskrepanzen zeigt.

Trotz der schon sehr großen Präzision der Meßwerte ist noch keine endgültige Beurteilung der einzelnen Modelle möglich, da immer nur ein Para-

Publikation	ε_{2p} (eV)	Γ_{2p} (eV)	Γ_{3d} (meV)
[BAR 75]	+ 11 \pm 820	-	-
[POT 77]	+ 5 \pm 18	90 \pm 70	0.34 \pm 0.33
[POT 78]	- 50 \pm 18	90 \pm 50	-
[WOD 82]	- 14 \pm 8	-	2.8 \pm 1.1 [†]
[BAI 83]	- 12 \pm 14	0 +30/-0	-
[DAV 84]	- 7.4 \pm 5.3	35 \pm 15	2.40 \pm 0.50
[DUM 85]	- 4 / - 6	36 / 38	-----
[KAU 86]	-----	42	3.2
Diese Arbeit:			
$\bar{p}^4\text{He}$	- 18.8 \pm 2.1	45 \pm 5	2.32 \pm 0.09
$\bar{p}^3\text{He}$	- 17.2 \pm 4.7	25 \pm 9	2.14 \pm 0.15

Tab. VI.2 Parameter der starken Wechselwirkung verschiedener Messungen und Vorhersagen für $\bar{p}^4\text{He}$ (+ ohne Fried-Martin-Faktor).

meter der hadronischen Wechselwirkung gut reproduziert wird, während die anderen Abweichungen zeigen.

VI.2 Die Druckabhängigkeit der Ausbeuten

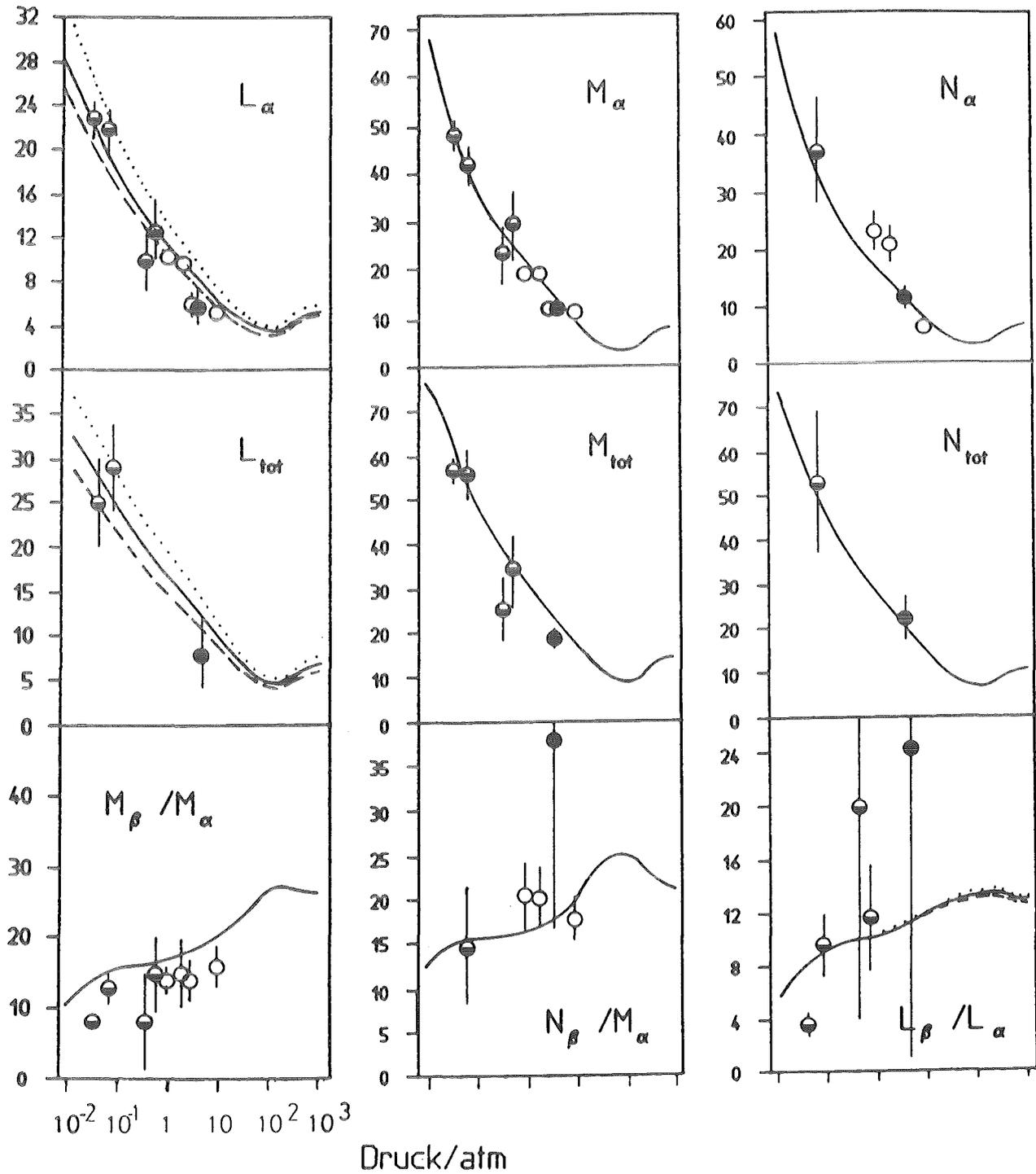
Die in Tab. V.3 angegebenen absoluten Ausbeuten der Röntgenübergänge zeigen eine deutliche Druckabhängigkeit. Die Intensität der zirkularen Übergänge nimmt mit fallendem Druck zu, da der Einfluß des Stark-Effektes (Kap. II.1) immer geringer wird. Dadurch wird die Mischung der Drehimpulszustände in hohen Niveaus vermieden, so daß es zur Ausbildung einer stärker zirkularen Kaskade kommt. Außerdem kann es durch die fehlenden Beimischungen eines s-Anteils nicht zu verstärkten Annihilationen kommen. Zum Vergleich liefern Messungen mit flüssigem Helium eine deutlich geringere Ausbeute, wie z.B. $Y(3 \rightarrow 2) = 0.7 \%$ und $Y(4 \rightarrow 3) = 0.5 \%$ für $\bar{p}^4\text{He}$ [POT 78].

In Fig. VI.4 werden die absoluten Ausbeuten mit Kaskadenrechnungen [LAN 80, REI 86] und anderen Messungen [WOD 82, DAV 84] für $\bar{p}^4\text{He}$ verglichen. Die zur Berechnung benutzten Parameter sind $\epsilon_{2p} = -7.4$ eV, $\Gamma_{2p} = 35$ eV sowie drei verschiedene 3d-Breiten $\Gamma_{3d} = 1.9, 2.4$ und 2.9 meV. Für $\bar{p}^3\text{He}$ sind in Fig. VI.5 die durch die unterschiedliche 3d-Breite von $\bar{p}^4\text{He}$ abweichenden Ergebnisse angegeben.

Die über weite Druckbereiche vorhandene Übereinstimmung zeigt, daß die antiprotonische He-Kaskade schon recht gut verstanden ist. Einzig die Abweichung der Meßwerte für M_β/M_α und L_β/L_α bei niederen Drucken weist auf eine Überschätzung des Stark-Effektes in diesem Druckbereich bei der simulierten Kaskade hin.

Der in den theoretischen Vorhersagen bei hohen Drucken stattfindende Anstieg der Ausbeuten ist durch Molekülionenformation der Helium-Atome zu verstehen. Deren Geschwindigkeit ist dann herabgesetzt, so daß die Wahrscheinlichkeit für den Stark-Effekt reduziert wird. Daß selbst bei den niedrigsten Drucken der Messungen zu dieser Arbeit noch keine Sättigung der Ausbeuten erreicht wurde, weist nochmals auf die Notwendigkeit hin, Messungen bei möglichst niederen Drucken durchzuführen, da nur dort ein völlig isoliertes antiprotonisches System vorliegt.

Ausbeute / %



⊙ : diese Arbeit

○ : [DAV 84]

● : [WOD 82]

Fig. VI.4 Absolute Ausbeuten der $\bar{p}^4\text{He}$ -Röntgenübergänge in Abhängigkeit vom Druck im Vergleich zu Kaskadenrechnungen von [LAN 80, REI 86], ausgeführt mit verschiedenen 3d-Breiten (... 1.9 meV, --- 2.4 meV, - - 2.9 meV).

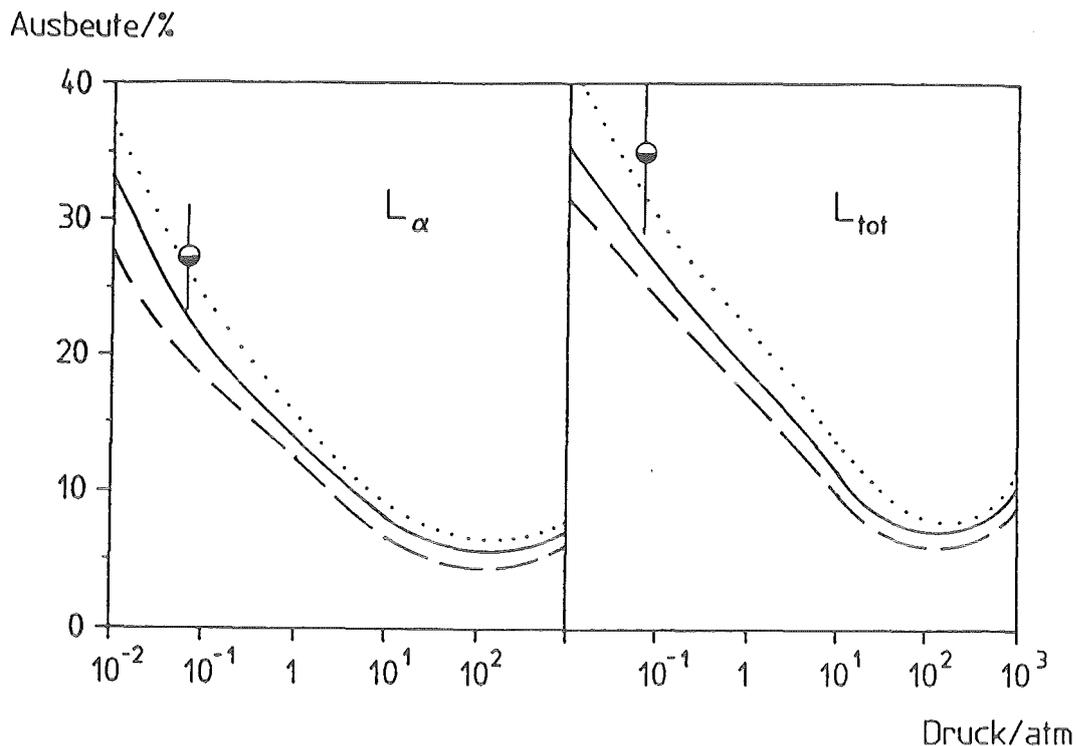


Fig. VI.5 Von $\bar{p}^4\text{He}$ abweichende absolute Ausbeuten für $\bar{p}^3\text{He}$ (s. Fig. VI.4)

VI.3 Isotopie-Effekte

Der Vergleich der Ergebnisse für die beiden Helium-Isotope zeigt deutliche Unterschiede. Während man für die 2p-Verschiebung fast identische Werte erhält, zeigen die Breiten eine starke Abhängigkeit von der Nucleonenzahl. Die resultierenden Isotopie-Effekte sind dann $\Delta\Gamma_{2p} = \Gamma_{2p}^{4\text{He}} - \Gamma_{2p}^{3\text{He}} = (20 \pm 10) \text{ eV}$ und $\Delta\Gamma_{3d} = \Gamma_{3d}^{4\text{He}} - \Gamma_{3d}^{3\text{He}} = (0.18 \pm 0.17) \text{ meV}$. Sie lassen sich durch die geringeren Reaktionsmöglichkeiten des Antiprotons beim ^3He deuten. Eine größere Lebensdauer führt dabei zu einer geringeren Niveauverbreiterung. Dabei ist es fraglich, ob dieser Unterschied nur auf ein isoliertes Neutron zu beziehen ist, oder ob seine Wechselwirkung mit den anderen Nucleonen des Kerns einen zusätzlichen Einfluß hat.

Bei den absoluten Intensitäten scheint ebenfalls ein Isotopie-Effekt vorzuliegen, da das Verhältnis der Ausbeuten für den $(5 \rightarrow 3)$ - zum $(4 \rightarrow 3)$ -Übergang für $\bar{p}^3\text{He}$ bei 0.18 ± 0.04 und für $\bar{p}^4\text{He}$ bei 0.13 ± 0.03 liegt. Diese bei $\bar{p}^3\text{He}$ weniger zirkular verlaufende Kaskade kann qualitativ durch eine

höhere Geschwindigkeit des leichteren $\bar{p}^3\text{He}$ -Systems verstanden werden. Da die Angaben jedoch innerhalb ihrer Fehler noch überlappen und auch bei der L- und N-Serie aufgrund der größeren Fehler keine Bestätigung für diesen Effekt zu erhalten ist, muß eine genauere Messung abgewartet werden.

VII. ZUSAMMENFASSUNG

Der hochintensive Antiprotonenstrahl des LEAR/CERN wurde mit Hilfe der Zyklotronfalle in ^3He - und ^4He -Gasen abgestoppt. Mit hochauflösenden Halbleiterdetektoren wurde die charakteristische Röntgenstrahlung und die Abhängigkeit ihrer Intensität vom Druck (36, 72, 375 und 600 mbar) beobachtet, wodurch der Einfluß des Stark-Effektes auf die antiprotonische Kaskade untersucht werden konnte. Die relativen und absoluten Ausbeuten pro gestopptem Antiproton wurden bestimmt.

Die Effekte der hadronischen Wechselwirkung wurden in mehreren Messungen im $(3d \rightarrow 2p)$ -Übergang beobachtet. Die gemittelten Resultate sind

	ϵ_{2p} /eV	Γ_{2p} /eV	Γ_{3d} /meV
^3He	-17.0 ± 4.7	25 ± 9	2.14 ± 0.15
^4He	-18.8 ± 2.1	45 ± 5	2.32 ± 0.09

Die daraus abgeleiteten Isotopie-Effekte sind

$$\Delta\epsilon_{2p} = -(1.8 \pm 5.1) \text{ eV}$$

$$\Delta\Gamma_{2p} = (20 \pm 10) \text{ eV}$$

$$\Delta\Gamma_{3d} = (0.18 \pm 0.17) \text{ meV}$$

Aus den Breiten und Verschiebungen wurden mittels eines optischen Potentials für jedes Isotop effektive Streulängen ermittelt:

$$^3\text{He} \quad \bar{a} = [(-0.7 + 2.1/-3.6) + i (8.5 + 3.2/-2.6)] \text{ fm}$$

$$^4\text{He} \quad \bar{a} = [(+1.5 + 1.1/-1.1) + i (5.5 + 1.5/-1.7)] \text{ fm}$$

Bei einer gemeinsamen Anpassung für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ erhält man

$$\bar{a} = [(+1.4 + 0.2/-0.4) + i (5.8 + 0.5/-0.2)] \text{ fm}$$

Die Resultate wurden mit verschiedenen theoretischen Ansätzen und deren

Vorhersagen für $\bar{p}^4\text{He}$ verglichen, die für einzelne Größen eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Theoretische Vorhersagen für $\bar{p}^3\text{He}$ existieren bis jetzt noch nicht.

ANHANG A

Als Voraussetzung zur experimentellen Bestimmung der hadronischen 3d-Breiten muß nach Glg. (II.13) die elektromagnetische Strahlungsbreite Γ_{3d}^{em} bekannt sein. Im nachfolgenden Abschnitt werden die elektromagnetischen Strahlungsbreiten für $\bar{p}\text{He}$ aus den Werten für e^-H berechnet und deren Korrektur durch den sogenannten Fried-Martin Faktor [FRI 63, BAC 84] ermittelt.

Allgemein gilt nach der Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t = \Gamma_{rad} \cdot \tau_{rad} = \Gamma_{rad} / W_{rad} = \hbar \quad (\text{A.1})$$

Γ_{rad} : elektromagnetische Strahlungsbreite
 τ_{rad} : Lebensdauer
 W_{rad} : Übergangswahrscheinlichkeit

Vereinfachend ergibt sich mit den Gleichungen (II.3) und (II.4) für die elektromagnetische Strahlungsbreite

$$\Gamma_{rad}^{em} \sim (\Delta E)^3 \cdot r_B^2 = (\mu Z^2)^3 \cdot (1/\mu Z)^2 = \mu \cdot Z^4 \quad (\text{A.2})$$

ΔE : Übergangsenergie $|n, l\rangle \rightarrow |n', l'\rangle$
 r_B : Bohrscher Radius

Damit gilt für die elektromagnetische Strahlungsbreite bei $\bar{p}\text{He}$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{rad}^{\bar{p}\text{He}} &= \Gamma_{rad}^{\bar{p}\text{H}} \cdot (\mu_{\bar{p}\text{He}} / \mu_{\bar{p}\text{H}}) \cdot (Z_{\text{He}} / Z_{\text{H}})^4 = \Gamma_{rad}^{e^-H} \cdot (\mu_{\bar{p}\text{H}} / \mu_{e^-H}) \cdot (\mu_{\bar{p}\text{He}} / \mu_{\bar{p}\text{H}}) \cdot 16 \\ &= \hbar \cdot W_{rad}^{e^-H} (\mu_{\bar{p}\text{He}} / \mu_{e^-H}) \cdot 16 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

mit $\hbar = 6.582 \cdot 10^{-16}$ (eV·s).

In Tab. A.1 sind die elektromagnetischen Strahlungsbreiten für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ angegeben, wobei die Werte für die $W_{rad}^{e^-H}$ aus [BET 57] entnommen

wurden.

Niveau	$\bar{p}^3\text{He}$ (meV)	$\bar{p}^4\text{He}$ (meV)
2p	9.06	9.67
3d	0.929	0.990
4f	0.199	0.212
5g	0.0616	0.0657
6h	0.0238	0.0254

Tab. A.1 Elektromagnetische Strahlungsbreiten der niederen Niveaus in $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ ohne Fried-Martin-Faktor

Die Berechnungen der Strahlungsbreiten erfolgte bisher unter der Annahme, daß das externe elektromagnetische Strahlungsfeld nur mit dem Antiproton wechselwirkt. Die Ankopplung an die elektrische Ladung des Kerns muß jedoch durch einen zusätzlichen Korrekturfaktor beschrieben werden. Dabei wird das System durch die Einführung einer effektiven Ladung Z_{eff} wieder durch ein Ein-Körper-Problem beschreibbar, was erstmals von Fried und Martin benutzt wurde :

$$Z_{\text{eff}} = 1 + \frac{(Z - n)}{M_K + n \cdot m_{\bar{p}}} \cdot m_{\bar{p}} \quad (\text{A.4})$$

- Z : Kernladung
 M_K : Masse des Kerns
 $m_{\bar{p}}$: Masse des Antiprotons
n : Anzahl der Antiprotonen

Für $\bar{p}\text{He}$ (n=1, Z=2) ergibt sich damit für den Fried-Martin-Faktor

$$\bar{p}^3\text{He} : (Z_{\text{eff}})^2 = 1.56$$

$$\bar{p}^4\text{He} : (Z_{\text{eff}})^2 = 1.44$$

mit dem die Strahlungsbreiten in Tab. A.1 multipliziert werden müssen.

ANHANG B

Bei der Beobachtung eines Röntgenüberganges, z.B. $4 \rightarrow 3$, kann man mit Halbleiterdetektoren Parallelübergänge (s. Fig. B.1) energetisch nicht voneinander trennen.

$$I_{4 \rightarrow 3}^{\text{exp}} = I_{4f \rightarrow 3d} + I_{4d \rightarrow 3p} + I_{4p \rightarrow 3d} + I_{4p \rightarrow 3s} + I_{4s \rightarrow 3p} \quad (\text{B.1})$$

Eine Abschätzung der Größenordnung der unerwünschten, da nicht zum 3d-Niveau führenden Beiträge ($4p \rightarrow 3s$) und ($4d \rightarrow 3p$) ist mit Hilfe des beobachteten ($4 \rightarrow 2$)-Überganges möglich. Beiträge vom ($4s \rightarrow 3p$)-Übergang kann man dabei vernachlässigen, da es im s-Niveau zur Annihilation kommen kann, was die Intensität dieses Überganges drastisch verringert.

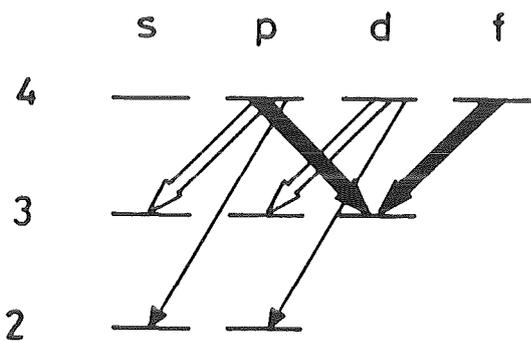


Fig. B.1
Parallelübergänge zwischen den Niveaus mit $n = 4$ und $n = 3$ sowie die zu ihrer Abschätzung benutzten ($4 \rightarrow 2$)-Übergänge.

Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Röntgenüberganges ist durch die Glg. (II.2) beschrieben. Will man jedoch nur Verhältnisse zweier Übergänge untersuchen, so sind nur die Faktoren

$$(\Delta E)^3 \cdot |\langle \Psi_f(\vec{r}) | r | \Psi_i(\vec{r}) \rangle|^2 \quad (\text{B.2})$$

$\Psi_{i,f}(\vec{r})$: Wellenfunktion des Anfangs- und Endzustandes

wichtig. Die Übergangswahrscheinlichkeiten im antiprotonischen Atom lassen sich durch den Radialanteil der Wellenfunktion beschreiben :

$$W_{rad} \sim (\Delta E)^3 \cdot 1 \cdot \left| \int dr r^3 \cdot R_n^*(\vec{r}) \cdot R_n(\vec{r}) \right|^2 = M_{n,l} \quad (\text{B.3})$$

- l : Drehimpulsquantenzahl des unteren Niveaus
 $R_n(\vec{r})$: Radiale Wellenfunktion

Für das Verhältnis zweier Übergänge gilt dann mit Glg. (B.3):

$$\frac{I_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)}}{I_{(n,l) \rightarrow (n-2,l-1)}} = \frac{M_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)}}{M_{(n,l) \rightarrow (n-2,l-1)}} = F_{n,l} \quad (\text{B.4})$$

Für einen beobachteten Übergang erhält man dann mit

$$I^{\text{exp}} = I^{\text{zirk}} + \Sigma I^{\text{par}} \quad (\text{B.5})$$

und

$$\Sigma I^{\text{par}}_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)} = \Sigma F_{n,l} \cdot I_{(n,l) \rightarrow (n-2,l-1)} \quad (\text{B.6})$$

für die Intensität des zirkularen Anteils eines Überganges

$$I^{\text{zirk}}_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)} = I^{\text{exp}}_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)} - \Sigma F_{n,l} \cdot I_{(n,l) \rightarrow (n-2,l-1)} \quad (\text{B.7})$$

Da der Faktor F für die verschiedenen Intensitätsverhältnisse (s. Glg. (B.4)) nur eine minimale Variation um den Wert $F \sim 0.33$ zeigt, wird er für alle als konstant angenommen. Damit wird Glg. (B.7) zu

$$I^{\text{zirk}}_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)} = I^{\text{exp}}_{(n,l) \rightarrow (n-1,l-1)} - F \cdot \Sigma I_{(n,l) \rightarrow (n-2,l-1)} \quad (\text{B.8})$$

In Tab. B.2 sind für $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ die Ergebnisse der Detektoren Si II und Ge I angegeben. Als Mittelwerte ergeben sich für die Anteile der Parallelübergänge an der gemessenen ($4 \rightarrow 3$)-Intensität folgende Werte :

$$\begin{array}{l} \bar{p}^3\text{He} \quad I_{4 \rightarrow 3}^{\text{par}} / I_{4 \rightarrow 3}^{\text{exp}} = (1.05 \pm 0.23) \% \\ \bar{p}^4\text{He} \quad I_{4 \rightarrow 3}^{\text{par}} / I_{4 \rightarrow 3}^{\text{exp}} = (1.56 \pm 0.26) \% \end{array}$$

Übergang	Energie (eV)		l	$ \int \dots ^2 (r_B^2)$	M ($10^{12} \cdot r_B^2$)	
	$\bar{p}^3\text{He}$	$\bar{p}^4\text{He}$			$\bar{p}^3\text{He}$	$\bar{p}^4\text{He}$
4d \rightarrow 3p	3651	3891	2	57.0	5.55	6.72
4p \rightarrow 3s	3615	3847	1	29.8	1.41	1.70
4d \rightarrow 2p	14086	15015	2	2.9	16.2	19.6
4p \rightarrow 2s	13970	14870	1	1.66	4.53	5.46

Tab. B.1 Betragsquadrate für den (4 \rightarrow 3)-Übergang (s. Glg. B.2) in $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ zur Abschätzung der Intensitäten von Parallelübergängen (r_B : Bohrscher Radius).

Isotop	Detektor	I(Par)/(I(Par+Zirk))
^4He	Ge I	1.66 \pm 0.39
^4He	Ge I	1.32 \pm 0.46
^4He	Si II	1.26 \pm 0.74
^4He	Si II	2.31 \pm 0.83
^3He	Ge I	0.89 \pm 0.25
^3He	Si II	1.87 \pm 0.57

Tab. B.2 Prozentualer Anteil der Parallelübergänge des (4 \rightarrow 3)-Übergangs bei $\bar{p}^3\text{He}$ und $\bar{p}^4\text{He}$ (Messung II)

ANHANG C

In diesem Anhang sollen einige der in der vorliegenden Arbeit benutzten Größen und Begriffe näher erläutert werden.

Stoppeffizienz F_{Stopp} :

Anzahl der im Meßgas gestoppten Antiprotonen bezogen auf die mit dem Szintillator S1 (S2) als einlaufend definierten Antiprotonen.

Gemessene Intensität eines Röntgenüberganges :

Intensitäten der Röntgenübergänge, die für eine bestimmte Messung durch Computeranpassung aus den gemessenen Spektren gewonnen wird.

Korrigierte Intensität eines Röntgenüberganges :

Intensitäten der Röntgenübergänge aus den Detektorspektren korrigiert mit Nachweiswahrscheinlichkeit und Raumwinkel. Dies ist die für eine bestimmte Messung von den antiprotonischen Atomen ausgesandte Anzahl von Röntgenquanten.

Ausbeute :

Korrigierte Intensität pro gestopptem Antiproton.

LITERATURVERZEICHNIS

- [AHL 82] R.Ahlrichs, O.Dumbrais, H.Pilkuhn, H.G.Schlaile; Z. f. Phys. A306 (1982) 297
- [BAC 84] R.Bacher; Z. f. Phys. A315 (1984) 135
- [BAC 87] R.Bacher, P.Blüm, K.Elsener, D.Gotta, K.Heitlinger, M.Schneider, L.M.Simons; Proc. of the International School on Low Energy Antiproton Physics, Erice (1986), in Vorbereitung
- [BAI 83] S.Baird, C.J.Batty, F.M.Russel, P.Sharman, P.M.Bird, A.S.Clough, K.R.Parker, G.J.Pyle, G.T.Squier; Nucl. Phys. A392 (1983) 297
- [BAR 75] P.D.Barnes, S.Dytman, R.A.Eisenstein, W.C.Lam, J.Miller, R.B.Sutton, D.A.Jenkins, R.J.Powers, M.Eckhouse, J.R.Kane, B.L.Roberts, R.E.Welsh, A.R.Kunselmann, R.P.Redwine, R.E.Segel; Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1132
- [BAR 81] S.Barmo, H.Pilkuhn, H.G.Schlaile; Z. f. Phys. A301 (1981) 283
- [BAR 84] K.M.Barfoot, I.V.Mitchell, L.Avaldi, H.L.Eschbach, W.B.Gilboy; NIM B5 (1984) 534
- [BAT 81] C.J.Batty; Nucl. Phys. A372 (1981) 418
- [BAT 84] C.J.Batty, E.Friedmann, J.Lichtenstadt; Phys. Lett. 142B (1984) 241
- [BAT 85] C.J.Batty, E.Friedmann, J.Lichtenstadt; Nucl. Phys. A436 (1985) 621
- [BET 57] H.A.Bethe, E.E.Salpeter; Quantum Mechanics of One- and Two Electron Systems, Handbuch der Physik 35, Springer Verlag, Berlin (1957)
- [BEV 69] P.R.Bevington; Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc Graw-Hill (1969)
- [BOR 83] E.Borie; Phys. Rev. A28 (1983) 555
- [BRU 85] W.Bruckner, H.Dobbeling, F.Guttner, D.von Harrach, H.Kneis, S.Majewski, M.Nomachi, S.Paul, B.Povh, R.D.Ransome, T.A.Shibata, M.Treichel, T.Walcher; Phys. Lett. 158B (1985) 180
- [BRY 68] R.A.Bryan, R.J.Phillips; Nucl. Phys. B5 (1968) 201
- [CAS 74] Programm CASCADE; J.Hüfner, P.Povel, L.Tauscher, unveröffentlicht (1974)
- [DAV 84] J.D.Davies, T.P.Gorringe, J.Lowe, J.M.Nelson, S.M.Playfer, G.J.Pyle, G.T.Squier, C.A.Baker, C.J.Batty, S.A.Clark, S.Sakamoto, R.E.Welsh, R.G.Winter, E.W.Lingeman; Phys. Lett. 145B (1984) 319
- [DOV 82] C.B.Dover, J.M.Richard; Phys.Rev. C25 (1982) 1952

- [DUM 85] O.Dumbrais, A.S.Jensen, A.Miranda, G.C.Oades, J.M.Richard; Proc. of the Third LEAR-Workshop, (Hrsg. U.Gastaldi, R.Klapisch, J.M.Richard, J.Tran Thanh Van), Tignes (1985) 569
- [EGI 84] T.von Egidy, D.H.Jakubassa-Amundsen, F.H.Hartmann; Phys. Rev. A29 (1984) 455
- [FIT 84] Programm FITOS (überarbeitete Version des Programmes EVAL); T.Köhler, D.Rohmann, unveröffentlicht (1974)
- [FRI 63] Z.Fried, A.D.Martin; Nuovo Cimento 29 (1963) 574
- [GAR 84] D.Garetta, P.Birien, G.Brüge, A.Chaumeaux, D.Drake, S.Janouin, D.Legrand, M.Lemaire, B.Mayer, J.Pain, J.Peng, M.Berrada, J.Bocquet, E.Monnard, J.Mougey, P.Perrin, E.Aslanides, O.Bing, J.Lichtenstadt, A.Yavin; Phys. Lett. 149B (1984) 64
- [GUI 81] R.Guigas; Untersuchung des antiprotonischen Röntgenspektrums der Lithiumisotope ^6Li und ^7Li ; Dissertation, Universität Karlsruhe
- [HAL 82] E.E.Haller, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 29 (1982) 1109
- [JON 82] E.Jones; Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, (Hrsg. U.Gastaldi, R.Klapisch), Plenum Press, New York (1984) 15
- [JON 83] E.Jones; Proc. of the CERN Accelerator School (Hrsg. P.Bryant, S.Newmann), CERN 84-15, (1984) 79
- [KAU 86] W.B.Kaufmann, H.Pilkuhn; Phys. Lett. 166B (1986) 279
- [KNO 79] G.F.Knoll; Radiation detection and measurement, J.Wiley, New York (1979)
- [KOC 71] J.H.Koch, M.M.Sternheim, J.F.Walker; Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1465
- [KRE 71] M.Krell; Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 584
- [LAN 80] R.Landua; Untersuchung von Kaskadenprozessen in exotischen Atomen, Dissertation, Universität Mainz (1980)
- [LED 78] Table of Isotopes; Hrsg. C.M.Lederer, V.S.Shirley, J.Wiley, New York (1978)
- [LEF 82] P.Lefevre; Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, (Hrsg. U.Gastaldi, R.Klapisch), Plenum Press, New York (1984) 15
- [MAY 79] T. Mayer-Kuckuck; Kernphysik, B.G. Teubner, Stuttgart (1979)
- [MCC 77] J.S. McCarthy, I.Sick, R.R.Whitney; Phys. Rev. C15 (1977) 1396
- [NIS 83] J.A.Niskanen, A.M.Green; Nucl. Phys. A404 (1983) 495
- [PBA 85] Programm PBAR; E.Borie, B.Jödicke, unveröffentlicher Bericht,

KfK Karlsruhe (1985)

- [PIA 76] Programm PIATOM; M.Krell, L.Tauscher, unveröffentlicht (1976)
- [POT 77] H.Poth; Untersuchung von Röntgenspektren leichter antiprotonischer Atome, Dissertation, Universität Karlsruhe (1977)
- [POT 78] H.Poth, R.Abela, G.Backenstoss, P.Blüm, W.Fetscher, R.Hagelberg, M.Izycki, H.Koch, A.Nilsson, P.Pavlopoulos, L.M.Simons, L.Tauscher; Phys. Lett. 76B (1978) 523
- [REI 86] G.Reifenröther, E. Klempt, R.Landua; Cascade of Exotic Helium Atoms, 8th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Thessaloniki (1986)
- [RUS 78] J.Russel; Phys. Rev. A18 (1978) 521
- [SIM 87] L.M.Simons, R.Bacher, P.Blüm, D.Gotta, W.Kunold, M.Schneider; The cyclotron trap: A device to produce high stop densities, in Vorbereitung
- [VAN 85] S.van der Meer; Rev. Mod. Phys. 57 (1985)
- [WOD 82] R.W.Wodrich, E.G.Auld, J.M.Bailey, G.A.Beer, B.Dreher, U.Gastaldi, H.Kalinowsky, E.Klempt, R.Landua, K.Merle, K.Neubecker, C.Sabev, R.D.Wendling, B.L.White; Nucl. Phys. A384 (1982) 386