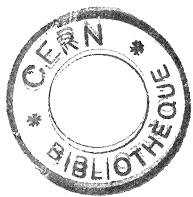


A B

KFK 4128

c



30 MARS 1987

KfK 4128
August 1986

Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons und eine Bestimmung des LS-Terms der Antiproton-Kern- Wechselwirkung

A. Kreissl
Institut für Kernphysik

Thesis-1986-Kreissl

Kernforschungszentrum Karlsruhe

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00098951

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4128

MESSUNG DES MAGNETISCHEN MOMENTES DES ANTIPIROTONS
UND EINE BESTIMMUNG DES
LS-TERMS DER ANTIPIRON-KERN-WECHSELWIRKUNG

Axel Kreissl

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

CERN LIBRARIES GENEVA

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG:

Der hochintensive Antiprotonenstrahl des neu entwickelten Speicherrings LEAR am CERN ermöglicht erstmals Experimente hoher Präzision mit Antiprotonen bei niedrigen Energien. Zu diesen Experimenten gehören Messungen an antiprotonischen Atomen, für die bisher nur wenige Daten existieren. Aus der Untersuchung solcher Atome gewinnt man Informationen über Eigenschaften des Antiprotons und des Kerns sowie die Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

Die Themen dieser Arbeit sind eine Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons, einer Teilcheneigenschaft, mit dem Hintergrund der Überprüfung des CPT-Theorems für die starke Wechselwirkung und die Untersuchung der Existenz eines Spin-Bahn Terms der Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

Für beide Teilespekte erhält man die notwendige Information aus der Feinstrukturaufspaltung antiprotonischer Röntgenübergänge von schweren Kernen, denn nur für solche ist eine Aufspaltung experimentell beobachtbar.

Aus der Aufspaltung des Übergangs $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb wird das magnetische Moment des Antiprotons ermittelt. Das Ergebnis dieser besten Einzelmessung ist

$$\mu_{\bar{p}} = (-2.8007 \pm 0.0091) \mu_N$$

Es bestätigt innerhalb der hier erreichten Fehlergrenzen das CPT-Theorem und legt den Mittelwert aller Messungen mit

$$(\mu_p - \bar{\mu}_{\bar{p}})/\text{Mittelwert} = (-2.5 \pm 3) \cdot 10^{-3}$$

neu fest. Gleichzeitig werden die Grenzen der eingesetzten Detektoren aufgezeigt und andere Möglichkeiten diskutiert.

In ^{174}Yb spaltet der von der starken Wechselwirkung beeinflusste letzte beobachtbare Übergang $9 \rightarrow 8$ sichtbar auf. Als Ergebnis findet man eine Abweichung der gemessenen Aufspaltung von der rein elektromagnetischen und verschiedene Lorentzbreiten für beide Linienkomponenten. Es ist

$$\Delta E^{\text{SW}} = 58 \pm 25 \pm 13 \text{ eV} \quad \text{und}$$

$$\Delta \Gamma = 195 \pm 58 \pm 20 \text{ eV}$$

Dieses Resultat ist ein Anzeichen für die Existenz eines Spin-Bahn-Terms der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung, das jedoch durch weitere Messungen bestätigt werden sollte.

Verschiedene theoretische Modelle widersprechen bisher einander und gelten nur für leichte Kerne. Eine Ableitung des LS-Terms der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung aus den gemessenen Werten mithilfe mikroskopischer Rechnungen ist schwierig, da die Eigenschaften des untersuchten Kerns genau bekannt sein müssen.

MEASUREMENT OF THE ANTIPOTON MAGNETIC MOMENT AND A DETERMINATION OF THE LS-TERM FOR THE ANTIPOTON-NUCLEUS-INTERACTION

ABSTRACT:

The new developed storage ring LEAR at CERN with its intensive antiproton beam allows for the first time high precision experiments with antiprotons at low energies. Among these experiments there are measurements on antiprotonic atoms to increase the statistics of the up to now existing poor data. From the investigation of those atoms one gets information about the particle properties of the antiproton, the properties of the nucleus and about the antiproton-nucleus-interaction.

The subjects of this thesis are a measurement of the antiproton magnetic moment, a particle property, with the aim of testing the CPT-theorem for the strong interaction and the investigation of a possible spin-orbit-term of the \bar{p} -nucleus-interaction.

For both aspects the information is given in the finestructure-splitting of antiprotonic x-ray-transitions from heavy nuclei, since only for those the splitting is observable.

From the finestructure-splitting of the transition 11 \rightarrow 10 in ^{208}Pb the magnetic moment of the antiproton can be calculated. The result of this best measurement up to now is

$$\mu_{\bar{p}} = (-2.8007 \pm 0.0091) \mu_N$$

In between the error bars it confirms the CPT-Theorem and the new average value for the difference of the antiproton magnetic moment from the proton magnetic moment is

$$(\mu_p - \mu_{\bar{p}})/\text{average} = (-2.5 \pm 3) \cdot 10^{-3}$$

At the same time the limits of our detectors are described and other possiblities are discussed.

In ^{174}Yb one observes a splitting of the last observable transition 9 \rightarrow 8, which is influenced by the strong interaction. From our measurement we find that the measured splitting is different from the calculated electromagnetic value and the Lorentz-widths of both line components are different as well. It is

$$\Delta E^{\text{SW}} = 58 \pm 25 \pm 13 \text{ eV} \quad \text{and}$$

$$\Delta \Gamma = 195 \pm 58 \pm 20 \text{ eV}$$

As result we find a sign for the existence of a spin-orbit-term of the antiproton-nucleus-interaction. Nevertheless it has to be confirmed in further experiments.

Different theoretical models up to now do not agree with each other. Furthermore they are just valid for light nuclei. A determination of the LS-term of the elementary \bar{p} -nucleon-interaction from our results, doing a microscopic calculation, is difficult, since one has to know very precisely the properties of the measured nuleus.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG	1
2. THEORIE	2
2.1 Die theoretische Beschreibung der antiprotonischen Atome	2
2.1.1 Die klassische Näherung	2
2.1.2 Die Diracgleichung	3
2.1.3 Der Bereich der starken Wechselwirkung	6
2.2 Formation antiprotonischer Atome, Kaskade und Annihilation	11
2.2.1 Atomarer Einfang und Kaskade	11
2.2.2 Die Kernabsorption (Annihilation)	12
2.3 Die experimentell zugänglichen Größen	15
2.4 Das magnetische Moment des Antiprotons	17
2.4.1 Die Motivation der Messung	17
2.4.2 Die Quarkstruktur des Antiprotons	17
2.4.3 Die Wahl des Targets	18
2.5 Der LS-Term der Antiproton-Kern -Wechselwirkung	20
2.5.1 Messungen im Bereich der SW	20
2.5.2 Der LS-Term der SW	20
2.5.3 Die Wahl des Targets	21
3. DAS EXPERIMENT	23
3.1 Der Antiprotonenkomplex des CERN	23
3.1.1 Der Antiprotonenakkumulator AA	23
3.1.2 Der LEAR	24
3.1.3 Die Stochastische Kühlung	25
3.2 Die Messapparatur	28
3.2.1 Das Triggerteleskop	29
3.2.2 Die Targets	29
3.2.3 Die Halbleiterdetektoren	30
3.3 Die Elektronik	32
3.3.1 Die Teleskopelektronik	32
3.3.2 Die Detektorelektronik	33
3.3.3 Die Triggerelektronik	34
3.4 Das Datenaufnahmesystem	36
4. DIE MESSUNG	41
4.1 Die Messvorbereitung	41
4.2 Das Messen unter Strahlbedingungen	42
4.3 Die Strahlzeiten	44
5. EICHANALYSE	46
5.1 Quelleneichung und Ansprechwahrscheinlichkeit	46
5.2 Die Eichung mit dem Röntgenspektrum	50
6. ERGEBNISSE UND DISKUSSION	53
6.1 Das magnetische Moment $\mu_{\bar{p}}$	53
6.1.1 Auswertung und Ergebnisse	53
6.1.2 Diskussion	56
6.2 Der LS-Term der Antiproton-Kern-Wechselwirkung	62
6.2.1 Auswertung und Ergebnisse	62
6.2.2 Diskussion	63

7. ZUSAMMENFASSUNG	70
Anhang A: Verzeichnis der Symbole	71
Anhang B: Physikalische Konstanten	73
Anhang C: Liste der verwendeten Programme	74
LITERATURVERZEICHNIS	75

TABELLEN

1. $\bar{p}p$-Endzustände	14
2. Übergänge mit beobachtbarer FS-Aufspaltung in Blei	18
3. Zusammenstellung wichtiger LEAR-Daten	25
4. Daten für die horizontale Kühlung	27
5. Die Teleskopdaten	29
6. Die Detektorspezifikationen	30
7. Die Elektronikbausteine (Abkürzungen und Typen)	32
8. Daten zur Messung	45
9. Eichquellen (Linienenergien und Intensitäten)	47
10. Energieeichfunktionen der verwendeten Detektoren	49
11. Die Quellen für Störlinien	50
12. Die systematischen Fehler der Aufspaltung in ^{208}Pb	55
13. Ergebnisse zur Aufspaltung des Übergangs $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb	56
14. Magnetische Momente	61
15. Die systematischen Fehler der Aufspaltung in ^{174}Yb	63
16. Ergebnisse für den LS-Term der \bar{p}-Kern-Wechselwirkung	63

ABBILDUNGEN

1.	Einfluß der SW auf die Bohr'schen Bahnen in ^{174}Yb	6
2.	G-Paritätstransformation für den Realteil der e^-e^- - und NN-Potentiale	10
3.	Einfaches Schema der Kaskade am Beispiel von ^{174}Yb	13
4.	Kaskadenausschnitt mit Feinstrukturaufspaltung (^{208}Pb)	19
5.	Kaskadenausschnitt mit FS-Aufspaltung im Bereich der SW (^{174}Yb)	22
6.	Der Beschleunigerkomplex des CERN	24
7.	Die Experimentierhalle	25
8.	Der LEAR	26
9.	Das Pick-Up- und Kicker-System im LEAR	27
10.	Schema der Messapparatur	28
11.	Beispiel eines Halbleiterdetektors (Typ: Horizontal Dipstick)	31
12.	Schema der Teleskopelektronik	33
13.	Schema der Detektorelektronik	35
14.	Schema der Triggerelektronik	36
15.	Das Elektronikzeitschema	37
16.	Das Schema des Datenflusses	39
17.	Der Mikro- und der Minicomputer mit Peripheriegeräten	40
18.	Das Strahlprofil im Fokus von PS176 (300 MeV/c, Mai '85)	42
19.	Die Reichweitenkurve für ^{174}Yb (300 MeV/c, Mai '85)	44
20.	Eichspektrum des Detektors D3 (Mai '85)	48
21.	Efficiency des Detektors D3 (Mai '85)	49
22.	Spillverlauf RUN 228 (^{174}Yb , Mai '85)	51
23.	Einzelergebnisse für die Aufspaltung des Übergangs 11 \rightarrow 10 in ^{208}Pb	57
24.	Gesamtspektrum und Übergang 11 \rightarrow 10 von ^{208}Pb (Detektor D2, Aug '84)	58
25.	Der aufspaltende Übergang 11 \rightarrow 10 in ^{208}Pb (D1, Aug '84)	59
26.	Der aufspaltende Übergang 11 \rightarrow 10 in ^{208}Pb (D4, Aug '84)	59
27.	Der aufspaltende Übergang 11 \rightarrow 10 in ^{208}Pb (D3, Mai '85)	60

Inhaltsverzeichnis iv

28.	Der aufspaltende Übergang $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb (D7, Mai '85)	60
29.	Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D3)	64
30.	Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D5)	65
31.	Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D6)	66
32.	Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D7)	67
33.	Ergebnisse $\Delta E_{9 \rightarrow 8}$ und $\Delta \Gamma_{9 \rightarrow 8}$ aus den Summenspektren von D3,D5,D6,D7	68

1. EINLEITUNG

Die Untersuchung exotischer Atome ist seit deren Entdeckung Anfang der fünfziger Jahre [CAM 52] eine wichtige Methode zur Erforschung der Teilcheneigenschaften und Wechselwirkungen von Elementarteilchen sowie der Eigenschaften der Atomkerne.

Ein exotisches Atom entsteht aus einem elektronischen Atom, durch dessen Coulombfeld zusätzlich ein negativ geladenes Lepton oder Hadron gebunden wird. Solche Teilchen sind das Lepton μ^- , die Mesonen π^- und K^- und die Baryonen \bar{p} und Σ^- .

Während bis zum Jahre 1980 aufgrund existierender intensiver Teilchenstrahlen für myonische und pionische Atome bereits genaue Daten vorhanden sind, gilt dies nicht für antiprotonische oder sigmaische Atome. Die Artikel von Koch [KOC 76], Tauscher [TAU 77] und Batty [BAT 80] geben eine Übersicht über den Stand der Messungen für die verschiedenen exotischen Atome bis zu diesem Zeitpunkt.

Mit der Inbetriebnahme des neu entwickelten Antiprotonenspeicherrings LEAR am CERN im Jahre 1982 ändert sich die Situation für antiprotonische Atome grundlegend, da mit dieser Maschine ein intensiver reiner Antiprotonenstrahl im Niederenergiebereich erzeugt werden kann.

Das Antiproton ist als Antiteilchen des Protons unter den 'exotischen' Teilchen besonders interessant. Es zerfällt nicht und kann aufgrund der starken Wechselwirkung mit einem Proton oder Neutron annihilieren.

Aus der Untersuchung eines antiprotonischen Atoms, bestehend aus dem Antiproton und dem Atomkern (bei Vernachlässigung der Hüllenelektronen) erhält man Kenntnisse über Teilcheneigenschaften des Antiprotons, die Eigenschaften des Kerns und die Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

Die Themen dieser Arbeit sind eine Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons, einer Teilcheneigenschaft, mit dem Hintergrund der Überprüfung des CPT-Theorems und die Untersuchung der Existenz eines Spin-Bahn-Terms der Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

In beiden Fällen ist die notwenige Information in der Feinstrukturaufspaltung antiprotonischer Röntgenübergänge enthalten. Diese Aufspaltung ist aber wegen des Auflösungsvermögens der verwendeten Detektoren nur bei schweren Kernen experimentell beobachtbar, wie auch frühere Experimente dieser Art zeigen [HUU 75].

Zur Messung des magnetischen Momentes fällt die Wahl auf das Isotop ^{208}Pb . Man erwartet für diesen Kern eine sichtbare Aufspaltung von Übergängen, die nur von der elektromagnetischen Wechselwirkung beeinflußt sind und daher eine einfache Berechnung des magnetischen Momentes gestatten.

Bei der Bestimmung des LS-Terms der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung wird hingegen mit ^{174}Yb ein Kern ausgewählt, dessen von der starken Wechselwirkung beeinflußter Übergang eine beobachtbare Aufspaltung zeigen sollte, aus der die mögliche Existenz eines Spin-Bahn-Terms der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung nachgewiesen werden kann. Um von einem solchen Term den Spin-Bahn-Anteil der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung abzuleiten, sind entsprechende mikroskopische Rechnungen notwendig.

Die vorliegende Arbeit ist in folgende Kapitel unterteilt:

Nach der Einleitung werden im zweiten Kapitel das System Antiproton-Kern beschrieben und die speziellen Themen behandelt. Die Messapparatur wird in Kapitel drei vorgestellt. Anschließend folgt ein Beitrag zur Durchführung der Messung. Die Kapitel fünf und sechs beinhalten eine ausführliche Darstellung der Eichung sowie die Auswertung und Diskussion der Daten. Im letzten Teil wird eine Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse gegeben.

Alle im Text nicht erklärten verwendeten Symbole sind im Anhang A aufgeführt. Die benutzten physikalischen Konstanten findet man im Anhang B und der Anhang C enthält eine Auflistung der zur Auswertung verwendeten Computerprogramme.

2. THEORIE

Zu Beginn dieses Kapitels wird der Formalismus zur Beschreibung des Systems Antiproton-Kern vorgestellt, ausgehend von der klassischen Näherung über die exakte Lösung des Problems im QED-Bereich mit der Diracgleichung bis hin zur vollständigen Beschreibung des Systems einschließlich der starken Wechselwirkung.

Der zweite Abschnitt beschreibt die Formation eines antiprotonischen Atoms, die Abregung des Systems und nach Einsetzen der starken Wechselwirkung die Annihilation im Kern mit den nach der Annihilation gegebenen Reaktionsmöglichkeiten.

Im mittleren Teil werden die experimentell zugänglichen Größen behandelt und in den beiden letzten Abschnitten geht es um die speziellen Themen dieser Arbeit, das magnetische Moment des Antiprotons und den Spin-Bahn-Term der Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

An dieser Stelle sei noch auf Übersichtsartikel zum Thema 'Exotische Atome' bzw. 'Antiprotonische Atome' hingewiesen. Solche Artikel sind z.B. die von Backenstoß [BAC 70] oder Batty [BAT 80]. Die neuen Messdaten der ersten LEAR-Periode sind dort jedoch nicht enthalten. Diese findet man in den Proceedings des dritten LEAR-Workshops [TIG 85].

2.1 Die theoretische Beschreibung der antiprotonischen Atome

2.1.1 Die klassische Näherung

Ein antiprotonisches Atom setzt sich zusammen aus einem elektronischen Atom mit einem Z-fach geladenen Kern und einem Antiproton, das sich zusätzlich im Feld des Kerns bewegt. Das Antiproton unterliegt der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Außerhalb der Reichweite der starken Wechselwirkung bestimmt einzig die elektromagnetische Kraft das Verhalten des Systems, das in diesem Bereich ähnlich wie ein elektronisches Atom behandelt werden kann.

Die Anwendung des klassischen Bohr'schen Atommodells führt bereits zu einem ersten Verständnis des antiprotonischen Atoms. Die Bindungsenergie, der Bohr'sche Radius und die Umlaufgeschwindigkeit des Antiprotons auf einer Bohr'schen Bahn sind gegeben durch

$$E_n = - \frac{\mu_{\bar{p}} c^2 (\alpha Z)^2}{2 n^2} \quad (1)$$

$$r_n = \frac{\hbar n^2}{(\mu_{\bar{p}} c \alpha Z)} \quad (2)$$

$$v_n = (\alpha Z c) / n \quad (3)$$

Die reduzierte Masse des Antiprotons und damit seine Bindungs- und Übergangsenergien im antiprotonischen Atom sind um den Faktor $1836/(1 + m_{\bar{p}}/M)$ größer als die des Elektrons. Die Übergangsenergien für ein \bar{p} -Atom liegen im Bereich der Röntgenstrahlung (keV).

Vergleicht man die Bohr'schen Radien des Antiprotons mit dem des 1s-Elektrons des gleichen Atoms, so findet man

$$n_{\bar{p}} = \sqrt{\mu_{\bar{p}}/\mu_e} \approx \sqrt{1836/(1 + m_{\bar{p}}/M)} \quad \left. \begin{array}{l} 30 \text{ mit } M = m_p \\ 43 \text{ mit } M = \infty \end{array} \right\} \quad (4)$$

Für $n_{\bar{p}} = 30 \dots 43$ hält sich das Antiproton bereits innerhalb der Elektronenwolke auf. Man kann daher näherungsweise den Einfluß der Elektronen vernachlässigen, und das System Antiproton-Kern wird unter Verwendung der reduzierten Masse als Einkörperproblem behandelt.

Schließlich folgt aus (3), daß die Bahngeschwindigkeit des Antiprotons unabhängig ist von seiner Masse und bei gleicher Quantenzahl n identisch mit der des Elektrons.

2.1.2 Die Diracgleichung

Die exakte Lösung für das Antiproton ist im Bereich der elektromagnetischen Wechselwirkung gegeben in Form der Diracgleichung. Die Bewegung eines Spin-1/2-Teilchens wird beschrieben durch die Eigenwertgleichung

$$[\not{p} + e\not{A} - \mu_{\bar{p}}] |\psi\rangle = 0 \quad (5)$$

die in anderer Form für das Coulombpotential wie folgt geschrieben werden kann:

$$[\not{\alpha p} + \beta \mu_{\bar{p}} + V_{\text{Coul}}] |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (6)$$

Anders als das Elektron oder Myon besitzt das Antiproton aber ein anomales magnetisches Moment $\kappa_{\bar{p}}$, das einen weiteren Term in der Diracgleichung erfordert, den sogenannten Pauli-Term, und es gilt dann

$$[\not{p} + e\not{A} + (\kappa_{\bar{p}}/4m_{\bar{p}}) \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \mu_{\bar{p}}] |\psi\rangle = 0 \quad (7)$$

Der zusätzliche Term trägt zur Feinstrukturauflösung und zur Hyperfeinstruktur im Eigenwertproblem bei. Durch Umschreiben erhält man ähnlich wie oben aus Gleichung (7)

$$[\not{\alpha p} + \beta \mu_{\bar{p}} + V_{\text{Coul}} - (i\kappa_{\bar{p}}e/2m_{\bar{p}}) \not{\gamma E} + V_{\text{HFS}}^{\text{amm}}] |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (8)$$

Der Beitrag zur Hyperfeinstruktur ist klein und wird als Störung aufgefaßt.

Bisher nicht enthalten in (8) ist der Beitrag der Vakuumpolarisierung, der neben dem Coulombpotential die Bindungsenergie des Antiprotons wesentlich bestimmt. Er wird hier in der Form des Ühling-Potentials $V_{\text{Ühl}}$ (Ordnung $\alpha Z\alpha$ [ÜHL 35]) und des Källen-Sabry-Potentials $V_{\text{Käl}}$ (Ordnung $\alpha Z\alpha^2$ [KÄL 55]) in den ersten Ordnungen im Eigenwertproblem behandelt, während die höheren Ordnungen störungstheoretisch betrachtet werden können. Es gilt

$$H^{\text{em}} = [\not{\alpha p} + \beta \mu_{\bar{p}} + V_{\text{Coul}} - (i\kappa_{\bar{p}}e/2m_{\bar{p}}) \not{\gamma E} + V_{\text{Ühl}} + V_{\text{Käl}}] \quad (9a)$$

$$H^{\text{em}} |\psi\rangle = E |\psi\rangle \quad (9b)$$

Addiert man zu diesem elektromagnetischen Hamiltonoperator H^{em} die Beiträge der Korrekturterme V^{tot} , dann erhält man aus

$$[H^{\text{em}} + V^{\text{tot}}] |\tilde{\psi}\rangle = E^{\text{tot}} |\tilde{\psi}\rangle \quad (10)$$

die resultierenden Bindungsenergien E^{tot} .

An dieser Stelle sollen die möglichen Störungsterme kurz beschrieben werden. V^{tot} setzt sich zusammen aus folgenden Beiträgen:

Die Vakuumpolarisation höherer Ordnung $V_{VP}(k)$
enthält die Ordnungen $\alpha(Z\alpha)^k$ mit $k = 3, 5, 7$.

Die Vakuumpolarisation V_{VP} (F.S.)

beschreibt den Einfluß der endlichen Kernausdehnung (Finite Size) auf die virtuellen e^+e^- -Paare der Polarisationswolke. Es sei hier hinzugefügt, daß auch $\mu^+\mu^-$ -Paare erzeugt werden. Ihre Zahl lebt jedoch vernachlässigbar klein, da die Paarbildung der Masse der Teilchen umgekehrt proportional ist.

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung V_{HFS}

setzt sich aus der magnetischen und der elektrischen Hyperfeinstruktur zusammen.

Die Wechselwirkung des Kernmoments mit dem elektromagnetischen Feld, das von der Bahnbewegung und dem Spin des Antiprotons herröhrt, führt zur magnetischen HFS-Aufspaltung der antiprotonischen Röntgenlinien. Die Aufspaltung wird verstärkt durch den o.e. Beitrag des anomalen magnetischen Momentes.

Die elektrische HFS hat ihre Ursache in der Tatsache, daß bei nicht kugelförmigen Kernen (Spin ≥ 0) elektrische Multipolmomente auftreten, von denen in der Praxis aber nur das elektrische Quadrupolmoment wichtig ist.

Die Elektronenabschirmung V_{ES}

reduziert die Bindungsenergie des Antiprotons, das aufgrund der endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in Kernnähe, die eine teilweise Abschirmung der Kernladung zur Folge hat, nur eine effektive Ladung Z_{eff} spürt. ES steht für die englische Bezeichnung *Electron Screening*.

Die Rückstoßkorrektur V_R

ist eine Korrektur bezüglich der reduzierten Masse. Da das Eigenwertproblem (10) mit der nichtrelativistischen reduzierten Masse gelöst wird, muß die Differenz zur richtigen Verallgemeinerung der reduzierten Masse als Störung behandelt werden.

Die Polarisierbarkeit V_P

beruht auf einer Verzerrung der Ladungsverteilung des Kerns im Feld des umlaufenden Teilchens und umgekehrt der Veränderung der Ladungsverteilung des Antiprotons. Sie setzt sich zusammen aus der Kernpolarisierbarkeit und der Polarisierbarkeit des Antiprotons, dessen endliche Ausdehnung hier von Bedeutung ist.

Durch die Veränderung der Ladungsverteilungen werden Kernanregungen hervorgerufen, die zu einer Verschiebung antiprotonischer Energieniveaus führen.

Die hier vorgestellte Diracgleichung ist die Basis für ein Computerprogramm PBAR, das mithilfe des Runge-Kutta-Verfahrens die Eigenwertgleichung (10) numerisch löst und die antiprotonischen Bindungsenergien im Bereich der QED berechnet. Das Unterprogramm RAD bestimmt die Korrekturen der Bindungsenergien aufgrund gegebener Störungsterme V^{tot} . Die Programmbeschreibung von PBAR sowie eine weitergehende Untersuchung der hier gegebenen Diracgleichung und der Korrekturterme findet man bei [BOR 83], [BOR 85] und [JOE 85].

Die Eigenwerte der vereinfachten Diracgleichung (6) lassen sich analytisch berechnen. Die Bindungsenergien für ein Spin-1/2-Teilchen ohne anomales magnetisches Moment sind

$$E_{nj} = \frac{\mu}{p} c^2 \left[\left(1 + \left[(Z\alpha) / (n - (j + 1/2) + \sqrt{(j + 1/2)^2 - (Z\alpha)^2}) \right]^2 \right)^{-1/2} - 1 \right] \quad (11)$$

Entwickelt man die Wurzel nach Potenzen von $(Z\alpha)^2$, so erhält man

$$E_{nj} = (\mu_{\bar{p}} c^2 / 2) \cdot (Z\alpha/n)^2 \cdot \{ 1 + (Z\alpha/n)^2 \cdot [n/(j+1/2) - 3/4] \} \quad (12)$$

Der erste Term der Entwicklung ist nichts anderes als die Bohr'sche Energie, während der zweite Term die Feinstrukturaufspaltung beinhaltet, bestehend aus der Spin-Bahn-Kopplung und der relativistischen Massenänderung des umlaufenden Teilchens.

Die Energieniveaus hängen von der Hauptquantenzahl n und der Drehimpulsquantenzahl j ab, nicht jedoch vom Bahndrehimpuls l .

Bei gleichem j , aber unterschiedlichem l sind die Niveaus bezüglich des Energieeigenwertes entartet.

Bei gleichem l nimmt die Drehimpulsquantenzahl die Werte $j = l \pm 1/2$ an. Für $l > 0$ ist die Feinstrukturaufspaltung durch Dubletts mit einem Energieabstand von

$$\Delta E_{nl} = (\mu_{\bar{p}} c^2 / 2) \cdot ([Z\alpha]^4 / [n^3 l(l+1)]) \quad (13)$$

gegeben. Die für die antiprotonischen Niveaus richtigen Aufspaltungen unter Berücksichtigung des anomalen magnetischen Momentes können wiederum analytisch aus einer rückstoßkorrigierten Diracgleichung nach einer Rechnung von Bohnert et al. [BOH 86] gewonnen werden. Für einen punktförmigen Kern ergibt sich mit diesem Ansatz der Energieabstand der antiprotonischen Dubletts zu

$$\Delta E_{nl} = (1 - (m_{\bar{p}}/\bar{m})^2 + 2\kappa_{\bar{p}} \cdot (\mu_{\bar{p}}/m_{\bar{p}})) \cdot (\mu_{\bar{p}} c^2 / 2) \cdot ([Z\alpha]^4 / [n^3 l(l+1)]) \quad (14)$$

Die möglichen Strahlungsübergänge zwischen den Dubletts zweier benachbarter Niveaus mit $|n+1,l+1\rangle$ und $|n,l\rangle$ sind durch die Dipolauswahlregeln festgelegt [CON 59]. Drei Übergänge sind erlaubt und ihre Matrixelemente $\langle n_f l_f | r | n_i l_i \rangle$ sind mit $j=1+1/2$

- (a) $\langle n,j | r | n+1,j+1 \rangle$
- (b) $\langle n,j | r | n+1,j \rangle$
- (c) $\langle n,j-1 | r | n+1,j \rangle$

oder bei getrennter Angabe der Spins

- (a) $\langle n,l,\uparrow | r | n+1,l+1,\uparrow \rangle$
- (b) $\langle n,l,\downarrow | r | n+1,l+1,\uparrow \rangle$
- (c) $\langle n,l,\downarrow | r | n+1,l+1,\downarrow \rangle$

Bei statistischer Besetzung der Niveaus verhalten sich die Intensitäten der drei Übergänge wie

$$I_a : I_b : I_c = j(2j+3) : 1 : (j(2j+1)-1) \quad (15)$$

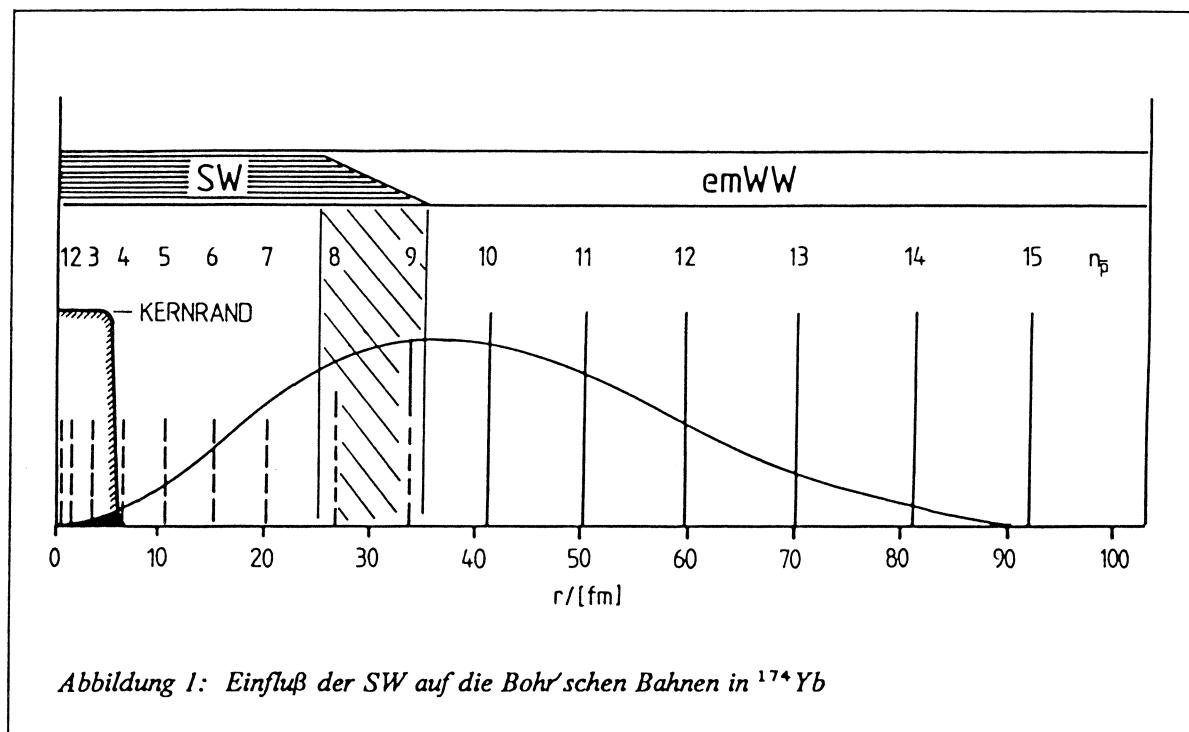
Für große Drehimpulse (große n) ist die Spin-Flip-Komponente I_b vernachlässigbar klein und der Übergang auf ein Liniendublett reduziert.

Aus der n -Abhängigkeit von (15) folgt, daß die Aufspaltung eines Übergangs durch das Dublett des unteren Niveaus bestimmt wird. Bei schweren Kernen mit großem Z kann die Trennung der Liniengruppen experimentell beobachtet werden. Diese Tatsache ist die Voraussetzung für die Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons (siehe 1.4).

Der hier beschriebene Hamiltonoperator H_{em} des Systems Antiproton-Kern für den Bereich der elektromagnetischen Wechselwirkung wird im folgenden Abschnitt um den Beitrag der starken Wechselwirkung erweitert.

2.1.3 Der Bereich der starken Wechselwirkung

Während das Antiproton auf seinen äußeren Bahnen nur der Coulombwechselwirkung unterliegt, so dominiert die kurzreichweitige starke Wechselwirkung (SW), deren Reichweite ≈ 1.4 fm beträgt, sobald sich das Teilchen im Bereich der Nukleonen des Kerns aufhält. Dies trifft zu für die innersten antiprotonischen Niveaus, die sich bereits innerhalb des Kerns befinden und sofort zerfallen aufgrund der Annihilation des Antiprotons an einem Nukleon. Sie sind daher experimentell nicht zugänglich. Zwischen diesen beiden Extremen der Dominanz der SW und dem Bereich der Coulombwechselwirkung existieren je nach Kern zwei bis drei antiprotonische Bahnen, auf denen das Antiproton den Einfluß beider Wechselwirkungen spürt (siehe Abb.1).



Diese Niveaus, deren Übergangsenergien meßbar sind, tragen Informationen über die starke Antiproton-Kern-Wechselwirkung. Ihre Lebensdauer ist jedoch verkürzt, denn es besteht für jeden dieser Zustände eine bestimmte Wahrscheinlichkeit der Annihilation des Antiprotons an einem Kernnukleon.

Ein Potential, das den Einfluß der SW richtig beschreiben soll, muß daher komplex sein, wobei die Kernabsorption durch den Imaginärteil ausgedrückt wird.

Der einfachste Ansatz ist gegeben durch ein phänomenologisches lokales Potential

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (16)$$

das eine bestimmte Form eines optischen Potentials darstellt. Dieser Begriff entstammt der Analogie zwischen der kohärenten Streuung von Photonen an einem homogenen optischen Medium mit komplexem Brechungsindex und der Streuung von Antiprotonen an den Kernnukleonen, die hier anstelle der Gitterelektronen als Streuzentren wirken.

Ein einfacher Ansatz für $V(r)$ ist ein Woods-Saxon-Potential [MAY 79], dessen Radialabhängigkeit der Nukleonenverteilung entspricht:

$$V(r) = -V_0 f(r) = -V_0 (1 + \exp[(r - R)/a])^{-1} \quad (17)$$

Die Wahl des Imaginärteils wird vereinfacht durch die Tatsache, daß bei kleinen Energien des einfallenden Teilchens die Absorption im wesentlichen an der Kernoberfläche erfolgt. Der Ansatz

$$W(r) = W_0 f'(r) = -W_0 f(r)(1 - f(r))(1/a) \quad (18)$$

erweist sich daher als sinnvoll. Das Potential $U(r)$ wird durch die Anpassung der Parameter V_0 und W_0 bzw. R und a an verschiedene experimentelle Daten ermittelt, wobei V_0 und W_0 die Potentialtiefen, R den Kernradius bei halber zentraler Nukleonendichte und a die Oberflächendicke des Kerns bezeichnen.

Wird in diesem Ansatz der Kern als 'schwarzer Kasten' aufgefaßt, so ist ein nächster weiterführender Schritt, das komplexe Potential aus den Beiträgen der einzelnen Antiproton-Nukleon-Wechselwirkungen aufzubauen.

Man geht dabei aus von der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, deren Struktur aus zahlreichen Streudaten bekannt ist.

Aufgrund der bestehenden Symmetrien zwischen der Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung und der Antiteilchen-Teilchen-Wechselwirkung ist es möglich, durch Symmetrieeoperationen das Nukleon-Nukleon-System in das Antinukleon-Nukleon-System überzuführen.

Die Transformation eines Teilchen in sein Antiteilchen wird beschrieben durch die Ladungskonjugation, deren zugehörige Quantenzahl als Ladungssymmetrie oder C-Parität bezeichnet wird. Alle vollständig neutralen Teilchen oder Teilchensysteme (mit $Q = B = S = 0$) können Eigenzustände des C-Operators sein.

Für die elektromagnetische Wechselwirkung ist die Ladungssymmetrie daher eine Erhaltungsgröße, denn das Austauschteilchen dieser Wechselwirkung ist das Photon, das Eigenzustand zur Ladungskonjugation ist ($\eta_C = -1$).

Im Gegensatz dazu treten bei der Beschreibung der SW geladene Mesonen als Austauschteilchen auf, die nicht Eigenzustände zu C sind. Man kann aber eine solche Erhaltungsgröße konstruieren, die geladene Systeme einschließt. Aus der Kombination der Ladungskonjugation mit einer Isospinrotation, gegeben durch

$$G = CR = C \exp(i\pi I_2) \quad (19)$$

gelangt man zur G-Konjugation. Diese Operation setzt sich zusammen aus einer Rotation um 180° um die y-Achse im Isospinraum und einer anschließenden Ladungskonjugation [PER 82]. Der Beitrag von R zur G-Parität folgt aus der Tatsache, daß ein Isospinzustand mit Isospin I sich unter Isospinrotationen genauso verhält wie ein entsprechender Drehimpulszustand unter Drehungen im dreidimensionalen Raum. Die Rotation trägt daher mit dem Faktor $(-1)^I$ zur G-Parität bei.

Für ein neutrales oder geladenes System $|\Psi\rangle$ mit Spin s , Drehimpuls l und Isospin I ergibt C einen Faktor $(-1)^{l+s}$ zur G-Parität. Aus der Anwendung von G auf den Zustand $|\Psi\rangle$ folgt

$$G |\Psi\rangle = (-1)^{l+s+I} |\Psi\rangle \quad (20)$$

Die G-Konjugation ist die Verallgemeinerung der C-Konjugation auf geladene Systeme. In diesem Sinne kann C für Systeme mit Isospin $I=0$ als Untergruppe von G aufgefaßt werden.

Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen wird bestimmt durch das Feld des zugehörigen Austauschteilchens (Photon oder Meson). Wenn man eines der Teilchen durch eine C-Paritätstransformation in sein Antiteilchen überführt, so ändert sich das Vorzeichen des Feldes gemäß der G-Parität des Austauschteilchens [FRA 79]. Die Verknüpfung des Teilchen-Teilchen-Systems mit dem Antiteilchen-Teilchen-System ist folglich über die G-Parität gegeben. Wenn man die Potentiale betrachtet, so gilt

$$V(e^+ e^-) = C V(e^- e^-) \quad (21)$$

$$V^m(\bar{N}N) = G^m V^m(NN) \quad m = \text{ausgetauschtes Meson} \quad (22)$$

In Abb.2 ist die Wirkung der Transformationen (21) und (22) veranschaulicht. Die möglichen Austauschmesonen sind $m = \{\rho, \eta, \omega, \pi, \sigma_1, \sigma_2\}$. In einem vereinfachten Bild ist das kurzreichweite ω -Meson mit $\eta_g = -1$ für das Umklappen des Realteils $V(r)$ beim Übergang von $V_{NN}(r)$ nach $V_{\bar{N}N}(r)$ verantwortlich.

Nach [BUC 79] kann man den Realteil des NN- und des $\bar{N}N$ -Potentials in der Form

$$V_{NN}(r) = \sum_m V_{NN}^m(r) \quad (23)$$

$$V_{\bar{N}N}(r) = \sum_m G^m V_{NN}^m(r) \quad (24)$$

schreiben. Betrachten wir $V_{NN}(r)$ stellvertretend für (23) und (24). Die zu diesem Potential gehörende Nukleon-Nukleon-Kraft setzt sich zusammen aus einer Zentralkraft, einer spinabhängigen Zentralkraft, dem Term der Tensorkraft und dem Spin-Bahn-Term. Beiträge höherer Ordnungen sollen hier nicht behandelt werden.

Das NN-Potential wird nach (23) konstruiert mithilfe der Ein-Boson-Austausch-Potentiale $V_{NN}^m(r)$ (englisch *One-Boson-Exchange-Potential OBEP*), die in Abhängigkeit von ihrer Reichweite zu einigen oder allen Komponenten der NN-Kraft beitragen. Zwei Beispiele sind

$$V_{NN}^\pi(r) = \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 V_\sigma^\pi(r) + S_{12} V_T^\pi(r) \quad (25)$$

$$V_{NN}^\omega(r) = V_c^\omega(r) + \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 V_\sigma^\omega(r) - S_{12} V_T^\omega(r) - \vec{L} \vec{S} V_{ls}^\omega(r) \quad (26)$$

V_c = Zentralpotential

V_σ = spinabhängiges Zentralpotential

V_T = Tensorpotential

V_{ls} = Spin-Bahn-Term

Die Reichweite eines Potentials $V_{NN}^m(r)$ ist umgekehrt proportional zur Masse des beteiligten Austauschteilchens. Nach (24) erhält man aus den OBEP mit einer G-Paritätstransformation das reale Antinukleon-Nukleon-Potential $V_{\bar{N}N}(r)$. Es ist Bestandteil des komplexen elementaren $\bar{N}N$ -Potentials, mit dem in Anlehnung an Dumbrajs et al. [DUM 85] das mikroskopische optische Potential des Kerns konstruiert werden soll.

Der Realteil des Antinukleon-Nukleon-Potentials wird nach Dover-Richard [DOV 82] für den mittel- und langreichweitigen Teil der SW durch den Realteil des Paris – Potentials [VIN 78] beschrieben. Es hat die Form

$$V_{\bar{N}N}^{\text{Paris}}(r) = -V_{NN}^{\pi}(r) + V_{NN}^{2\pi}(r) - V_{NN}^{\omega}(r) \quad (27)$$

und wird im kurzreichweiten Teil der SW ($r \leq r_0 = 0.8 \text{ fm}$) ergänzt durch ein phänomenologisches komplexes Potential, das der Annihilation Rechnung trägt. Dieses hat wiederum Woods-Saxon-Form

$$V_{\bar{N}N}^{\text{ann}}(r) = (-V_0 + iW_0)(1 + \exp(r - R)/a)^{-1} \quad (28)$$

Das $\bar{N}N$ -Potential ist damit

$$U_{\bar{N}N}(r) = V_{\bar{N}N}^{\text{Paris}}(r) + V_{\bar{N}N}^{\text{ann}}(r) \quad (29)$$

Dieser Ansatz für das $\bar{N}N$ -System wurde von Bryan und Phillips [BRY 68] in ähnlicher Weise durchgeführt. Das optische Potential erhält man jetzt grundsätzlich aus einer Faltung dieses Zweiteilchenpotentials mit der Nukleonenverteilung $\rho(r)$ des zu untersuchenden Kerns. Damit wird

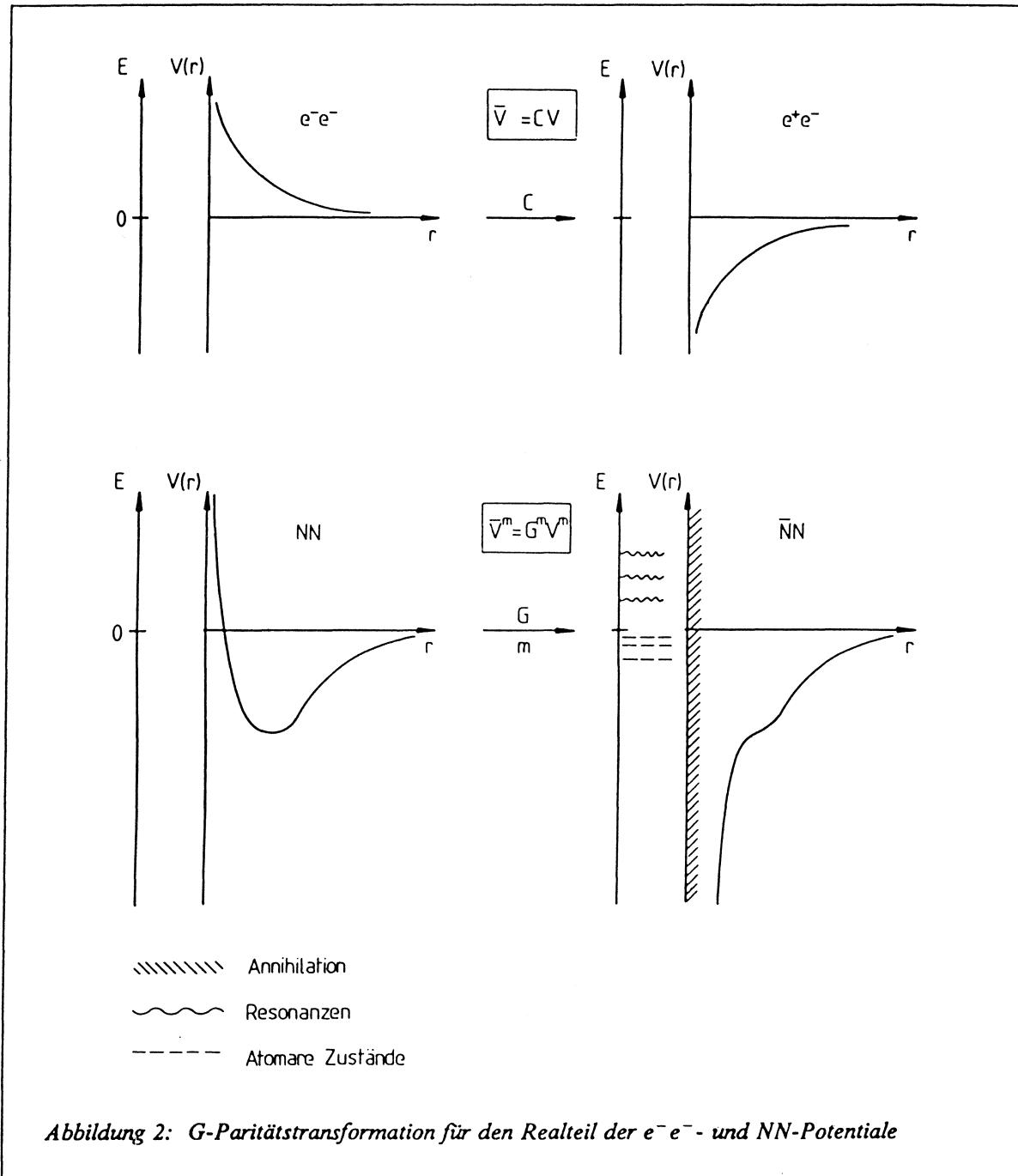
$$H^{\text{SW}} = \sum_i \tilde{U}_{\bar{N}N}^i(|r - r_i|) \quad (30)$$

wobei über die Nukleonen i summiert wird und \tilde{U} formal die Faltung ausdrückt.
Der Hamiltonoperator des Systems Antiproton-Kern ohne den Operator für die Kernzustände ist damit

$$H^* = H^{\text{em}} + H^{\text{SW}} \quad \text{mit} \quad (31)$$

$$H^* |\phi\rangle = E^* |\phi\rangle \quad \text{und} \quad E^* = E^{\text{em}} + \Delta E^{\text{SW}} + (i/2) \Gamma^{\text{SW}} \quad (32)$$

Die Eigenwerte E^* sind komplex. ΔE^{SW} ist die Verschiebung des elektromagnetischen Energieniveaus E^{em} aufgrund der SW und Γ bezeichnet die Lorentzbreite dieses Energieniveaus, hervorgerufen durch die Wahrscheinlichkeit für die Annihilation des Antiprotons.
Mit H^* ist die Wirkung der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung im System Antiproton-Kern vollständig beschrieben.



2.2 Formation antiprotonischer Atome, Kaskade und Annihilation

2.2.1 Atomarer Einfang und Kaskade

Der Einfangprozeß:

Ein Antiproton verliert zunächst Energie durch die Wechselwirkung mit den Elektronen eines Moderators. Im Target wird es in gleicher Weise weiter abgebremst auf die Geschwindigkeit von Elektronen der Atomhülle und, wenn seine Gesamtenergie E kleiner null ist, was durch Emission eines Elektrons aus dem Atom erreicht werden kann, durch das Coulombfeld eines Kerns gebunden.

Die Vorgänge bei diesem Einfangprozeß kennt man bis heute nur wenig. Aus der Tatsache, daß der Ablauf der Abregung des Antiprotons durch die physikalischen Zustandsgrößen und die chemische Bindung des Targetmaterials verändert wird, kann man aber schließen, daß sich das Teilchen zu Beginn in hochangeregten Zuständen befindet. Denn nur hier sind die Bindungsenergien klein und vergleichbar mit den Energien, die für chemische Bindungen oder Festkörpereffekte typisch sind.

Für Wasserstoff existiert ein Modell, das den Einfang als adiabatischen Prozeß beschreibt, d.h. als Vorgang ohne direkten Energieübertrag. Das sich dem Kern nährende Antiproton schirmt dessen Ladung ab und das Elektron verläßt demzufolge das Atom [PON 73]. Bei schweren Kernen ist dieses Modell sicher nicht anwendbar, denn die abschirmende Wirkung des Antiprotons bezüglich der Kernladung ist in diesem Fall klein.

Neueste Messungen an Gasen (Ne, Ar, Xe, Ra) zeigen, daß das Antiproton tatsächlich bei den Energien der L-Elektronen (oder höher) eingefangen wird, da die bei diesen Energien liegenden Strahlungsübergänge des Antiprotons in den Röntgenspektren der Gase aufgrund von Elektronenemission völlig unterdrückt sind [SIM 86]. Eine bestehende Vorstellung, die grundsätzlich von einem Einfang des Antiprotons in das 1s-Niveau ausgeht, ist damit gegenstandslos.

Die Dauer des Einfangprozesses vom Eintritt des Antiprotons in das Target bis zum Einfang in einen hochangeregten Zustand beträgt im Festkörper $\approx 10^{-10}$ s und ist in Gasen bis zu 10^3 mal länger.

Die Kaskade:

Nach dem Einfang gelangt das Antiproton durch Emission von Auger-Elektronen und Röntgenstrahlung in tiefer gebundene Zustände. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für beide Prozesse sind durch

$$W_a = (2\pi/\hbar) | \langle \psi_{\bar{p}}^f \psi_e^f | 1/r_{\bar{p}e} | \psi_{\bar{p}}^i \psi_e^i \rangle |^2 \quad (33)$$

$$W_x = (4/3)(\alpha/(\hbar c)^2)(\Delta E)^3 | \langle \psi_{\bar{p}}^f | r | \psi_{\bar{p}}^i \rangle |^2 \quad (34)$$

gegeben. Die ψ^i und ψ^f sind in (33) und (34) die Wellenfunktionen von Antiproton und Elektron im Anfangs- bzw. Endzustand und $r_{\bar{p}e}$ bezeichnet den Abstand beider Teilchen. In (34) bedeutet ΔE die Übergangsenergie.

Im Bereich der Elektronenhülle bestimmt der Augereffekt die Abregung des Antiprotons, während im unteren Teil der Kaskade der Überlapp der Wellenfunktionen von Elektron und Antiproton klein ist. Hier dominiert die Abregung durch Röntgenstrahlung, zumal die Übergangsenergien sehr groß werden. Für beide Prozesse gilt $\Delta l = \pm 1$, wobei $\Delta l = -1$ bevorzugt ist, wenn man die statistische Besetzung der Drehimpulszustände 1 beim Einfang voraussetzt. Aus einer Anpassung an experimentelle Daten findet man eine etwas modifizierte statistische Verteilung der Form $\exp(\alpha l) \cdot (2l + 1)$ mit $|\alpha| < 1$.

In (34) favorisiert der Faktor $(\Delta E)^3$ Röntgenübergänge mit großem Δn . Wegen $1 \leq n - 1$ sind alle Übergänge $\langle n, l | r | n', l' \rangle$ erlaubt für $n' - n \geq 1$ und $l' - l = \pm 1$. Diese Auswahlregel erhöht die Population der zirkularen Bahnen $|n, l = n - 1\rangle$, wie Abb.3 zeigt. Der gleiche Faktor ist verantwortlich für die Dominanz der Röntgenstrahlung im unteren Teil der Kaskade.

Die Übergangsrate für den Auger-Effekt ist am größten, wenn die Bahnen von Elektron und Antiproton überlappen, d.h. für hohe n bei kleinem Δn . Wenn man annimmt, daß ein Augerübergang dann stattfindet, wenn sich Elektron und Antiproton auf derselben Bohr'schen Bahn bewegen, dann ist das kleinste Δn jeweils durch die Ionisationsenergie des betreffenden Elektrons bestimmt. In einem Atom mit $Z \approx 80$ korrespondieren nach (4) die Bahnen $n_e = 1$ und $n_{\bar{p}} = 42$. Wenn nacheinander fünf 1s-Elektronen angeregt werden, so gilt in Reihenfolge $|\Delta n_{\bar{p}}| \geq 12, 5, 4, 2, 1$ mit $\Delta l = \pm 1$ bei jeder Anregung, d.h. erst ab $n_{\bar{p}} = 18$ dominieren Übergänge mit $\Delta n_{\bar{p}} = -1$ und $\Delta l = -1$. Die Augerübergänge erhöhen folglich wie die Röntgenstrahlung die Besetzung der zirkularen Niveaus.

Dies führt zu einer Vereinfachung der Kaskade, in deren unteren Teil sogenannte Parallelübergänge $\langle n-1, l=n-3 | \tau | n, l=n-2 \rangle$ nur noch $< 10\%$ der Intensität der zirkularen Übergänge $\langle n-1, l=n-2 | \tau | n, l=n-1 \rangle$ besitzen. Die Übergänge am Rande sind von den entsprechenden Parallelübergängen in der Regel energetisch nicht zu trennen und die Intensitätsverhältnisse müssen Kaskadenrechnungen entnommen werden [EIS 61]. Eine Ausnahme bilden aufspaltende Liniendoublets bei hohen Übergangsenergien (siehe 6.1). Die Intensitäten der Linien mit $\Delta n > 1$ betragen $\leq 20\%$ der zirkularen Übergangsraten.

Die Zeit, die das Antiproton zum Durchlaufen der Kaskade benötigt, gewinnt man aus den Übergangswahrscheinlichkeiten W_x und W_a , deren Größenordnung 10^{12} s^{-1} beträgt. Diese Zahl ist richtig für Flüssigkeiten und Festkörper und ihr entspricht eine Kaskadendauer von $\leq 1 \text{ ns}$. In Gasen ist diese Zeitspanne sehr viel länger, da die einzelnen Atome isoliert sind.

Aus der Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich nach (35) die Lebensdauer τ der Niveaus, mit der nach der Heisenberg'schen Unschärferelation eine Energieunschärfe Γ der Zustände gegeben ist. Es gilt

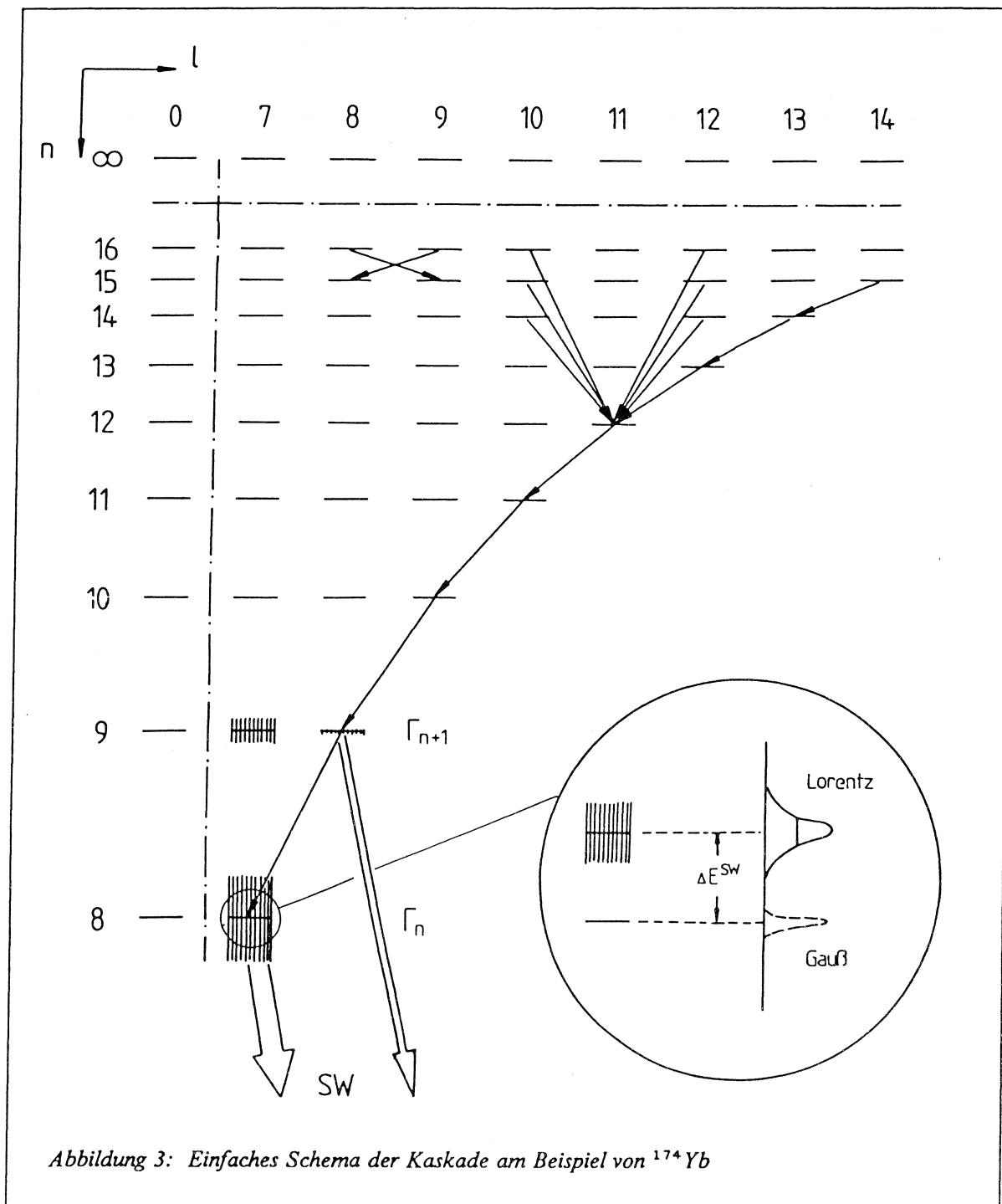
$$\hbar = \Gamma \cdot \tau \quad \text{und} \quad \tau = 1/W \quad (35)$$

wobei Γ in der Größenordnung von 10^{-3} eV liegt. Dieser Wert ist gültig für den elektromagnetischen Bereich, während im Bereich der SW die Zustandsbreiten aufgrund der Kernabsorption wesentlich größer sind.

2.2.2 Die Kernabsorption (Annihilation)

Die Wechselwirkung der Antiprotonen mit den Kernnukleonen führt zum Abbruch der Röntgenkaskade bei einem bestimmten Niveau $|n, l\rangle$, das von der Ordnungszahl Z des untersuchten Kerns abhängt. Während beim leichtesten Element, dem Wasserstoff, die Lymanlinie ($2p \rightarrow 1s$) noch beobachtbar ist [LAN 85], ist für Ytterbium und Blei nur noch der Übergang $9k \rightarrow 8j$ (Abb.3) bzw. $10l \rightarrow 9k$ messbar.

Dieser letzte beobachtbare Übergang ist in seiner Intensität geschwächt, da das obere Niveau, wie o.e., nicht nur durch die Röntgenstrahlung, sondern mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auch aufgrund der Annihilation des Antiprotons entvölkert wird. Im unteren Niveau ist dann die Kernabsorption völlig dominierend. Die Reaktionsgleichung für die Annihilation kann in der Form



geschrieben werden. Aus dem Antiproton-Kern-System entstehen ein Antiproton-Nukleon-Paar, das weiter zerfällt, und ein angeregter Restkern. Die wichtigen Zerfallskanäle und Abregungsmöglichkeiten des Kerns sind unter 1. und 2. zusammengefasst:

1. Das $\bar{p}N$ -System:

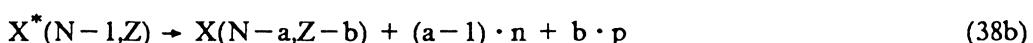
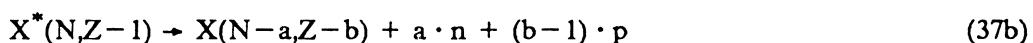
Stellvertretend für die beiden Möglichkeiten eines $\bar{p}p$ - und eines $\bar{p}n$ -Paars sind in Tabelle 1 die häufigsten Endzustände des $\bar{p}p$ -Systems aufgeführt [BAC 83], das vorwiegend in geladene und neutrale Pionen zerfällt.

Tabelle 1: $\bar{p}p$ -Endzustände

Kanal	Intensität
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	3.7
$\pi^+ \pi^- \pi^0 (\rho^\pm \pi^\pm)$	2.7
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	9.3
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	23.3
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	2.8
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\omega \pi^+ \pi^-)$	3.8
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\rho^0 \pi^0 \pi^+ \pi^-)$	7.3
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\rho^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-)$	6.4
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	16.6
$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$	4.2
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.3

2. Abregungsreaktionen des Restkerns

bei Verlust eines Protons (I) und eines Neutrons (II):



Die Restkerne sind Quellen für Kerngammastrahlung und bei einer Fragmentation des Kerns werden Neutronen und Protonen frei, die ihrerseits weitere Kernreaktionen auslösen können.

Die Kenntnis der Endprodukte π^{+-0} , n , p und γ_{nucl} ist für die Auswertung der gemessenen Spektren von grundlegender Bedeutung. So treten Kerngammalinen und von entstehenden π^- -Atomen herrührende pionische Röntgenübergänge in den Spektren als intensive Linien auf, während andererseits die geladenen Teilchen und Neutronen bei der Messung eine ständige Belastung der Detektoren darstellen.

2.3 Die experimentell zugänglichen Größen

Von den oben beschriebenen Auger- und Strahlungsübergängen sind nur die Röntgenübergänge im unteren Teil der Kaskade der Messung zugänglich, wobei die zirkularen Übergänge mit $\Delta n = -1$ und $\Delta l = -1$ die größte Intensität besitzen. Es werden aber auch die intensitätsschwächeren Übergänge bis $\Delta n \leq 7$ in den Spektren beobachtet.

Eine Röntgenlinie ist bestimmt durch ihre Energie, Intensität, Linienform und Linienbreite. Diese Observablen beinhalten die Information über das Verhalten des Antiprotons im Bereich der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung. Da sich die Wirkung der starken Kraft auf die beiden letzten Niveaus beschränkt, ist es sinnvoll, die Bereiche der beiden Wechselwirkungen getrennt zu betrachten.

(a) Übergänge im QED-Bereich

Die elektromagnetischen Übergänge sind geeignet, Eigenschaften des Antiprotons zu untersuchen. Da die Energien der Niveaus auf 1 eV bekannt sind, ist grundsätzlich eine präzise Messung der Antiprotonenmasse und an schweren Kernen mit großem Z eine Bestimmung des magnetischen Momentes des Antiprotons als Funktion der gemessenen Energien möglich.

Gleichzeitig erhält man durch Messung der Linienintensitäten und deren Anpassung an Kaskaderechnungen Informationen über die Anfangsverteilung der Antiprotonen beim Einfang. Bei dem Versuch der Bestimmung der natürlichen Linienbreite ($\approx 10^{-3}$ eV) stößt man allerdings an eine Grenze dieser Messmethode, denn das Auflösungsvermögen der Halbleiterdetektoren ist zur Beobachtung dieser Größe nur bis zu $\approx 1/100$ der gemessenen Linienbreite ausreichend.

(b) Übergänge im Bereich der SW

Die beiden untersten Energieniveaus einer Kaskade (letzte beobachtbare Niveaus) tragen die Information über die Antiproton-Nukleon- bzw. die Antiproton-Kern-Wechselwirkung, die durch den letzten beobachtbaren Röntgenübergang zugänglich ist. Man mißt für diesen Übergang eine Energieverschiebung und eine Verbreiterung der Linie aufgrund der SW, die beide im wesentlichen durch das untere Niveau bestimmt sind.

Die Energieverschiebung erhält man aus der Differenz zwischen der experimentell gemessenen Übergangsenergie ΔE^{exp} und den berechneten elektromagnetischen Energien E^{tot} . Es gilt

$$\Delta E_{n+1,n}^{\text{SW}} = \Delta E^{\text{exp}} - (E_{n+1,l+1}^{\text{tot}} - E_{n,l}^{\text{tot}}) \quad (39)$$

Die Breite des unteren Niveaus $|n,l\rangle$ ist bestimmt durch die Entvölkerung des Niveaus aufgrund der starken Kernabsorption. Diese verringert die Lebensdauer des Zustandes und nach (35) folgt daraus eine Niveauverbreiterung (Lorentzbreite), die man direkt messen kann.

Grundsätzlich besitzen alle Röntgenlinien Lorentzform, wie o.e., die Strahlungsbreiten der ungestörten Linien sind aber so klein, daß ein Detektor nur eine durch sein Auflösungsvermögen hervorgerufene Gausslinie aufnimmt. Im Bereich der SW ist der letzte beobachtbare Übergang so verbreitert, daß die Detektorauflösung und die Linienbreite die gleiche Großenordnung haben. Der Detektor mißt jetzt die Faltung der Lorentzkurve mit der auflösungsbedingten Gaussverteilung, wobei bei bekannter Gaussbreite die 'starke' Breite aus der Linienform ermittelt werden kann [GUI 81].

Zur Bestimmung der Linienbreite des oberen Niveaus $|n+1,l+1\rangle$ geht man aus von den zur Entvölkerung eines Niveaus beitragenden Übergangswahrscheinlichkeiten W_x (Röntgenübergänge), W_a (Augerübergänge) und W_{sw} (SW). Die totale Übergangswahrscheinlichkeit ist dann

$$W_{\text{tot}} = W_x + W_a + W_{\text{sw}} \quad (40)$$

und mit (35) folgt für die totale Breite eines Niveaus

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_x + \Gamma_a + \Gamma_{\text{sw}} \quad (41)$$

Die 'starke' Breite Γ_{n+1} des oberen Niveaus erhält man aus einer Intensitätsbilanz, indem man die Bevölkerung P dieses Zustandes mit der Intensität I des letzten beobachtbaren Übergangs vergleicht. Das Verhältnis zwischen der Intensität und der Population nennt man die Ausbeute Y des Übergangs. Die Population eines Niveaus ohne die hier vernachlässigbaren Augerübergänge und die Ausbeute sind gegeben durch

$$P = \sum (I_{<n+1,l+1|r|n',l+2>} + I_{<n+1,l+1|r|n',l>}) \quad \text{und} \quad Y = I/P \quad (42)$$

Andererseits kann man Y aber auch als das Verhältnis der Röntgenbreite zur Gesamtbreite eines Niveaus ausdrücken. Es ist mit $\Gamma_a < \Gamma_x$ nach Koch [KOC 69]

$$Y = \Gamma_x / \Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_x / (\Gamma_x + \Gamma_{\text{sw}}) \quad (43)$$

und damit führen (41), (42) und (43) zur oberen Breite

$$\Gamma_{n+1} = (P/I - 1) \Gamma_x. \quad (44)$$

Bei dieser Herleitung der oberen Breite wurden nur Intensitätsverhältnisse, aber keine absoluten Zahlen benutzt. Dies ist ein Grund, warum für die Detektoren nur die relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten ermittelt werden müssen (siehe Kap.5).

2.4 Das magnetische Moment des Antiprotons

2.4.1 Die Motivation der Messung

Das Interesse an der Untersuchung von Teilcheneigenschaften des Antiprotons, wie die Bestimmung seiner Masse oder des magnetischen Moments, ist begründet in der Verknüpfung dieser Eigenschaften mit dem CPT-Theorem.

Dieses Theorem besagt, daß alle Wechselwirkungen invariant sind unter Anwendung der drei Operationen C, P und T, wobei die Reihenfolge beliebig ist.

Bezüglich der Eigenschaften von Teilchen und Antiteilchen bedeutet das, daß ihre Massen und Lebenszeiten gleich sein und die magnetischen Momente den gleichen Betrag, aber umgekehrtes Vorzeichen haben sollten. Dieses Ergebnis würde bereits aus der C-Invarianz folgen, diese ist aber in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Daher gelten diese Vorhersagen nur für das allgemeinere CPT-Theorem.

Die Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons ist ein Test der CPT-Invarianz für die SW. In der vorliegenden Arbeit geht es darum, die bisherigen Daten zu überprüfen, zu verbessern und mit Ergebnissen zu vergleichen, die beispielsweise für das $\mu^+\mu^-$ -System oder das e^+e^- -System erzielt wurden.

2.4.2 Die Quarkstruktur des Antiprotons

Im Gegensatz zum Elektron oder Myon ist das Antiproton ein strukturiertes Teilchen, bestehend aus den drei Quarks uud . Wenn man berücksichtigt, daß jedes dieser Quarks ein magnetisches Moment besitzt, dann läßt sich bereits mit einem einfachen Vektoradditionsmodell das magnetische Moment des Antiprotons und dessen großer anomaler Anteil erklären.

Das magnetische Moment eines Quarks sei das eines punktförmigen Dirac-Fermions mit

$$\vec{\mu}_q = (e_q/2m_q) \vec{\sigma}_q \quad (45)$$

wo e_q und m_q die Quarkladung und die Quarkmasse bedeuten und $\vec{\sigma}$ für die Spinmatrizen steht. Die Spinzustände des Antiprotons konstruiert man aus einem symmetrischen Tripletzustand $\psi(j_1=1, m_1=0, \pm 1)$ für die beiden \bar{u} -Quarks und der Spinfunktion $\phi(j_2=1/2, m_2=\pm 1/2)$ für das \bar{d} -Quark. Mithilfe der Clebsch-Gordon-Koeffizienten ergibt sich daraus die Spinfunktion eines Antiprotons mit Spin nach oben ($j=1/2, m=1/2$)

$$\Psi(1/2, 1/2) = \sqrt{(2/3)} \psi(1, 1) \phi(1/2, -1/2) - \sqrt{(1/3)} \psi(1, 0) \phi(1/2, 1/2) \quad (46)$$

Der Beitrag des ersten Terms zum magnetischen Moment ist $(2\mu_{\bar{u}} - \mu_{\bar{d}})$, der des zweiten einfach $\mu_{\bar{d}}$. Für das magnetische Moment des Antiprotons findet man damit

$$\mu_{\bar{p}} = (2/3)(2\mu_{\bar{u}} - \mu_{\bar{d}}) + (1/3)\mu_{\bar{d}} = (4/3)\mu_{\bar{u}} - (1/3)\mu_{\bar{d}} \quad (47)$$

Mit den bekannten Quarkmassen ($m_{\bar{u}} \approx m_{\bar{d}} = 363$ MeV) führen (45) und (47) auf einen theoretischen Wert $\mu_{\bar{p}}^{th} = -2.79$ [PER 82], was mit den gemessenen Beträgen für Proton und Antiproton $\mu_{\bar{p}}^{exp} \approx |2.793|$ gut übereinstimmt. Weniger erfolgreich sind bisher kompliziertere Ansätze, sog. Bag-Modelle, die die Wechselwirkung der Quarks durch Gluonenaustausch bzw. Mesonenaustausch berücksichtigen. Eine Rechnung von Theberge et al. [THE 82] ergibt für das Antiproton $\mu_{\bar{p}}^{bag} = -2.60$.

Ist das anomale magnetische Moment des Antiprotons nur durch seine Struktur mithilfe von Quarkmodellen erklärbar, so geht bei der Berechnung der Bindungsenergien in antiprotonischen Atomen nur die Auswirkung dieser Struktur ein. Man betrachtet das Antiproton als schweres Elektron mit einem anomalen magnetischen Moment $\kappa_{\bar{p}}$ und führt in (7) $\kappa_{\bar{p}}$ über den Pauli-Term als QED-Korrektur in die Diracgleichung ein. Das magnetische Moment ist dann gegeben durch

$$\mu_{\bar{p}} = (1 + \kappa_{\bar{p}}) \cdot \mu_N \quad (48)$$

2.4.3 Die Wahl des Targets

Aufgrund der Beziehung zwischen $\kappa_{\bar{p}}$ und ΔE_{nl} in (14) lässt sich das anomale magnetische Moment auf einfache Weise aus der Energiedifferenz der Komponenten $|\uparrow\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\downarrow\rangle$ eines Übergangs bestimmen, die auch durch

$$\Delta E^{em} = \Delta E_{n+1,l+1}^{em} + \Delta E_{n,l}^{em} \quad (49)$$

gegeben ist (Abb.4). Voraussetzung für die Messung von ΔE^{em} ist, daß die Aufspaltung der Linienskomponenten eines Übergangs mit einem Detektor beobachtbar ist und somit in der Größenordnung der Detektorauflösung liegt.

Diese Bedingung wird nach (14) nur von Röntgenübergängen zwischen elektromagnetischen Niveaus mit kleinem n erfüllt, die von antiprotonischen Atomen mit schwerem Kern stammen. Bei der Auswahl eines Kerns muß beachtet werden, daß oben beschriebene mögliche Störterme die Messung nicht verfälschen. Unter diesem Gesichtspunkt ist ^{208}Pb ein ideales Target. Der Kern ist nicht deformiert und besitzt kein Kernmoment. Damit treten HFS-Korrekturterme nicht auf, die zu einer komplizierten weiteren Aufspaltung der FS-Dubletts führen würden. Alle anderen Störungen haben für die beiden Komponenten eines Niveaudoubletts den gleichen Wert, wodurch die Energiedifferenzen $\Delta E_{n,l}$ erhalten bleiben. Die antiprotonischen Übergänge $12 \rightarrow 11$ und $11 \rightarrow 10$ sind in Blei noch nicht von der SW beeinflußt und lassen eine Aufspaltung erwarten. Die theoretischen Werte für die mittleren Übergangsentergien und die Aufspaltung nach [JOE 85] und [BOH 86] zeigt Tabelle 2.

Tabelle 2: Übergänge mit beobachtbarer FS-Aufspaltung in Blei

Δn	$E/[\text{keV}]$	$\Delta E^{em}/[\text{eV}]$ (JOE)	$\Delta E^{em}/[\text{eV}]$ (BOH)
$12 \rightarrow 11$	222.2	681.3	681.0
$11 \rightarrow 10$	292.5	1195.4	1194.8

Zur Bestimmung des magnetischen Momentes des Antiprotons $\mu_{\bar{p}}$ werden nur Energiedifferenzen benötigt, keine absoluten Energiewerte. Der Vorteil einer solchen Relativmessung wird später deutlich werden.

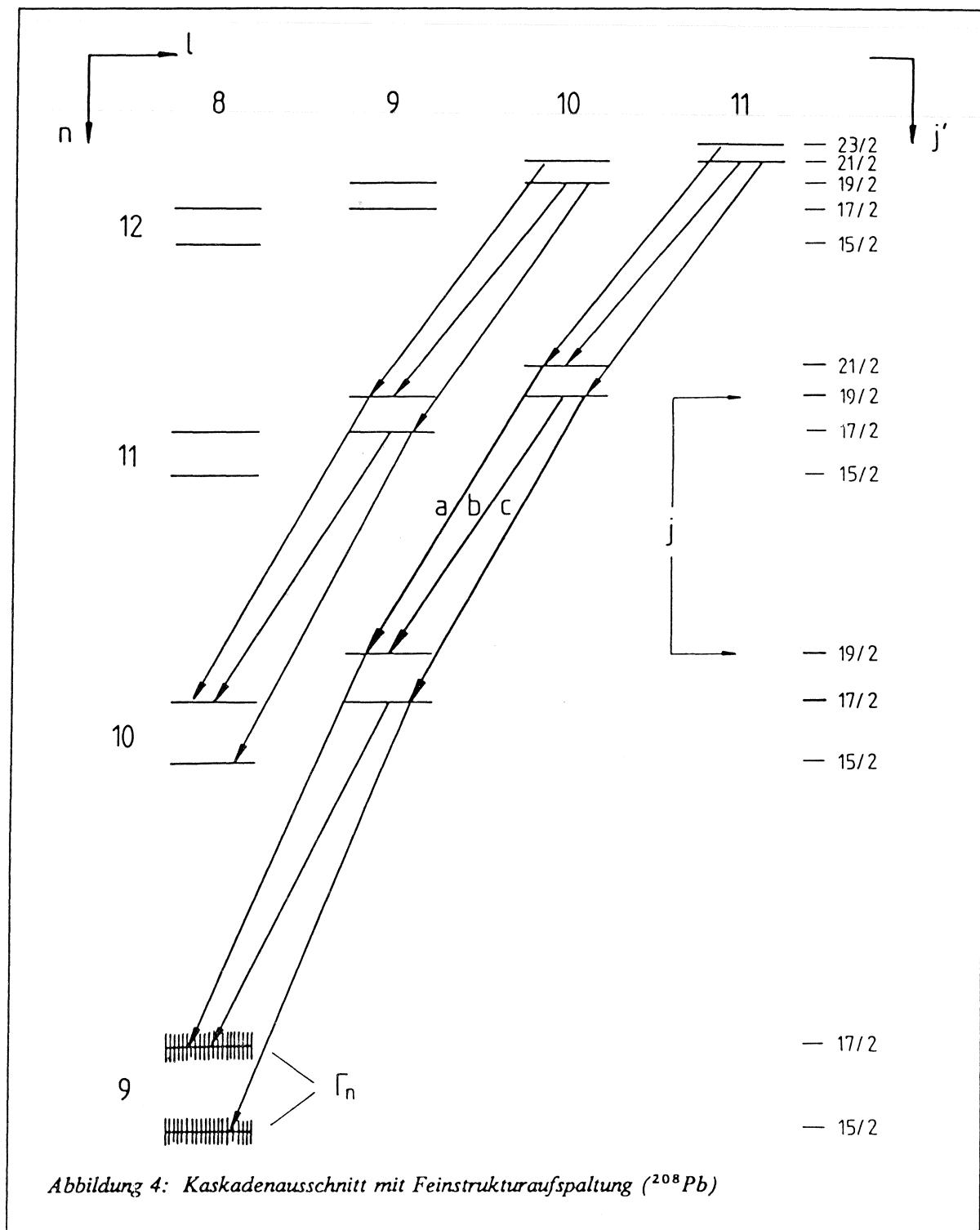


Abbildung 4: Kaskadenausschnitt mit Feinstrukturaufspaltung (^{208}Pb)

2.5 Der LS-Term der Antiproton-Kern -Wechselwirkung

2.5.1 Messungen im Bereich der SW

Bei der Untersuchung der Effekte der SW geht man aus vom Hamiltonoperator H^{SW} in Gleichung (31).

Zum Verständnis der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung werden Messungen an den leichtesten Kernen Wasserstoff, Deuterium und Helium durchgeführt. Da die Targets in flüssiger Form oder als Gas vorliegen, ist die Messung an diesen Elementen von einer besonderen Schwierigkeit begleitet. In flüssigem Wasserstoff kann z.B. ein $\bar{p}p$ -Atom einem anderen H_2 -Kern so nahe kommen, daß im hohen elektrischen Feld dieses Kerns die Drehimpulszustände des Protoniums durch den Stark-Effekt gemischt werden. Dieses 'Stark-Mixing' führt zu einer erhöhten Population aller s-Zustände, aus denen das Antiproton mit hoher Wahrscheinlichkeit absorbiert wird [LAN 81]. Aus diesem Grunde ist die Bevölkerung des 2p-Niveaus und damit die Intensität der Lymanlinie nach (42) erniedrigt.

In Gasen tritt dieser Effekt weniger stark in Erscheinung und er ist naturgemäß druckabhängig. Nachteilig ist in Gasen jedoch das für die Antiprotonen sehr große Stopvolumen. Dieses Problem ist in einem neueren LEAR-Experiment [BLU 80] sehr elegant gelöst. Die Antiprotonen werden in einer Zyklotronfalle 'entschleunigt' und kommen im Zentrum der Anordnung zur Ruhe, wo eine Kammer eingebaut ist, die das Targetgas enthält. Von diesem Experiment liegen erste Messungen für die oben genannten Kernen vor.

Bei allen Messungen an Kernen mit $Z > 1$, aus denen Informationen über die \bar{p} -Nukleon-Wechselwirkung aus der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung gewonnen werden sollen, ist der einfachste phänomenologische Ansatz für das Potential der SW in der Form

$$\bar{U}^{SW} = \rho(r) \cdot u \quad (50)$$

gegeben, wo die komplexe Konstante u die Stärke der \bar{p} -Nukleon-Wechselwirkung beschreibt (siehe auch (29) und (30)).

Eine besondere Möglichkeit zur Untersuchung der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung bieten sogenannte Isotopieeffekte. Mit der Messung an verschiedenen Isotopen des gleichen Elements wird die Neutronenverteilung $\rho_n(r)$ variiert, während $\rho_p(r)$ unverändert bleibt. Das Ziel dieser Methode ist, Informationen über die $\bar{p}n$ -Wechselwirkung zu erhalten und sie von der $\bar{p}p$ -Wechselwirkung zu trennen. Aus den unterschiedlichen Energieverschiebungen und 'starken' unteren Breiten für die einzelnen Isotope kann die Wirkung der zusätzlichen Neutronen abgeleitet werden. Im Rahmen des Experiments, an dem die Daten zu dieser Arbeit entstanden, sind u.a. Isotopieeffekte ($^6Li, ^7Li - ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O$) gemessen worden ([BAR 86], [GUI 81], [KOE 86] und [POT 77]).

2.5.2 Der LS-Term der SW

Aus den experimentellen Daten von leichten antiprotonischen Atomen erwartet man Ergebnisse für die $\bar{p}N$ -Wechselwirkung, die im wesentlichen das dominierende Zentralpotential betreffen. Das Auflösungsvermögen auch der besten Halbleiterdetektoren reicht nicht aus, um Effekte der anderen Terme direkt zu beobachten. In diesem Zusammenhang gilt als offene Frage, ob ein LS-Term der SW existiert oder nicht.

Diese Frage soll jetzt behandelt werden. Während der Realteil von (29) bereits einen LS-Term enthält, kann ein solcher Term grundsätzlich auch dem Imaginärteil hinzugefügt werden. Aus (30) wird dann

$$V_{\bar{N}N}^{ann}(r) = V_c^{ann}(r) + i(W_c^{ann}(r) + \tilde{LS}W_{ls}^{ann}(r)) \quad (51)$$

wobei die Aufspaltung durch \vec{LS} gegeben ist. Um eine solche zusätzliche Aufspaltung aufgrund der SW beobachten zu können, muß wiederum ein schwerer Kern untersucht werden, dessen letzter beobachtbarer Übergang elektromagnetisch so stark aufspaltet, daß die Trennung der Linienkomponenten mithilfe eines Detektors sichtbar wird.

Wählt man wiederum einen spinlosen nicht deformierten Kern aus, dann vereinfacht sich der Realteil des $\bar{p}N$ -Potentials und es bleiben nur die Beiträge des Zentralpotentials und der Spin-Bahn-Wechselwirkung übrig. Aus (29) folgt dann

$$U_{\bar{N}N(r)} = V_c^{\text{paris,ann}}(r) + iW_c^{\text{ann}}(r) + \vec{LS}[V_{ls}^{\text{paris}}(r) + iW_{ls}^{\text{ann}}(r)] \quad (52)$$

$$\Sigma_i \bar{U}_{\bar{N}N(|r - r_i|)} = \bar{V}_c(r) + i\bar{W}_c(r) + \vec{LS}[\bar{V}_{ls}(r) + i\bar{W}_{ls}(r)] \quad (53a)$$

$$\bar{U} = \bar{U}_c + \bar{U}_{ls} \quad (53b)$$

ist das gemittelte optische Potential, wo $\bar{U}_{ls} = \vec{LS}[\bar{V}_{ls}(r) + i\bar{W}_{ls}(r)]$ den Spin-Bahn-Term der Antiproton-Kern-Wechselwirkung darstellt.

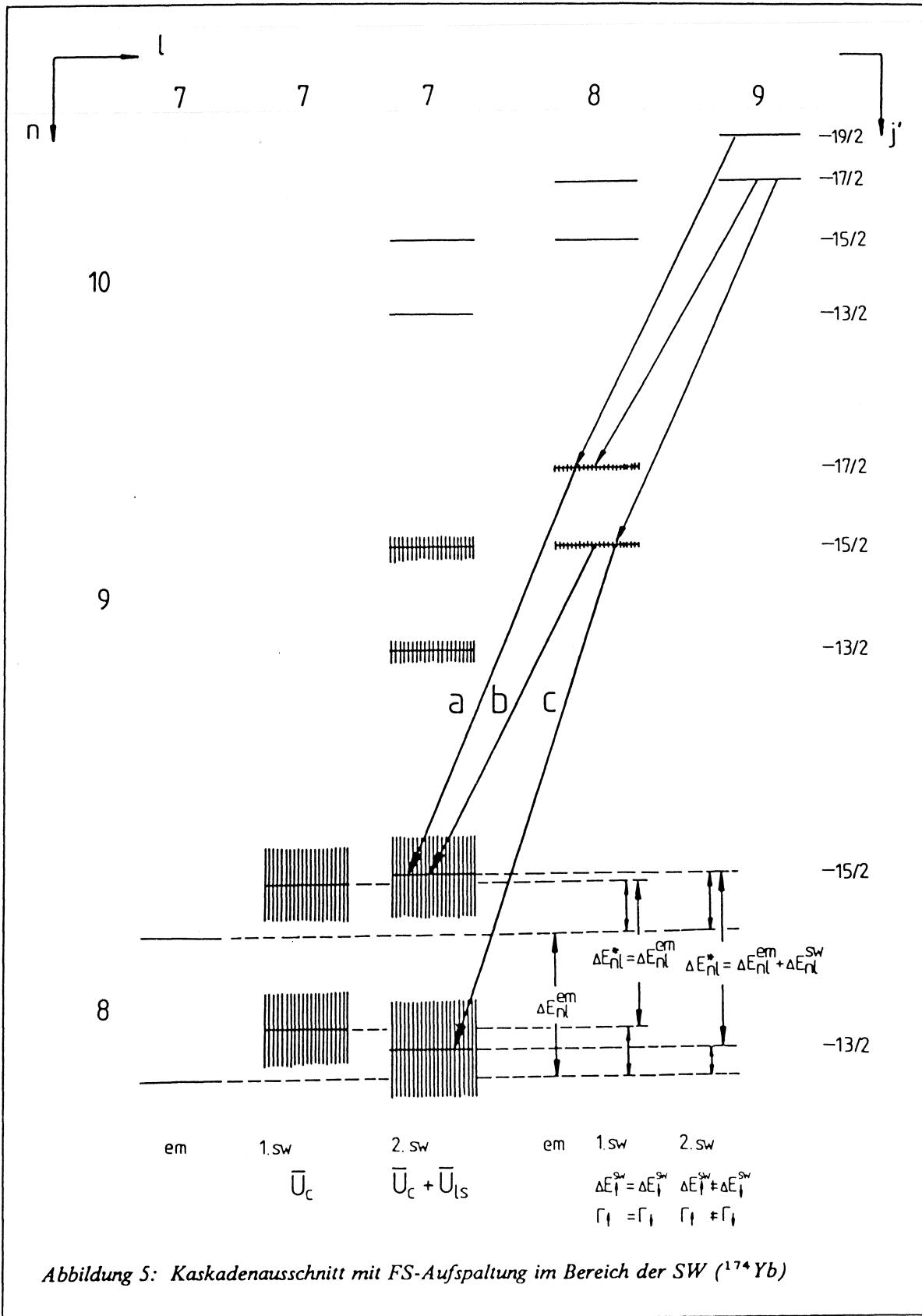
2.5.3 Die Wahl des Targets

Ein Kern, der obige Bedingungen erfüllt, ist ^{174}Yb . Der interessante Übergang $9k \rightarrow 8j$ hat eine elektromagnetische Aufspaltung von 2350 eV bei einer mittleren Übergangsenergie von 400 keV. In Abb.5 sind die beiden Möglichkeiten dargestellt, die sich mit und ohne Spin-Bahn-Term der SW ergeben:

1. Ohne Spin-Bahn-Term wird die Verschiebung der beiden Linienkomponenten aufgrund der Zentralkraft der SW gleich sein, sodaß die elektromagnetische Aufspaltung des Übergangs erhalten bleibt und beide Komponenten die gleiche Lorentzbreite haben.
2. Mit einem LS-Term ist eine zusätzliche Aufspaltung der Linienkomponenten zu erwarten und die Lorentzbreiten beider Komponenten können verschieden sein.

Es ist an dieser Stelle zu ergänzen, daß unabhängig von einem möglichen LS-Effekt der SW immer ein sogenannter 'trivialer' LS-Effekt auftritt, hervorgerufen durch den unterschiedlichen Überlapp der elektromagnetischen Wellenfunktionen eines Niveaudoublets mit dem Kern. Dieser unterschiedliche Überlapp wirkt sich bereits beim 'Einschalten' des Zentralterms der SW aus und ist für das letzte beobachtbare Energieniveau am größten. Eine theoretische Abschätzung für einen leichten Kern (^{16}O) zeigt jedoch, daß der Trivialeffekt mit $\approx 5\%$ des erwarteten LS-Effekts der SW klein ist und vernachlässigt werden kann.

Eine grundsätzliche Schwierigkeit bezüglich der Interpretation des Messergebnisses besteht darin, aus einem möglichen LS-Term der Antiproton-Kern-Wechselwirkung den LS-Term der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung richtig zu berechnen. Dies ist nur möglich, wenn die Nukleonverteilung des gemessenen Kerns gut bekannt ist.

Abbildung 5: Kaskadenausschnitt mit FS-Aufspaltung im Bereich der SW (^{174}Yb)

3. DAS EXPERIMENT

In diesem Kapitel wird die Versuchsanordnung des LEAR-Experiments PS176 beschrieben, an dem in zwei Strahlzeiten die Messdaten zu dieser Arbeit entstanden. LEAR ist die Kurzform für den *Low Energy Antiproton Ring* am CERN. Das Experiment ist für die Messung von Röntgen- und Gammaspektren antiprotonischer Atome ausgelegt. Die Messapparatur befindet sich im Nordzweig m1 der LEAR-Experimentierhalle (Abb.7).

In Reihenfolge werden die Beschleunigerinheiten und die Komponenten des Aufbaus vorgestellt:

- der Antiprotonenkomplex des CERN
- die Messapparatur
- die Elektronik
- das Datenaufnahmesystem

Es sei hier erwähnt, daß mit dem neu entwickelten und 1982 fertiggestellten Speicherring LEAR den Experimentatoren erstmals ein reiner hochintensiver Antiprotonenstrahl im Niederenergiebereich zur Verfügung steht.

3.1 Der Antiprotonenkomplex des CERN

3.1.1 Der Antiprotonenakkumulator AA

Mit der Idee, das Superprotonensynchrotron SPS des CERN als Proton-Antiproton-Collider für Hochenergieexperimente zu nutzen, ergab sich die Notwendigkeit für eine Anlage, die einen Antiprotonenstrahl hoher Güte und Intensität erzeugen würde. 1980 wurde der Antiprotonenakkumulator AA am CERN in Betrieb genommen, der heute das SPS und den für die Mittelenergiephysik konzipierten LEAR mit Antiprotonen versorgt.

Die Antiprotonen werden auf folgende Weise erzeugt [JON 83]:

Das CERN-Protonensynchrotron PS stellt alle 2.4 sec ca. 10^{13} Protonen von 26 GeV/c zur Verfügung. Diese Protonen werden in insgesamt 5 Bündeln, von denen jedes gerade den Umfang des AA besitzt, auf ein externes Kupfertarget von 3 mm Durchmesser und 110 mm Länge gelenkt. Bei der Kollision mit dem Target entstehen Antiprotonen sowie viele andere Teilchen, in der Mehrzahl Mesonen, die mithilfe einer magnetischen Linse, dem magnetischen Horn, in das darauffolgende Strahltransportsystem fokussiert werden. Dort werden die Antiprotonen von den Fremdteilchen getrennt.

Es zeigt sich, daß bei einem Antiprotonenimpuls zwischen 3 und 4 GeV/c die \bar{p} -Ausbeute am größten ist. Der AA sammelt Antiprotonen von $3.57 \text{ GeV/c} \pm 0.75\%$ und lässt dabei für die Teilchen einen Öffnungswinkel von $100\pi \times 10^{-6}$ mrad zu. Die Ausbeute ist dann typischerweise $\approx 6 \times 10^{-7} \bar{p}/p$. Auf diese Weise können $\approx 2 \times 10^6 \bar{p}/s$ gespeichert werden.

Um daraus den geforderten \bar{p} -Strahl zu formen, muß die longitudinale Impulsunschärfe der Antiprotonen und die durch Betatronschwingungen hervorgerufene transversale 'Ortsunschärfe' korrigiert werden. Die Korrekturen erfolgen durch 'Stochastisches Kühlen'. Diese Technik, zum erstenmal auf der Welt bei CERN angewandt, kommt auch im LEAR zum Einsatz und wird weiter unten kurz vorgestellt.

Die gekühlten Antiprotonen können jederzeit zum PS zurückgeführt werden, wo sie entgegen der Richtung der Protonen umlaufen. Sie können dann entweder für den $p\bar{p}$ -Collider (SPS) auf 26 GeV/c beschleunigt oder für LEAR auf 600 MeV/c abgebremst werden. Eine Übersicht der gesamten Beschleunigeranlage gibt Abb.6.

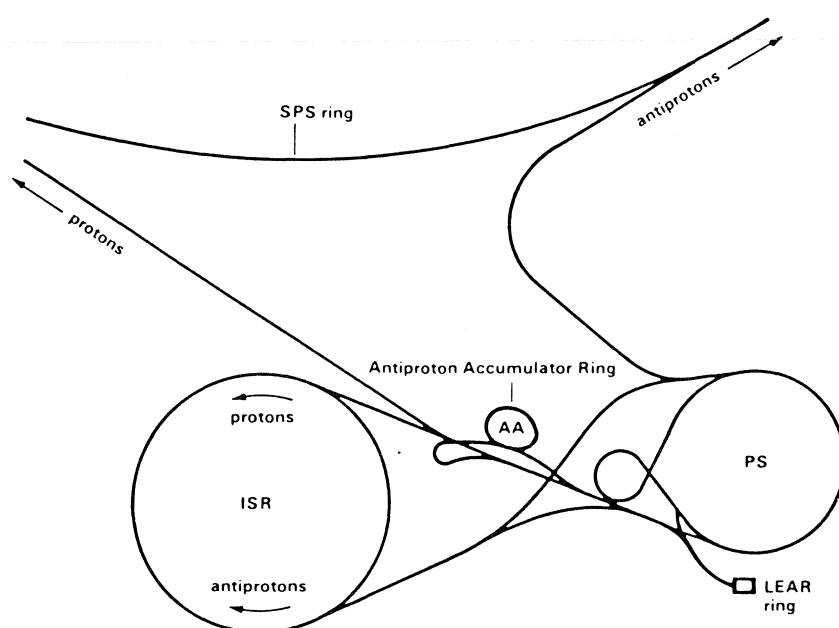


Abbildung 6: Der Beschleunigerkomplex des CERN

3.1.2 Der LEAR

Der LEAR erhält über das PS während einer Strahlzeit etwa alle 80 Minuten einen Antiprotonenpuls von 10^9 bis 3×10^9 Teilchen aus dem AA. Der Einschussimpuls beträgt 600 MeV/c. Im LEAR kann dieser Impuls zwischen 100 MeV/c und 2 GeV/c variiert werden, wobei jede neue Einstellung, besonders aber die Grenzwerte, schnell wirksame Feldkorrekturen, präzise Strahländerungen und stochastisches Kühlen erfordern [LEF 82].

Die Optimierung des Strahls dauert etwa 10 Minuten. Anschliessend werden die Antiprotonen während eines 'Spills' von ca. einer Stunde Länge über drei Strahllinien an die Experimente abgegeben, sodaß jeweils drei LEAR-Experimente gleichzeitig Messungen durchführen können. Bei gleicher Verteilung der Antiprotonen ist für ein Experiment die typische Rate $\approx 90 - 270 \times 10^3 \text{ p/s}$.

Um die Teilchenrate über die gesamte Spilllänge konstant zu halten, wendet man ein besonderes Extraktionsverfahren an, die 'langsame Extraktion'. Durch Überlagerung eines RF-Signals, das Rauschen einer bestimmten Bandbreite enthält, wird im Strahl innerhalb des entsprechenden Impulsbandes ein Diffusionsprozeß angeregt. Dabei liegt der Arbeitspunkt des LEAR in der Nähe einer Betatronresonanz, die in diesem Impulsband von den Teilchen erreicht werden kann. Hat ein Antiproton den zur Resonanz gehörenden Impuls, so erfolgt seine Extraktion aus dem Strahl.

Die wichtigsten LEAR-Daten können der Tabelle 3 entnommen werden. Die Lage des Rings in der Experimentierhalle zeigt Abb. 7.

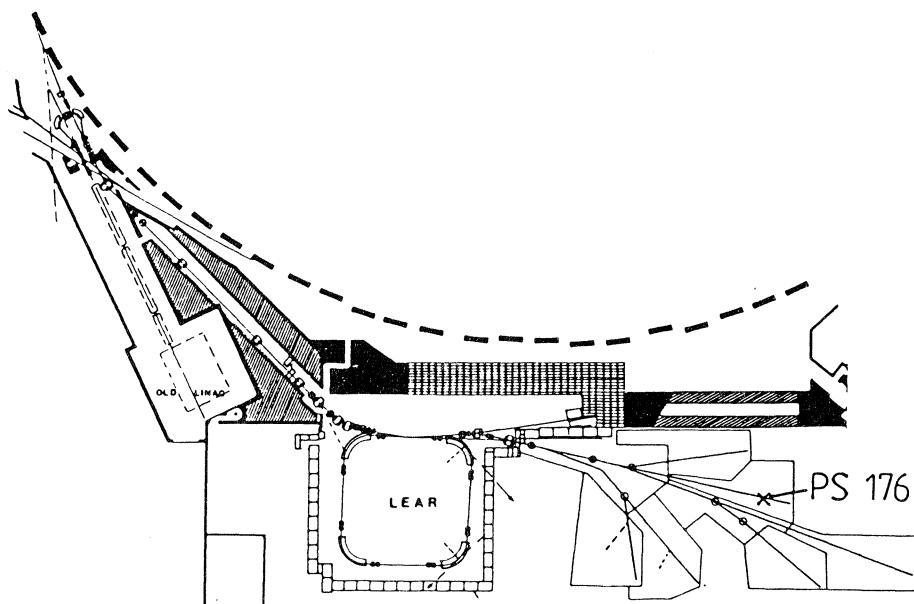


Abbildung 7: Die Experimentierhalle

Tabelle 3: Zusammenstellung wichtiger LEAR-Daten

Injektionsimpuls:	600 MeV/c
Extraktionsimpuls:	.1 – 2 GeV/c
Impulsunschärfe π/p :	$\pm 1\%$
Spilledauer:	1h
Antiprotonenrate:	$\approx 90 - 270 \times 10^3 \bar{p}/s$

3.1.3 Die Stochastische Kühlung

Die Durchführung des Antiprotonenprojekts am CERN war nur möglich durch die dort entwickelte Methode der Stochastischen Kühlung.

Liouville's Theorem zufolge ist eine Verbesserung des Phasenraums eines Teilchenstrahls nicht möglich. Sind aber die Orte und Impulse der einzelnen Teilchen bekannt, dann können sie gezielt korrigiert werden. Diese Korrekturen verkleinern den Phasenraum und werden als Stochastische Kühlung oder Phasenraumkühlung bezeichnet. Im LEAR kühlt man die Betatronoszillationen mit einem Pick-Up- und Kicker-System [MOE 83], während die Breite der Impulsverteilung nach Messung der Umlaufzeiten durch Beschleunigungskavitäten reduziert wird (Abb.8).

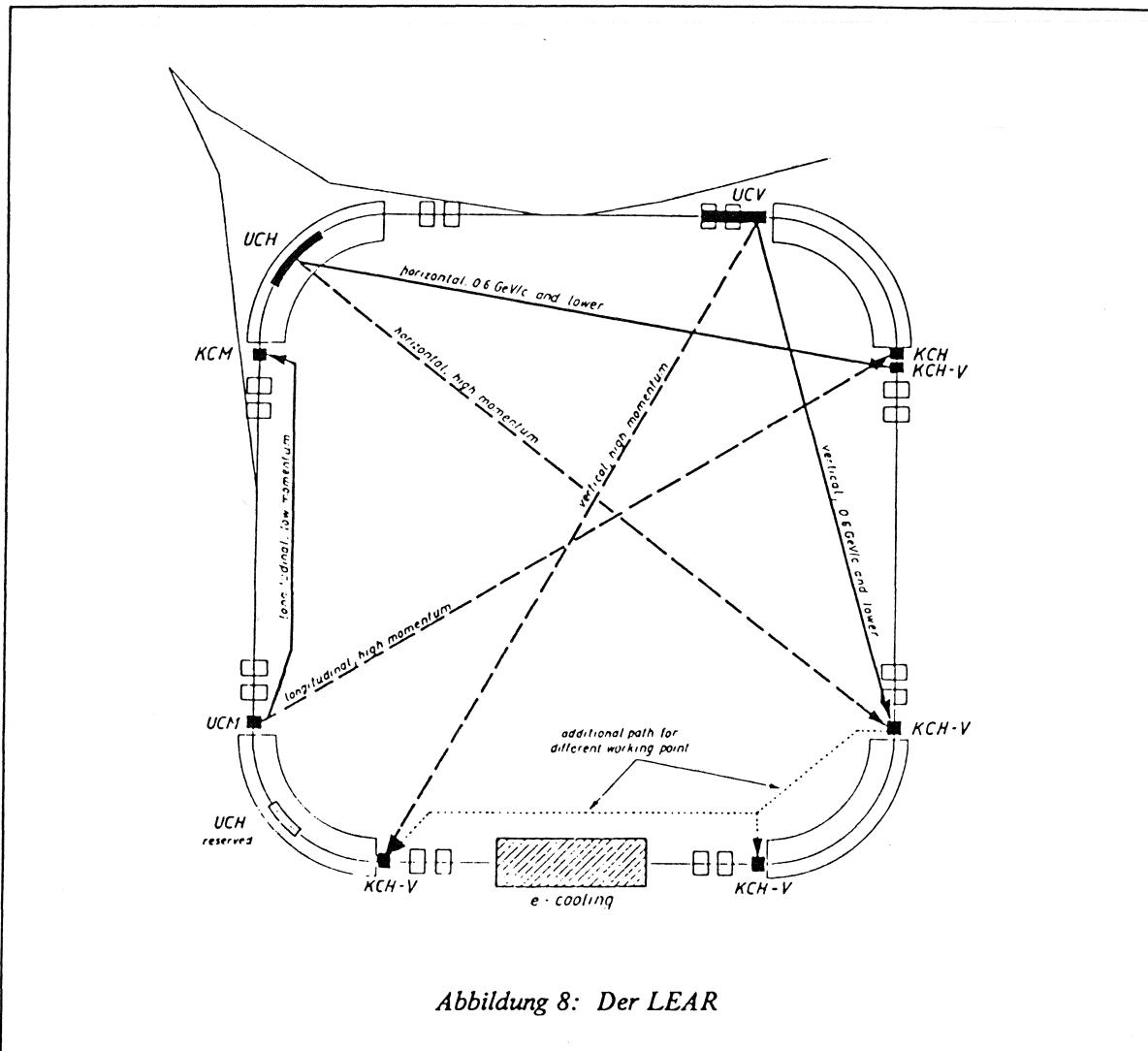
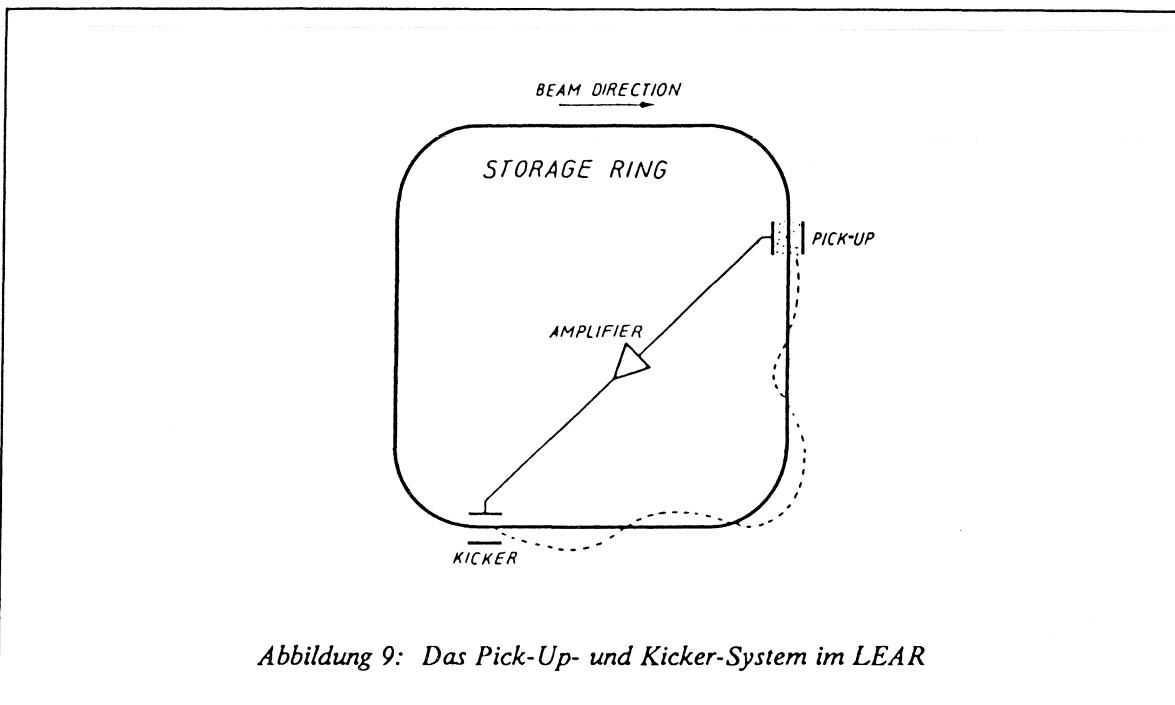


Abbildung 8: Der LEAR

Man kann diese Vorgänge mit der Entmischung zweier Gase vergleichen, die sich in einem Reservoir mit eingebauter Trennklappe befinden. Durch richtiges Öffnen der Trennklappe wird die Teilchensorte A nur in die eine, die Teilchensorte B nur in die entgegengesetzte Richtung durchgelassen. Ein solches System, bei dem durch gezieltes Eingreifen eine Verminderung der Entropie eines Untersystems erreicht wird, bezeichnet man als Maxwell'schen Dämon.

Es soll jetzt kurz die Kühlung der Betatronoszillationen untersucht werden, zunächst für den Einteilchenfall. Der Pick-Up mißt die Ortsabweichung des durchlaufenden Teilchens, der Kicker korrigiert nach $n + 1/4$ Betatronschwängungen den Winkel. Durch die direkte Führung des Korrektursignals kommt dieses rechtzeitig am Kicker an (Abb.9). Hat das Teilchen am Pick-Up die maximale Auslenkung seiner Schwingung, dann bleibt es nach der Korrektur im Zentrum der Strahlführung. Jede andere Phase hat eine teilweise oder keine Korrektur zur Folge.

Bei einem Strahl von N Teilchen verändern sich die Bedingungen. Aufgrund der endlichen Bandbreite des Verstärkers kann nur der Ortsschwerpunkt x_s eines Teilchenbündels mit N_s Teilchen, englisch *sample* genannt, korrigiert werden. Durch statistische Betrachtungen kann man zeigen, daß die Strahlvarianz χ^2_{rms} im Durchschnitt pro Umlauf um



$$\Delta x^2_{\text{rms}} / x^2_{\text{rms}} = 1/N_s \quad (54)$$

$$\Delta x^2_{\text{rms}} / x^2_{\text{rms}} \propto B/N \quad (55)$$

verringert wird, wobei B die Bandbreite des Verstärkers und N die Gesamtteilchenzahl bedeuten. Für eine effiziente Kühlung muß folglich N klein und die Bandbreite B des Verstärkers möglichst groß sein. In Tabelle 4 sind als Beispiel die wichtigsten Daten für die horizontale Kühlung zusammengefasst.

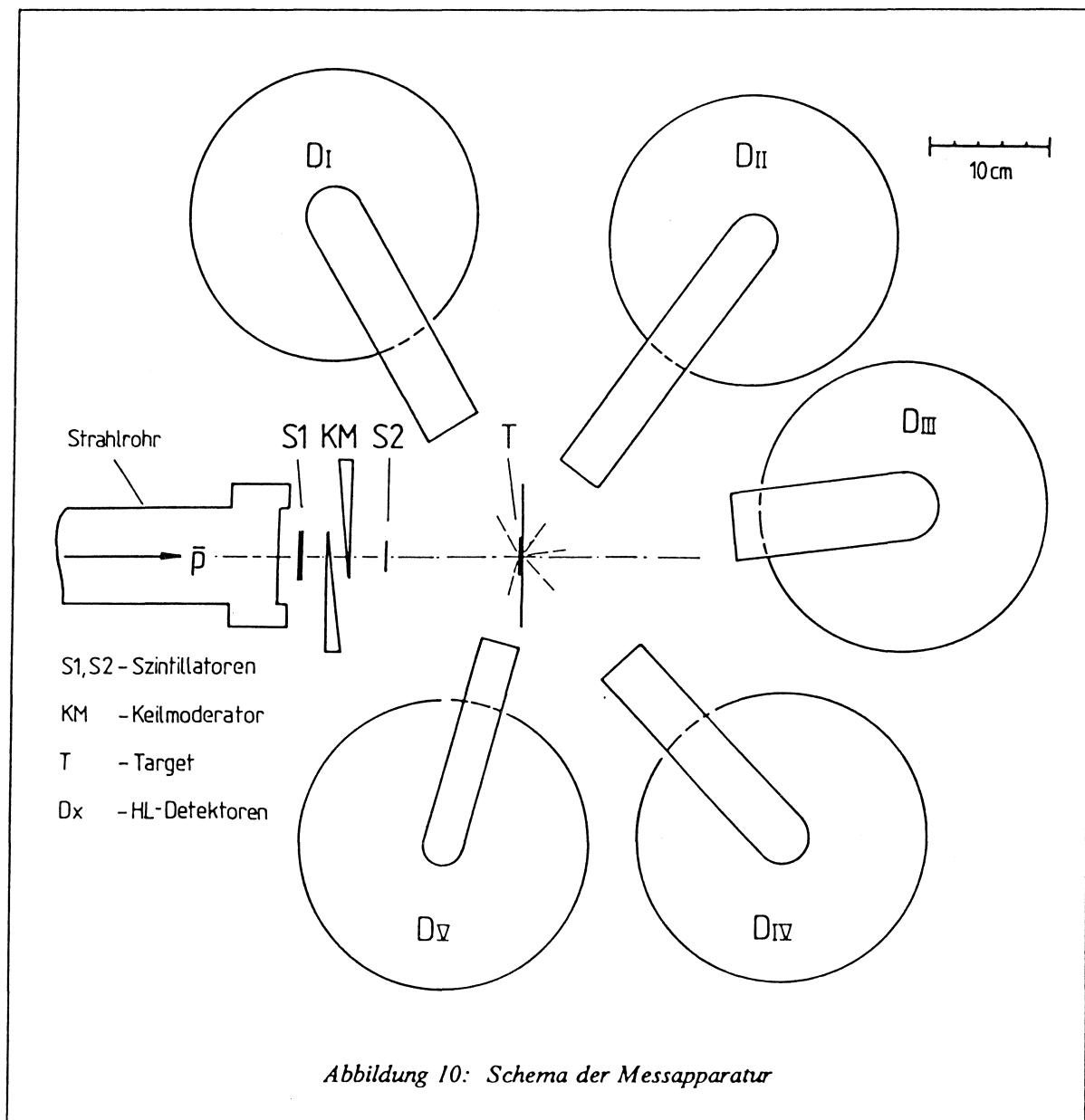
Tabelle 4: Daten für die horizontale Kühlung

Bandbreite B des Verstärkers:	250 – 750 MHz
entsprechende Sample-Länge:	1 ns
Teilchenzahl pro Sample:	$2.1 \cdot 10^{-6}$
Emittanz bei der Injektion:	$20\pi \cdot 10^{-6}$ mrad
Emittanz nach der Kühlung:	
nach 1 min –	$7\pi \cdot 10^{-6}$ mrad
nach 2 min –	$4.2\pi \cdot 10^{-6}$ mrad

3.2 Die Messapparatur

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau beschrieben, bestehend aus einem Triggerteleskop zur Erkennung und Abbremsung einlaufender Antiprotonen, den Targets und den Halbleiterdetektoren zur Messung der resultierenden Röntgen- und Gammastrahlung.

Die Apparatur ist auf eine Stahlplatte montiert, in deren Zentrum eine Aluminiumröhre vertikal angeordnet ist. Sie enthält einen Schlitz zur Führung einer Targetleiter. Die Röhre ist in Strahlhöhe unterbrochen. Ihr oberer Teil wird durch einen beweglichen Hebelarm gehalten. Am unteren Ende der Röhre sind für die Halbleiterzähler fünf drehbare Detektortische um das Zentrum angeordnet. Sie sind radial und höhenverstellbar. Abb.10 zeigt die Messapparatur.



3.2.1 Das Triggerteleskop

Das Triggerteleskop zur Identifizierung und Abbremsung eines einlaufenden Antiprotons besteht aus zwei Szintillationszählern S1 und S2 und einem dazwischen eingebauten Keilmoderator KM aus Polyäthylen, vor dem Target in Strahlrichtung montiert.

Bei vorgegebenem Antiprotonenimpuls muß die Kombination S1, S2 und KM so gewählt werden, daß die Teilchen für alle Targets im Targetzentrum stoppen können. Die gegeneinander verschiebbaren Keile des Moderators erlauben die dazu nötigen Veränderungen der Moderatordicke. Gemessen wurde bei Impulsen von 200 MeV/c und 300 MeV/c haben die Zähler S1 und S2 einen Durchmesser von 40 und 20 mm und Dicken von 4 bzw. 2 mm. Der Keilmoderator kann stufenlos von 0 – 10 mm eingestellt werden. Für 200 MeV/c muß der Zähler S1 durch einen Antizähler $\bar{S}1$ ersetzt werden (Lochöffnung 20 mm). Gleichzeitig wird ein Keilmoderator geringerer Dicke eingebaut.

Ein ankommendes Antiproton wird durch die Koinzidenz S1S2 bzw. $\bar{S}1S2$ definiert. Dabei sind die elektronischen Schwellen (siehe auch Teleskopelektronik) für die Signale von S1 und S2 so hoch gesetzt, daß alle leichteren und damit gegenüber den Antiprotonen schnelleren Teilchen (z.B. entstehende Pionen) unterdrückt werden, da sie in den Zählern weniger Energie deponieren als die \bar{p} . Gleichzeitig werden so die Untergrundereignisse verworfen.

Dieses sehr einfache Triggerteleskop ist nur deshalb möglich, weil der \bar{p} -Strahl von Verunreinigungen durch andere Teilchen frei ist. Die wichtigen Teleskopdaten sind noch einmal in Tabelle 5 aufgeführt. Schließlich sei erwähnt, daß die Hochspannungen der Zähler S1 und S2 und der Antriebsmotor des Keilmoderators sowohl von Hand als auch mit dem Datenaufnahmecomputer ferngesteuert werden können.

Tabelle 5: Die Teleskopdaten

Zähler	Dicke	Durchmesser	Hochspannung max.
S1	4 mm	40 mm	– 1700 V
S2	2 mm	20 mm	– 1700 V
$\bar{S}1$	10 mm	100 mm(Loch: 20 mm)	– 1700 V

3.2.2 Die Targets

Für diese Arbeit wurden die Isotope ^{208}Pb und ^{174}Yb gemessen. Die Targets lagen in metallischer Form vor. Das Bleitarget war kreisrund und hatte einen Durchmesser von 30 mm, während das Ytterbiumtarget quadratische Form hatte mit 30 mm Kantenlänge. Beide Metallplättchen sind 300 mg/cm² dick (0.26 mm für Blei, 0.44 mm für Ytterbium).

Zur Befestigung auf der Targetleiter wird ein Target zunächst zwischen zwei Mylarfolien von je 50 μm Dicke geklebt, die über einen Aluminiumrahmen von ca 70 \times 100 mm Seitenlänge gespannt sind. In dieser Tasche kann es dann montiert werden.

Die Targetleiter, ein dünnes Aluminiumband mit äquidistanten Ausstanzungen für die Targetrahmen, kann gleichzeitig 14 Targets aufnehmen. Ihr ferngesteuerter Antriebsmotor ermöglicht Targetwechsel zu jeder Zeit. Auf diese Weise können u.a. fest angebrachte Eichquellen während der Messung in den Strahl gefahren werden. Die Abschirmung der Leiter durch die Führungsröhre sorgt dafür, daß sich immer nur ein Target im Strahl befindet.

3.2.3 Die Halbleiterdetektoren

Zum Nachweis der charakteristischen Röntgenstrahlung und der von angeregten Kernen ausgehenden Gammastrahlen werden Halbleiterzähler (-dioden) aus Germanium eingesetzt, eine seit Jahren bekannte Technik. Die Dioden sind so ausgewählt, daß für die interessanten Energiebereiche mindestens ein in Bezug auf Ansprechwahrscheinlichkeit und Energieauflösung 'richtiger' Detektor zur Verfügung steht. Die Daten der hier benutzten Zähler sind in Tabelle 6 zusammengefasst.

Tabelle 6: Die Detektorspezifikationen

Detektor	Typ	Kristall	Fläche	Dicke	Kopplung	HV
D1	IGP 207	HPGe	200	7	POF	- 2000 V
D2	IGP 210	HPGe	200	10	RF	- 1000 V
D3	DSG 210	HPGe	200	10	RF	- 2500 V
D4	DSG 513	HPGe	500	13	RF	- 2500 V
D5	DSG 516	HPGe	500	16	RF	- 4000 V
D6	Ortec GEM	HPGe	2172	66.6	RF	2000 V
D7	Berkeley	HPGe	1134	12.5	POF	- 1500 V

RF = Widerstandsrückkopplung

POF = Optische Rückkopplung

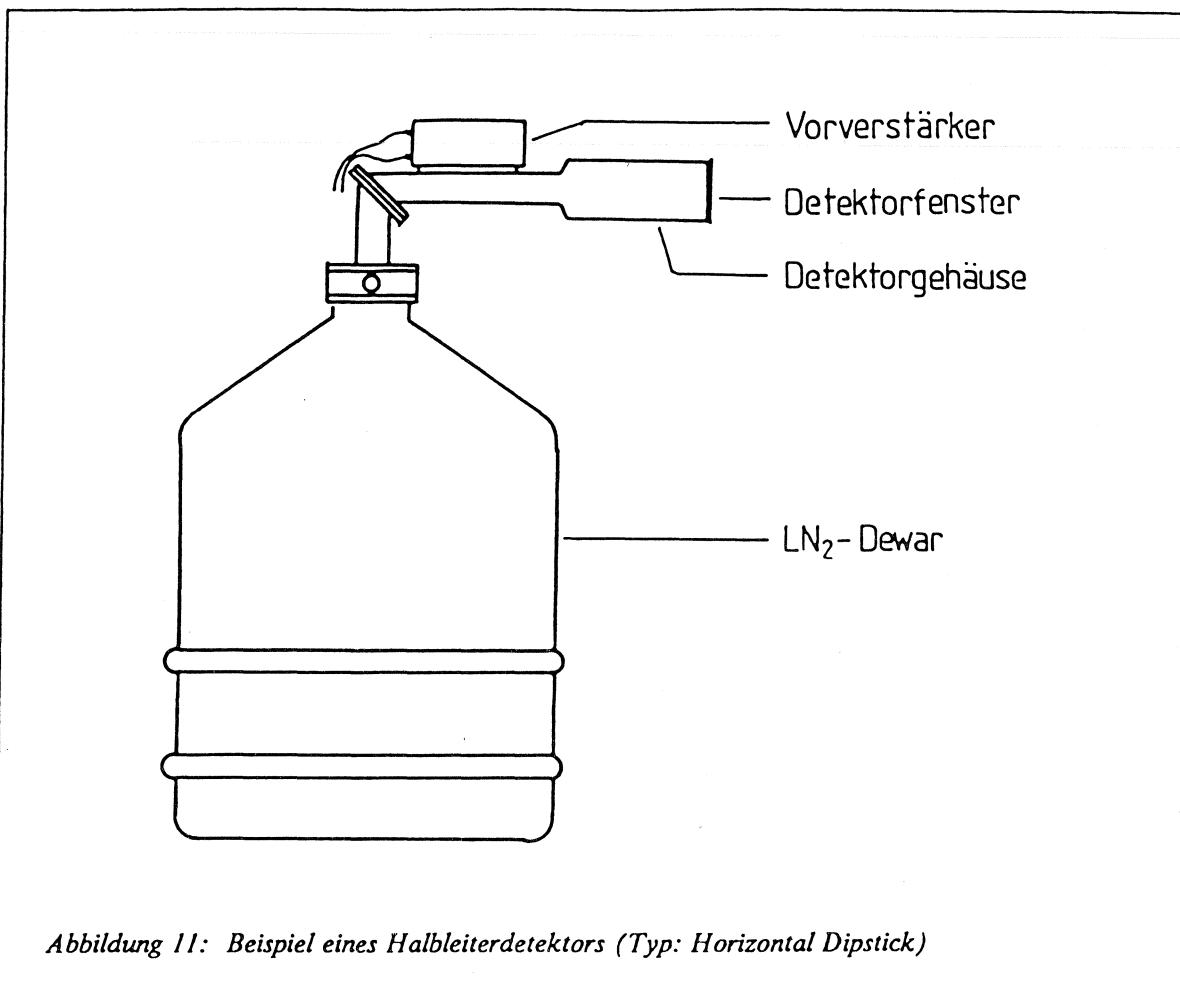
Im Prinzip besteht ein solcher Detektor aus einem *pn*-Übergang mit ausgedehnter Verarmungsschicht, die durch Anlegen einer Hochspannung erzeugt wird. Die einfallenden Photonen wechselwirken in dieser Schicht mit den Elektronen des Detektormaterials und befördern diese in das Leitungsband. Die entstehenden Elektron-Loch-Paare werden im Feld der Hochspannung abgesaugt. Die an den Elektroden gesammelte Ladung ist ein Maß für die Energie des einlaufenden Photons. Der Vorteil von Halbleiterdetektoren gegenüber anderen Festkörperzählern und Gasdetektoren ist ihre viel bessere Energieauflösung. So werden zur Bildung eines Ladungsträgerpaars in Ge und Si nur ≈ 3 eV, in Szintillationszählern ≈ 100 eV benötigt. Ihr Nachteil ist das aus fabrikationstechnischen Gründen kleine sensitive Volumen.

Eine typische Ausführung eines HLD, bestehend aus der Diode, dem Vorverstärker und dem Dewar zur Kühlung mit flüssigem Stickstoff zeigt Abb.11.

Die Kühlung ist notwendig zur Rauschverminderung der Diode und des Vorverstärkers.

In diesem Experiment werden ausschließlich Detektoren aus hochreinem, p-leitenden Germanium verwendet. Diese als HPGe-Detektoren bezeichneten Zähler ermöglichen einen grossen sensitiven Bereich und bieten gegenüber anderen Typen einen weiteren technischen und finanziellen Vorteil, da sie nur während der Messung gekühlt werden müssen. Eine ausführliche Abhandlung über Halbleiterzähler findet man bei [KNO 79].

Das Verhalten der Dioden unter Strahlbedingungen wird im Kapitel 'Eichanalyse' besprochen.



3.3 Die Elektronik

Bindeglied zwischen den Detektoren und dem Datenaufnahmesystem ist eine elektronische Anlage, die die Detektorsignale weiterverarbeitet, aufeinander abstimmt und für die Datenaufnahme vorbereitet. Wiederum lässt sich wie oben eine Unterteilung in einzelne Komponenten vornehmen:

- die Teleskopelektronik
- die Detektorelektronik
- die Triggerelektronik

Zur Realisierung werden elektronische Standardbausteine der NIM- und CAMAC-Norm verwendet. Dabei müssen grundsätzlich AA-, AD- und DD-Einheiten unterschieden werden. A steht für *analog*, D für *digital*. Der erste Buchstabe bezeichnet das Eingangssignal eines Bausteins, der zweite das Ausgangssignal. Eine Übersicht der verwendeten Einheiten gibt Tabelle 7.

Die Verbindungen zwischen den Elektronikbausteinen stellen Kabel der LEMO- und BNC-Norm her. Besonders abgeschirmte BNC-Kabel überbrücken die Entfernung von etwa 40 Metern von der Messapparatur zur Elektronik, da alle Detektorsignale so verlust- und störungsfrei wie möglich bleiben sollen.

Für die sofortige Verstärkung von Detektor- oder Szintillatorsignalen ist an der Messapparatur der Einbau entsprechender Elektronikbausteine möglich.

Tabelle 7: Die Elektronikbausteine (Abkürzungen und Typen)

Elektronikeinheit	Standard	Abk.	Typ
Timing-Filter-Amplifier	NIM	TFA	Ortec 474
Linearverstärker	NIM	LA	Tenelec 205 A
Constant-Fraction-Discriminator	NIM	CFD	Canberra 1428 A
Discriminator	NIM	DISCR	LeCroy 620 D
Timing-Unit	NIM	DG	LeCroy 222
Coincidence-Unit	NIM		LeCroy 622
Fan-IN/Fan-OUT	NIM	IN/OUT	LeCroy 429 A
Analog-Digital-Converter	NIM	ADC	Laben 8215
Time-Digital-Converter	CAMAC	TDC	LeCroy 4208
PM-Vorverstärker	NIM	PREA	LeCroy 612 A

3.3.1 Die Teleskopelektronik

Die schnellen Ausgangssignale der beiden Szintillationszähler S1 und S2, deren Zeitdifferenz 3 – 5 ns beträgt, werden an der Messapparatur direkt über analoge Vorverstärker geführt. Die Teleskopelektronik besteht weiterhin aus zwei Diskriminatoren und einer Koinzidenzeinheit. Die Diskriminatoren produzieren für jedes analoge Eingangssignal, das eine bestimmte einstellbare Schwelle überschreitet, ein logisches Ausgangssignal. Die Schwellen sind so eingestellt, daß nur Pulse von Antiprotonen ein logisches Signal erzeugen. Vor der Koinzidenz wird das Diskriminatorsignal von S1 derart verzögert, daß es in die Mitte des auf ca. 30 ns verbreiterten Signals von S2 fällt. Das resultierende Koinzidenzsignal S1S2 definiert ein eingelaufenes Antiproton. Dieses Signal wird anschließend zur Festlegung eines gültigen Detektorereignisses, für die Erfassung der Zeitverteilung der

Detektorereignisse, den Computertrigger und eine Totzeitschaltung gebraucht. Die notwendige Vervielfachung des Koinzidenzsignals geschieht mithilfe zweier FAN-IN/FAN-OUT-Einheiten.

Zur Kontrolle der Zählraten von S1, S2 und S1S2 sind die entsprechenden Ausgänge an CAMAC-Zähler und zwei Analogratemesser angeschlossen.

Das Elektronikschema für die Teleskopelektronik zeigt Abb.12.

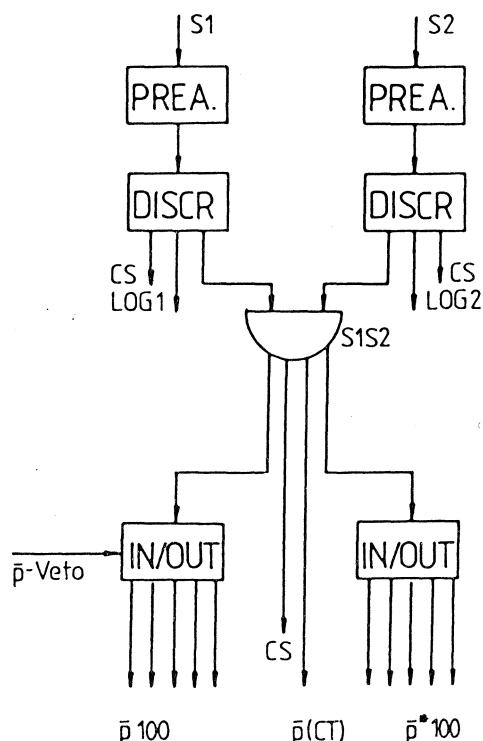


Abbildung 12: Schema der Teleskopelektronik

3.3.2 Die Detektorelektronik

Die Energie eines Photons wird im Detektorvorverstärker in einen Spannungspuls mit entsprechender Pulshöhe umgeformt. Dessen Ausgangssignale haben Anstiegs- bzw. Abfallzeiten von 20 – 50 ns und 100 – 500 ns. Die Pulshöhen betragen einige mV. In der Regel hat der Vorverstärker zwei gleiche Ausgänge für den Energiezweig und den Zeitkreis der Detektorelektronik. Das Schema dieser Elektronik ist in Abb.13 wiedergegeben.

Der Energiezweig besteht aus einem linearen Hauptverstärker LA und einem darauffolgenden ADC. Der Verstärker verändert das Detektorsignal so, daß es anschliessend in den ADC eingegeben werden kann. Die Zeit für die Pulsverarbeitung beträgt ca. 8 μ s.

Im schnellen Zeitkreis wird das zweite Vorstärkersignal zunächst auf zwei Zweige verteilt, bestehend aus je einem Timing-Filter-Amplifier TFA und einem Constant-Fraction-Diskriminator CFD. Der TFA verstärkt und invertiert das anstehende Analogsignal, die Funktion des CFD ist das Setzen

einer Energieschwellen und die Kompensation des unterschiedlichen Zeitverhaltens für Pulse verschiedener Energien. Sein Ausgangssignal ist ein logisches Signal.

Durch Setzen einer unteren und einer oberen Schwelle *Low* und *High* wird ein Energiefenster definiert. Bildet man eine Koinzidenz zwischen dem Ausgangssignal von CFD_L und dem Antisignal von CFD_H, dann resultiert ein Koinzidenzsignal nur dann, wenn ein Puls die untere Schwelle überschreitet, die obere Schwelle aber noch nicht erreicht und damit innerhalb des gewählten Energiefensters liegt. Die Aufgabe der unteren Schwelle ist die Rauschunterdrückung, die obere Schwelle dient zur Festlegung des Energiebereichs und zur Diskriminierung von hohen Pulsen, die von den Detektor durchlaufenden geladenen Teilchen (Pionen, Elektronen) herrühren. Das Koinzidenzsignal wird mit D_x bezeichnet.

Um die zeitliche Korrelation zwischen einem einlaufenden Antiproton und einem im Detektor D_x registrierten Röntgenquant herzustellen, wird die Zeitdifferenz zwischen dem schnellen \bar{p} -Signal des Teleskops (Koinzidenzsignal S1S2) und dem Antwortsignal des Detektors gemessen. Zur Bildung einer Koinzidenz verzögert man das auf 100 ns verbreiterte Teleskopsignal so, daß das Maximum der Zeitverteilung vieler Detektorereignisse in der Mitte dieses Zeitfensters liegt. Die Zeitverteilung hat ihre Ursache darin, daß sich die Anstiegszeiten für Pulse verschiedener Energie unterscheiden. Sehr lange Anstiegszeiten treten auf bei kleinen Energien. Diese Energie-Zeitabhängigkeit wird mithilfe der CFD's ausgeglichen. Es bleibt aber eine Verteilung mit ca. 10–20 ns Halbwertsbreite bestehen. Das Koinzidenzsignal $\bar{p}D_x$ definiert ein gültiges zeitkorreliertes Detektorereignis. Es wird für den Computertrigger, die Aufnahme der Zeitverteilung und ein logisches ADC-Fenster benötigt.

Das ADC-Fenster, englisch *Gate* genannt, ist so verzögert und verbreitert, daß es mit dem zugehörigen analogen Ausgangssignal des Hauptverstärkers zeitlich überlappt. Das Gate-Signal wird in Koinzidenz mit dem Energiesignal in den ADC eingegeben. Auf diese Weise akzeptiert der ADC nur solche Signale des Energiezweigs, die durch den Zeitkreis als antiprotonische Ereignisse innerhalb des gewählten Energiefensters erkannt werden.

Für die Zählratenkontrolle sind je ein Ausgang von D_x und $\bar{p}D_x$ an die CAMAC-Zähler angeschlossen.

3.3.3 Die Triggerelektronik

Die oben beschriebene Detektorelektronik ist im Experiment bis zu sechsmal aufgebaut. Aufgabe der Triggerelektronik ist es, die Teleskop- und Detektorsignale aufeinander abzustimmen und die Datenauslese vorzubereiten.

Jeder der eingesetzten Halbleiterdetektoren hat abhängig von Typ, Grösse und Vorverstärker bezüglich des schnellen \bar{p} -Teleskopsignals eine charakteristische Antwortzeit. Dabei bestimmt der langsamste Detektor letztlich die Länge der Verzögerungskabel. Folgen wir nach Abb.14 dem Schema: Das Signal $\bar{p}D_x$ wird auf 100 ns verbreitert. In die Mitte des Zeitfensters wird ein 'scharfes' \bar{p} -Signal gesetzt. Alle anderen $\bar{p}D_x$ -Koinzidenzen erhalten ebenfalls ein Zeitfenster von 100 ns und werden so verzögert, daß das Teleskopsignal immer bei 50 ns liegt. Sie sind Eingangssignale für ein Vielfach-OR, dessen Ausgangspuls die Überlagerung aller verbreiterten $\bar{p}D_x$ -Signale darstellt. Dieser Ausgangspuls wird mit $\bar{p}D$ bezeichnet. In Koinzidenz mit dem \bar{p} -Signal definiert er ein gültiges Detektorereignis des gesamten Systems. Dabei sind auch Koinzidenzereignisse zwischen einzelnen Detektoren möglich. Das $\bar{p}/\bar{p}D$ -Signal, dessen Zeitpunkt durch das Teleskopsignal bestimmt ist, startet u.a. die Datenauslese. Der entsprechende Ausgang wird als Computertrigger CT bezeichnet.

An dieser Stelle muß ein Vorgriff auf das Datenaufnahmesystem gemacht werden. Wichtig sind in der Folge neun CAMAC-Module, die alle durch einen die Datenaufnahme überwachenden Mikrocomputer angesteuert werden können. Es handelt sich um sechs ADC-Koppler, einen Vielfach-TDC, eine Pattern-Unit PU und einen Zweifach-Flip-Flop (FF1 und FF2).

Die ADC-Koppler, CAMAC-Schnittstellen für die ADC's der Halbleiterzähler, stellen die Energiesignale zur Auslese bereit.

Der Vielfach-TDC registriert das Zeitverhalten aller Detektoren. Ein Computertriggersignal dient dabei als gemeinsames Startsignal. Bezuglich dieser Referenz können bis zu acht $\bar{p}D_x$ -Zeitverteilungen aufgenommen werden.

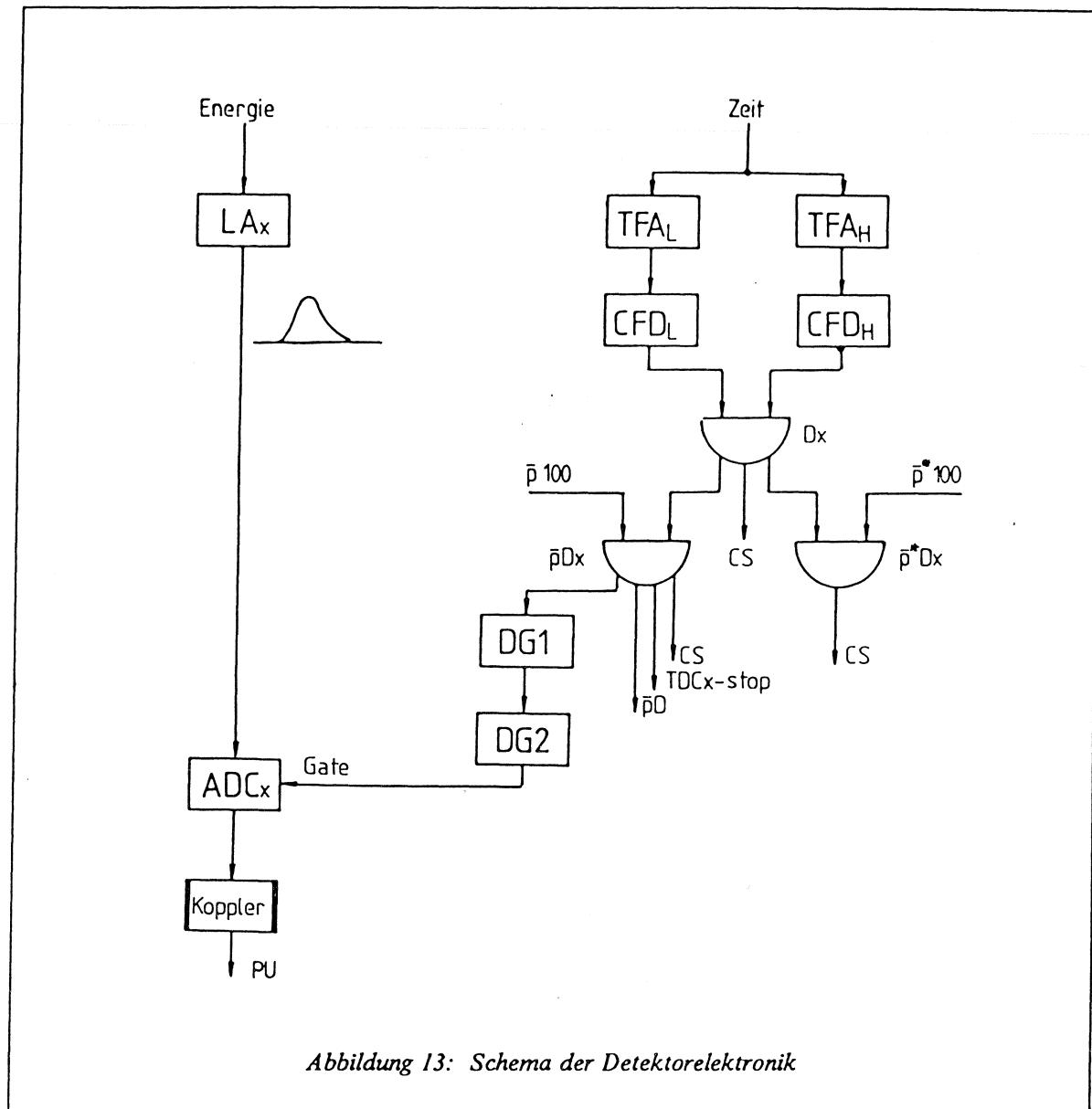


Abbildung 13: Schema der Detektorelektronik

Die Pattern-Unit mit insgesamt fünfzehn logischen Eingängen erhält über die ADC-Koppler die Information, welcher Detektor ein Ereignis aufgenommen hat. Der Mikrocomputer ruft diese Information ab und weiß damit, welcher ADC-Koppler und welcher TDC-Kanal ausgelesen werden muß.

Die Flip-Flop-Einheit gibt das Signal zum Start der Datenauslese und blockiert das System für die Aufnahme weiterer Detektorereignisse während des Auslesevorgangs.

Verfolgen wir ein Modellereignis:

Ein Antiproton hat die Szintillationszähler S1 und S2 durchlaufen und stoppt etwa 3 ns später im Target. Ein nach dem Einfang des Teilchens emittiertes Röntgenquant wird im Zähler D_x detektiert. Der Zeitkreis von D_x erkennt das Ereignis innerhalb des gesetzten Energiefensters als gültig. Mit dem verbreiterten Teleskopsignal wird die Koinzidenz $\bar{p} D_x$ gebildet, deren Ausgangssignale entsprechend verzögert für den Computertrigger und als TDC_x-Stop benutzt werden und das Gate für das nach etwa 8 μs anstehende Energiesignal des Hauptverstärkers bilden.

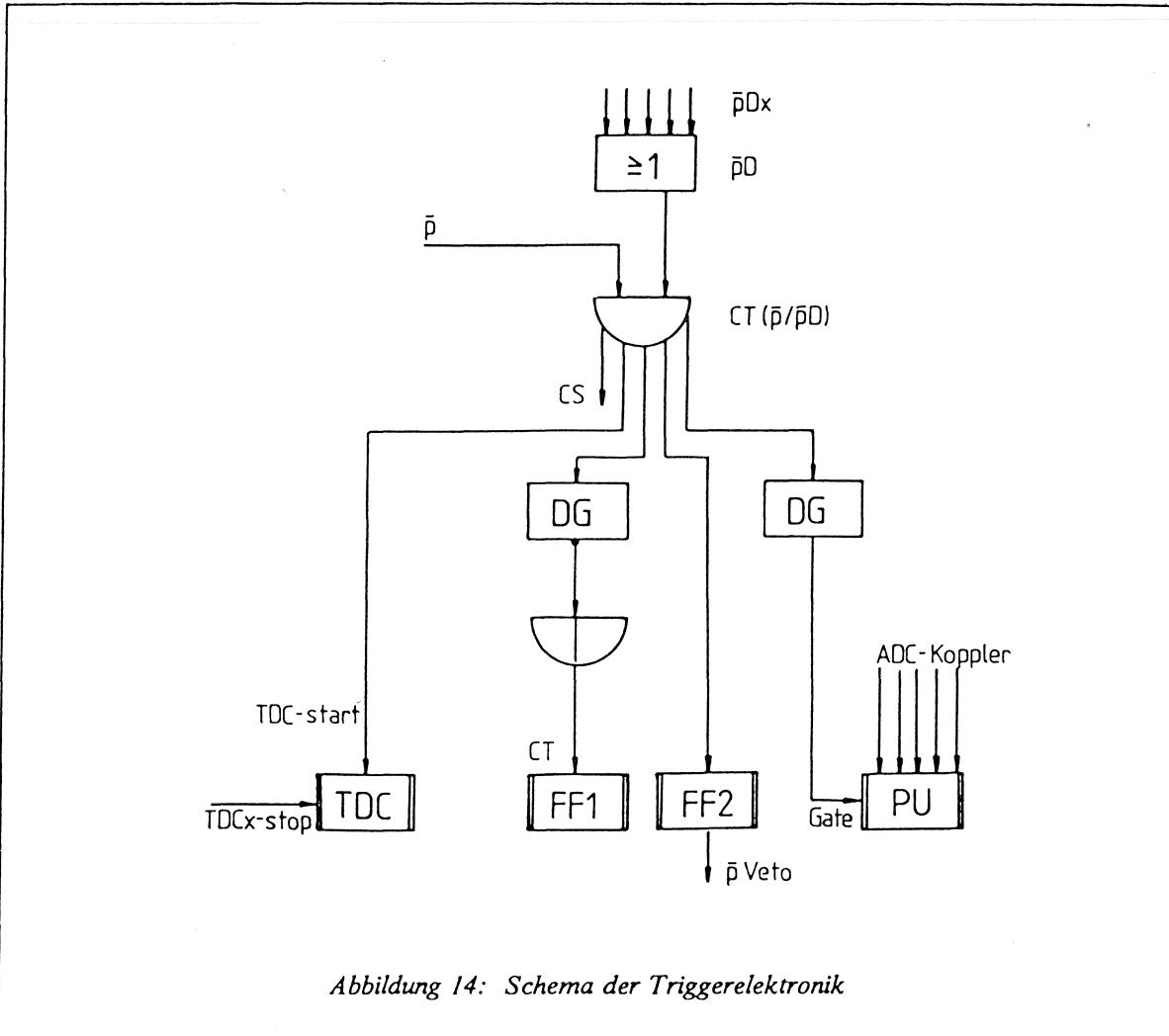
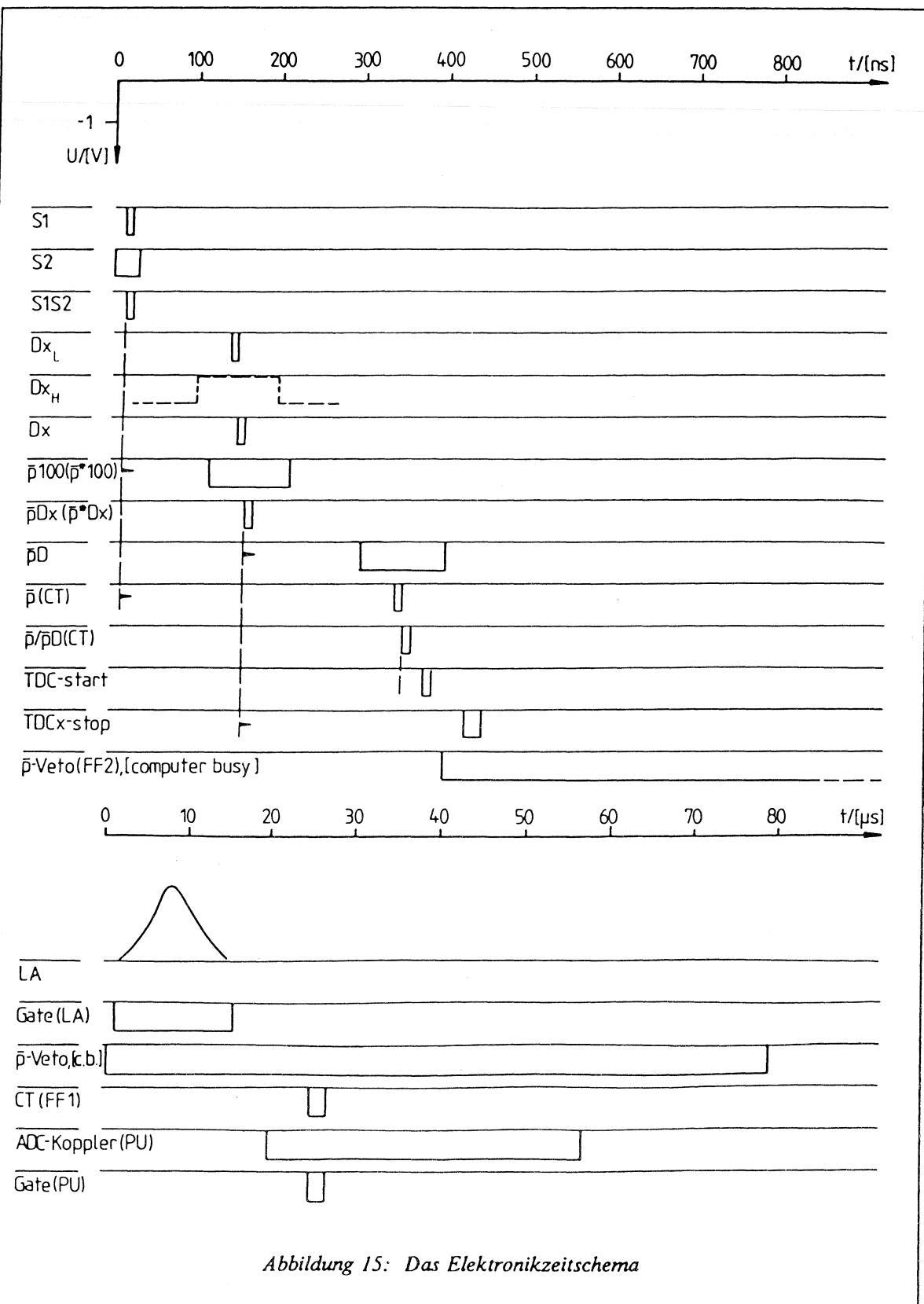


Abbildung 14: Schema der Triggerelektronik

Die Computertriggerkoinzidenz $\bar{p}/\bar{p}D_x$ startet den TDC, blockiert mithilfe des FF2 durch Setzen eines Veto-Signals das Teleskop und gibt $20 \mu s$ verzögert über den FF1 das Zeichen zum Beginn des Auslesevorgangs. Diese Wartezeit ist nötig wegen der langen Konversionszeit des ADC. Nach $16 \mu s$ haben sowohl der ADC als auch der wesentlich schnellere TDC konvertiert und sind für die Auslese bereit. Über den Koppler x ist gleichzeitig das PU-Bit x gesetzt. Mit dieser Information startet der Mikroprozessor nach erfolgter Freigabe durch den FF1 die Datenauslese für den ADC _{x} und den Kanal x des TDC und steuert die Speicherung der Energie- und Zeitinformation des Ereignisses. Am Ende dieses Zyklus werden alle Module in ihren Anfangszustand zurückgesetzt und das System ist bereit zur Aufnahme des nächsten Ereignisses. Den hier beschriebenen zeitlichen Ablauf zeigt das Schema in Abb.15.

3.4 Das Datenaufnahmesystem

Zu Beginn dieses Abschnitts sei darauf hingewiesen, daß das Datenaufnahmesystem des Experiments detailliert in der Dissertation von U. Raich [RAI 83] behandelt wurde und daher hier nur eine knappe Beschreibung gegeben werden soll. Für das Datenaufnahmesystem wurde eine Kombination eines Mikrocomputers mit einem Minicomputer gewählt.



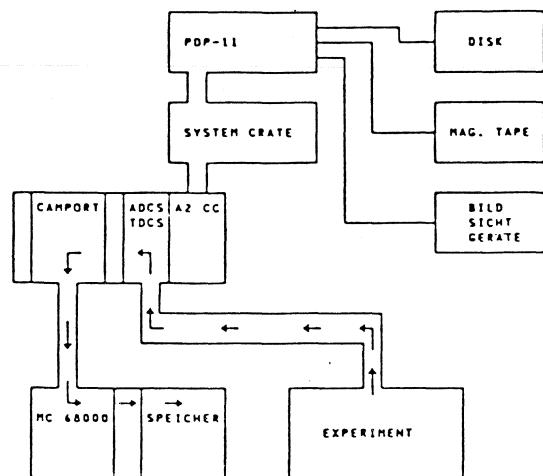
Der Mikrocomputer vom Typ Motorola MC 68000 steuert während eines Spills die Datenauslese und die Abspeicherung der Detektorereignisse in dafür vorgesehene Memory-Karten. Im Memory entstehen die Energie- und Zeitspektren der Detektoren. Nach Beendigung eines Spills greift in der Pause ein Minicomputer PDP 11/34 auf dieses Memory zu und transferiert die Daten parallel auf eine Magnetplatte und ein Magnetband. Die Memory-Karten werden bei diesem Vorgang geleert und sind für die nächste Messung bereit.

Die Schaltzentrale zwischen Mikro- und Minicomputer ist eine CAMAC-Einheit, die als CAMPORT bezeichnet wird. Dieses Modul regelt u.a. den Zugriff beider Computer auf das Memory und die CAMAC-Einheiten und sorgt dafür, daß immer nur ein Rechner Befehle absetzen kann.

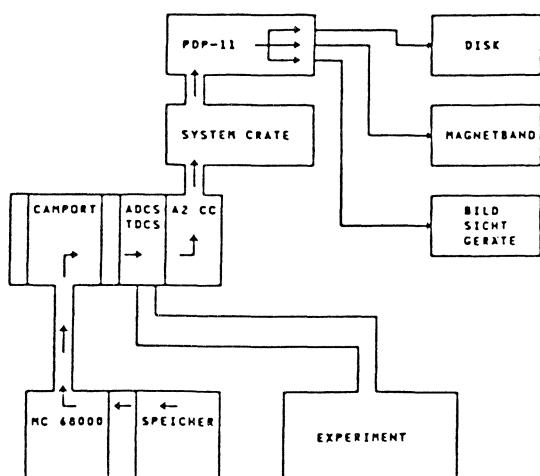
Die transferierten Daten werden auf an die PDP angeschlossenen Bildsichtgeräten kontrolliert und danach auf den IBM-Großrechner des CERN übertragen.

Ein weiterer gruppeneigener Minicomputer vom Typ LSI 11/23 kann die Spektren von dort jederzeit abrufen. Auf dieser Maschine, auf der IBM des KfK Karlsruhe und einem grossen CDC-Rechner des CERN werden die Daten ausgewertet.

Die Schemata in Abb.16 und Abb.17 zeigen den Datenfluß und die Anordnung der beiden Computer mit Peripheriegeräten.



Datenfluß während des LEAR Spills



Datenfluß während des Transfers der Spektren

Abbildung 16: Das Schema des Datenflusses

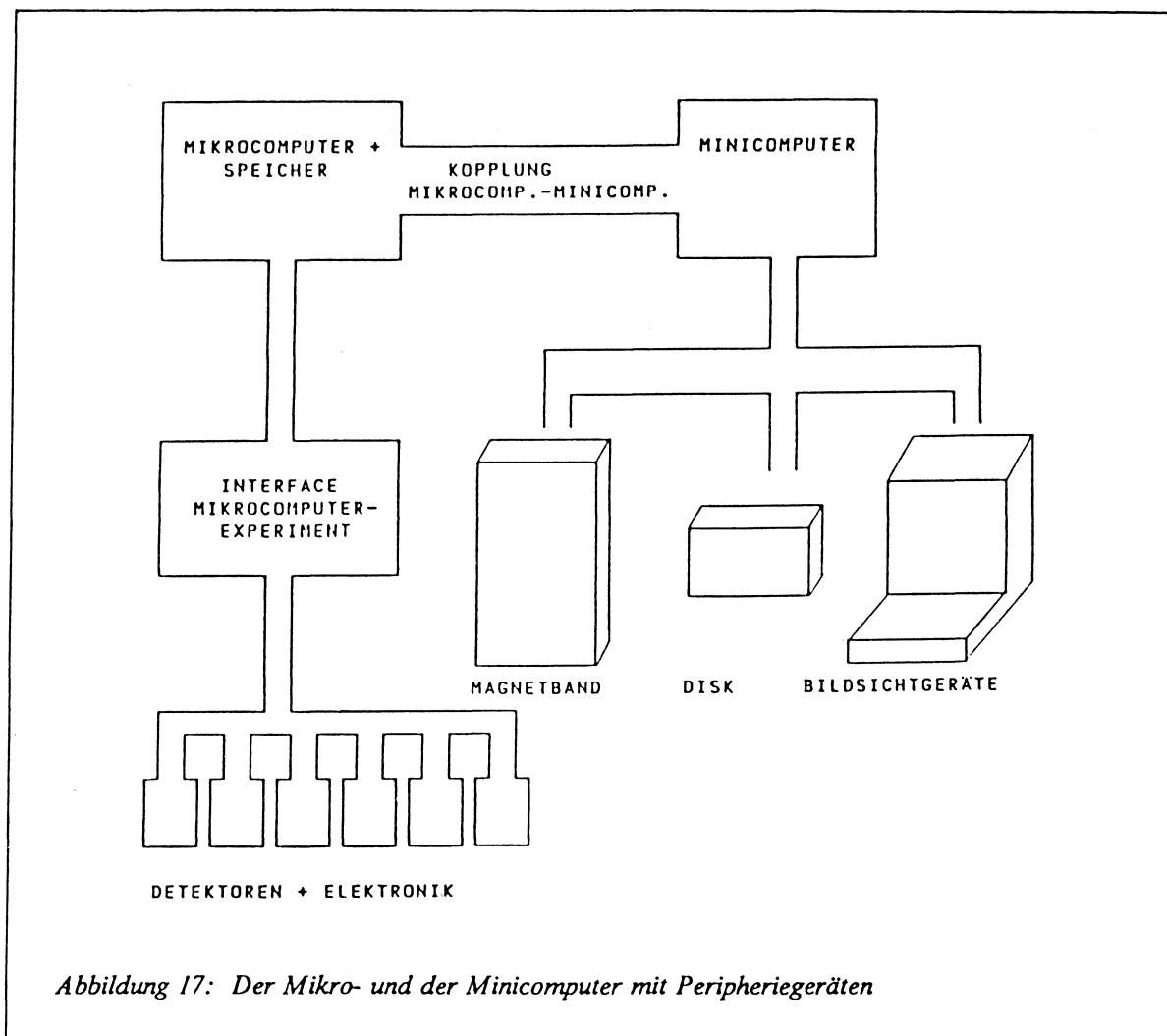


Abbildung 17: Der Mikro- und der Minicomputer mit Peripheriegeräten

4. DIE MESSUNG

In diesem Kapitel soll die Vorbereitung der Messapparatur für eine Strahlzeit und die Einstellung des Experiments unter Strahlbedingungen behandelt sowie eine Zusammenfassung wichtiger Daten, die Messung zu dieser Arbeit betreffend, gegeben werden.

4.1 Die Messvorbereitung

Ausgehend von der Festlegung der Energiebereiche für die einzelnen Detektoren wird zunächst im Energiezweig der Diodenelektronik die Verstärkung des Hauptverstärkers so gewählt, daß die erlaubte maximale Eingangsspannung des ADC mit der oberen Grenze des Detektorenergiebereichs übereinstimmt. Diese Voreichung erfolgt ohne das Gate des Zeitkreises, dessen Schwellenwerte später eingestellt werden.

Für die Energierichtung und zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren werden intensitätsgeeichte Standardquellen benutzt. Die wichtigsten Isotope für unsere Energiebereiche von 60 keV bis 3 MeV sind ^{22}Na , ^{60}Co , ^{75}Se , ^{133}Ba und ^{241}Am .

Der nächste Vorbereitungsschritt besteht in der zeitlichen Abstimmung der Detektorkreise gegenüber dem Teleskopsignal. Dazu wird der Szintillationszähler S1 des Teleskops im Abstand von 10 bis 15 cm vor einen Detektor positioniert. Zwischen S1 und dem Detektor ist an der Innenseite des Szintillators eine Koinzidenzquelle angebracht. Geeignete Quellen dafür sind z.B. ^{54}Mn für den niederenergetischen Bereich (Fluoreszenzröntgenstrahlung) und ^{22}Na bzw. ^{60}Co ($e^+\gamma$ -Koinzidenzen). Mithilfe der Koinzidenzereignisse der Quelle kann das Zeitverhalten des Detektors bezüglich des schnellen Teleskopsignals simuliert werden. Der Low-Zweig des Zeitkreises wird nun so eingestellt, daß er die Energie-Zeit-Abhängigkeit der Signale im Niederenergiebereich ausgleicht und das Maximum der Zeitverteilung für alle Energien an der gleichen Stelle liegt, wie oben beschrieben. Es resultiert schließlich eine Verteilung mit 10 – 20 ns Halbwertsbreite, deren Zentrum in die Mitte des verzögerten 100 ns breiten Teleskopfensters gelegt wird. Zur Bildung der $\bar{p}D_X$ -Koinzidenz wird jetzt die bei hohen Energien gelegene und daher zeitunabhängige obere Schwelle hinzugeschaltet. An dieser Stelle kann – ohne Teleskopsignal – die Wirksamkeit des ADC-Fensters durch Verschieben der Schwellen bei eingeschaltetem Gate des ADC getestet werden.

Die Entscheidung für das schmale Zeitfenster von 100 ns und eine scharfe Zeitverteilung hat zwei Gründe. Einmal sollen alle verzögerten Ereignisse, z.B. solche von angeregten Kernen, verworfen werden, andererseits erlaubt eine solche Verteilung einfache Zeitschnitte in der Datenauswertung, was sich bei hoher Untergrundstrahlung als Vorteil erweist. Es zeigt sich erst später, daß aufgrund des geringen Untergrundes diese Möglichkeit nicht ausgeschöpft werden muß.

Auf die Abstimmung aller Diodenkreise folgt die Einstellung der Computertriggerkoinzidenz, über deren Verzögerung der langsamste Detektor entscheidet. Schließlich werden für die Aufnahme der Zeitverteilungen innerhalb des 100 ns-Fensters mit dem TDC die als TDC-Stopsignale vorgesehenen $\bar{p}D_X$ -Ausgänge entsprechend verzögert. Das TDC-Startsignal ist, wie bereits o.e., durch ein CT-Ausgangssignal gegeben. Nach einer Funktionsprüfung des Gesamtsystems ist die Apparatur für die Messung bereit.

Im letzten Abschnitt der Vorbereitung erfolgt die Energierichtung der Detektoren und die Aufnahme der Untergrundspektren ohne und mit eingebauter Strahlendröhre, deren mögliche Radioaktivität so nachgewiesen werden kann. Für alle diese Messungen befinden sich die Detektoren in ihrer endgültigen Position und die Eichquellen werden in Targetposition montiert, damit die gleiche Detektoransprechwahrscheinlichkeit wie später unter Strahlbedingungen gewährleistet ist. Das Teleskopsignal ist bei der Eichung ausgeschaltet.

Mit der Ausrichtung der Messapparatur bezüglich der Strahlachse, der Eichung von Keilmoderator und Targetleiter und der Montage der für die Messung vorgesehenen Targets und Eichquellen ist die Vorbereitungsphase abgeschlossen.

4.2 Das Messen unter Strahlbedingungen.

Die Einstellung der Messapparatur unter Strahlbedingungen erfolgt vor jeder Strahlzeit nach einer vorbereiteten 'Checkliste'.

Begonnen wird mit dem Einbau einer Drahtkammer anstelle des Teleskops zur Kontrolle des Strahlprofils. Die Teleskophalterung kann zu diesem Zweck gedreht werden. Die notwendigen Strahlmanipulationen werden im LEAR-Kontrollraum ausgeführt. Die Fokussierung bzw. Defokussierung geschieht durch Quadrupolmagnete, die Veränderung der Position des Strahls mithilfe von Dipolmagneten. Ein Schema, das die Anordnung der Magnete für unsere Strahllinie m1 zeigt, findet man bei D. Simon [SIM 82]. In der Strahlzeit Mai'85 konnte der \bar{p} -Strahl bei 300 MeV/c auf 6x6 mm fokussiert werden (Abb.18), im Aug'84 bei 200 MeV/c war der Fokus mit 10x10 mm naturgemäß schlechter aufgrund des kleineren Impulses. Nach der Fokussierung wird die Kammer entfernt.

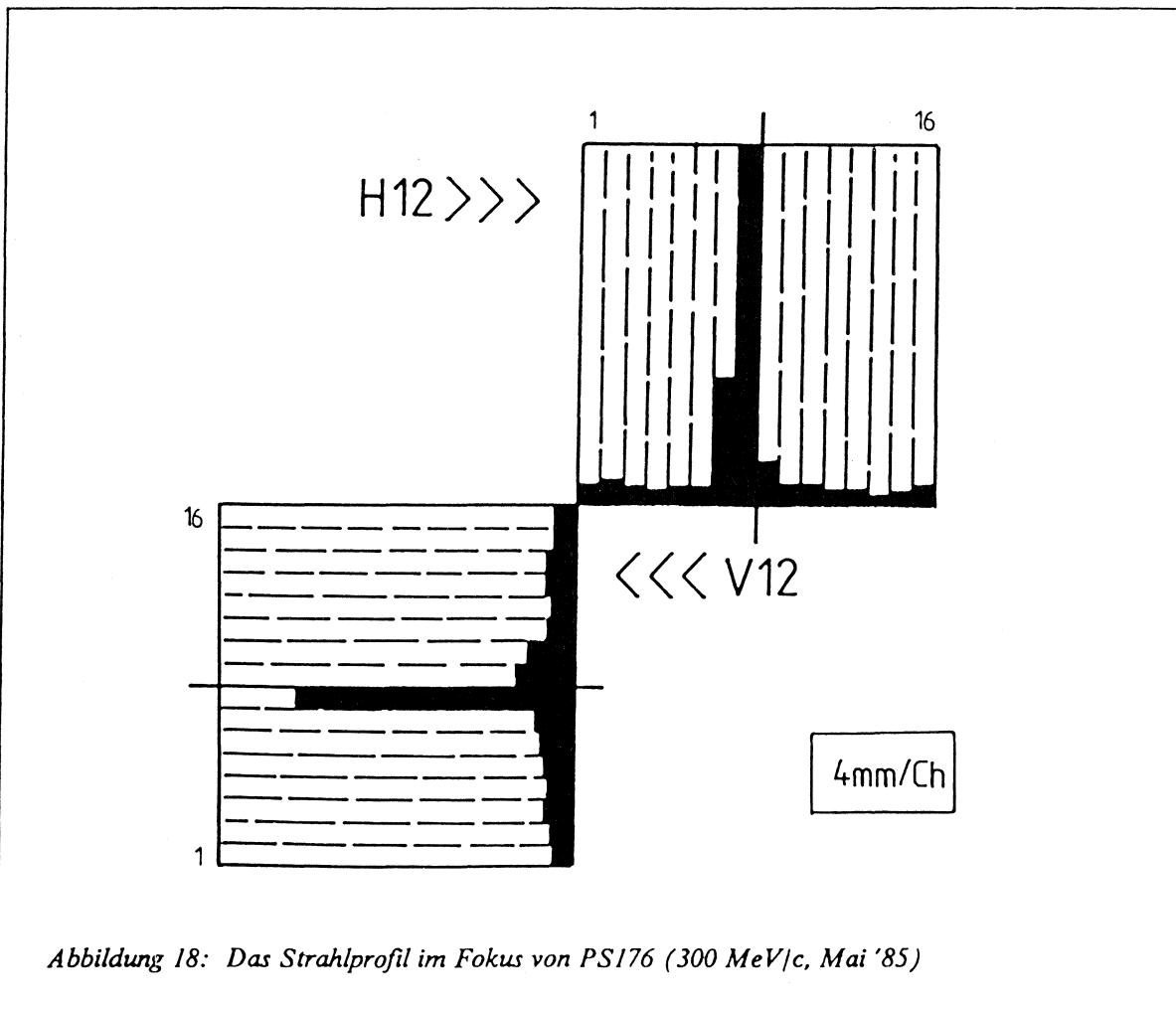


Abbildung 18: Das Strahlprofil im Fokus von PS176 (300 MeV/c, Mai '85)

Mit dem rejustierten Teleskop wird anschließend die Strahlposition bezüglich der Targetmitte geprüft. Dazu bringt man in den Ebenen von S1 und S2 und der Targetebene markierte Filme an. Die durch den \bar{p} -Strahl belichteten Filme geben sowohl Aufschluß über die Strahlposition, als auch über die

Streuung und die damit verbundene Aufblähung des Strahls beim Durchlaufen der Teleskopzähler und des Moderators. Gleichzeitig kann durch einen Vergleich des Drahtkammerbildes mit dem Filmbild von S1 die Größe des Strahls in der Targetebene extrapoliert werden. Die Dicke des Moderators hat bei diesem Test den vorausberechneten Wert für den Stop eines Antiprotons im Target.

Nach dem Einstellen der Teleskopkoinzidenz werden die Werte der Dipolmagnete nach den Photographien so verändert, daß das Verhältnis S1S2/S1 maximal wird und der Strahl im Targetzentrum auftrifft. Nun müssen alle Koinzidenzen des Systems überprüft werden, da sich unter Strahlbedingungen mit funktionierendem Teleskop die Zeitverzögerungen zwischen dem Teleskopsignal und den Detektorsignalen um einige ns gegenüber den simulierten Werten ändern. Mithilfe variabler Verzögerungseinheiten können diese Abweichungen korrigiert werden. Die Anpassung der Messapparatur an den Antiprotonenstrahl ist damit beendet.

Das Messprogramm sieht zunächst vor, alle vorausgewählten Targets auf ihre Eignung bezüglich der physikalischen Zielsetzung zu untersuchen und die Reichweitenkurven aufzunehmen. Man verwendet dazu auf jedes Target einen Testspill von je einer Stunde Dauer.

Zu Beginn eines Testspills wird die Reichweitenkurve vermessen. Ziel dieser Messung ist es, die Moderatordicke zu finden, bei der alle Teilchen nach der Abbremsung im Target stoppen. Da beim Durchgang durch die bremsende Materie zwischen Strahlrohr und Target nicht alle Antiprotonen gleich viel Energie verlieren, es sich vielmehr um einen statistischen Prozeß handelt, resultiert eine Stopverteilung. Für Teilchenstrahlen schwerer geladener Teilchen wird bei hohen kinetischen Energien der Energieverlust in Materie mit der Bethe-Bloch-Formel berechnet und die Stopverteilung hat in guter Näherung Gaussform. Bei Impulsen von 200 und 300 MeV/c sind die entsprechenden kinetischen Energien von 21 und 47 MeV so klein, daß die Bethe-Bloch-Beziehung nicht mehr angewendet werden darf. Der Energieverlust muß jetzt numerisch errechnet werden [WIL 66], und die Reichweitenkurve läßt sich nur empirisch durch die Messung ermitteln. Man kann aber eine asymmetrische statistische Verteilung voraussagen.

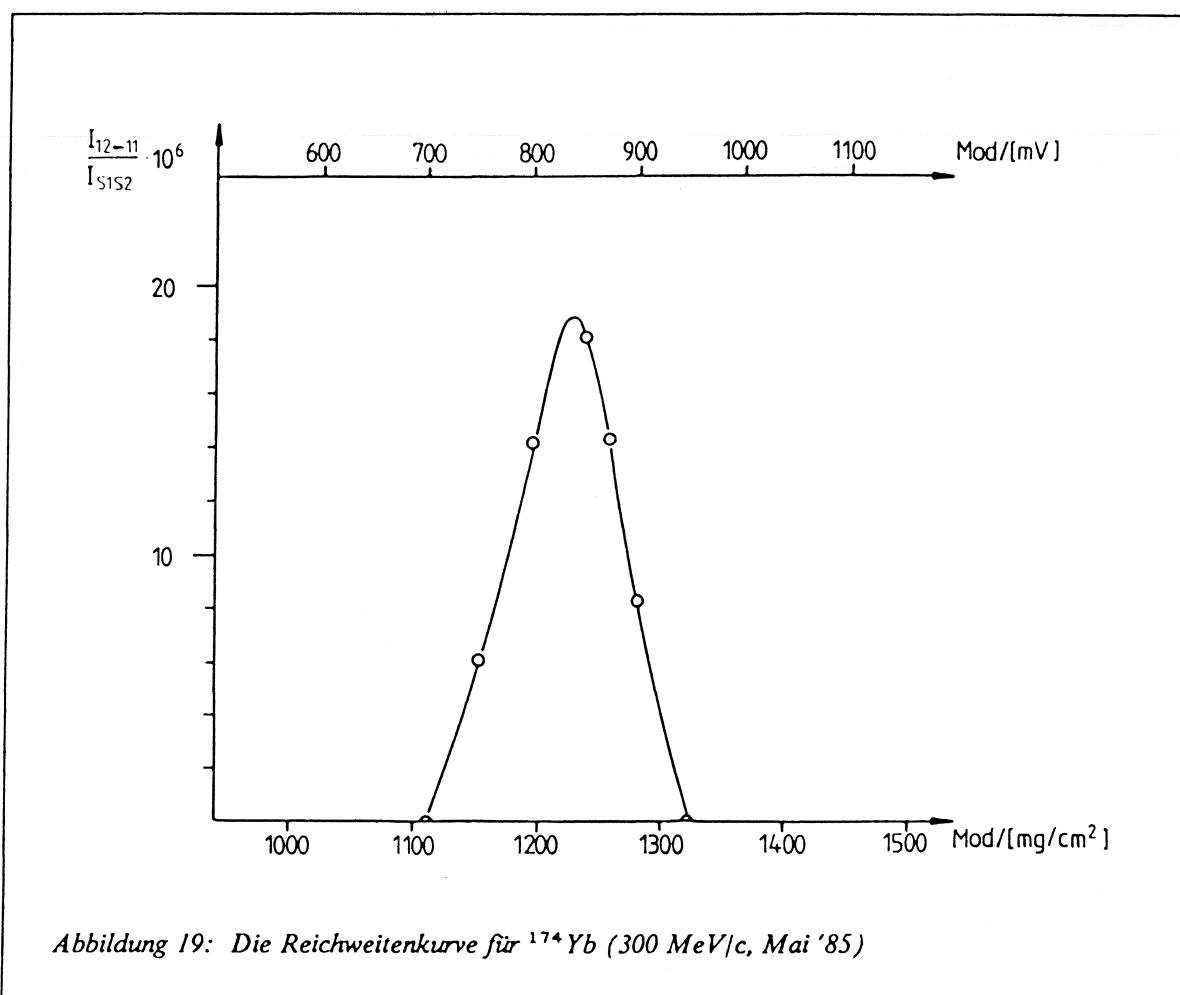
Die Fluktuationen in der Energie der Antiprotonen nennt man im Englischen *Energy-Straggling*. Neben dem Energy-Straggling kommt es durch die Vielfachstreuung der Antiprotonen an den Elektronen des bremsenden Materials zu einer Winkelverteilung, die die Ursache ist für die Aufblähung des Strahls, und als Winkelstraggling bezeichnet werden kann.

Praktisch mißt man die Reichweitenkurve, indem man die Moderatorstellungen um einen vorausberechneten Wert variiert. Mithilfe eines Multichannelanalysers MCA, der parallel zum Datenaufnahmesystem das Spektrum eines Detektors aufnehmen kann, wird für jede Moderatorstellung während kurzer Zeit ein Röntgenspektrum akkumuliert. Bestimmt man dann als Funktion der Moderatorstellung jeweils das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse in einer vorher bestimmten intensiven Linie zur Anzahl der im entsprechenden Zeitintervall einlaufenden Antiprotonen, gegeben durch die Zählrate von S1S2, so erhält man die Reichweitenkurve des Targets. Die gemessene Stopverteilung für ^{174}Yb (300 MeV/c, Mai'85) ist in Abb.19 zu sehen.

Vergleicht man die hier gemessenen Reichweitenkurven mit Verteilungen, wie sie an konventionellen Antiprotonenstrahlen aufgenommen wurden, so wird deutlich, daß aufgrund der Reinheit und der geringen Impulsunschärfe des \bar{p} -Strahls am LEAR sehr kleine Breiten resultieren, welche ausschließlich durch das Straggling erzeugt werden. Diese Tatsache gestattet die Verwendung sehr dünner Targets (ca. 300 mg/cm²), die den Vorteil haben, die entstehende Röntgenstrahlung nur wenig zu absorbieren.

Ist der richtige Moderatorwert gefunden, so wird bis zum Ende des Testspills mit allen Detektoren das Röntgenspektrum des Targets aufgenommen. Das Ergebnis dieser Testmessung entscheidet über die Eignung des Targets für das folgende Messprogramm. Mit der Auswahl der geeigneten Targets beginnt die routinemäßige Datenaufnahme.

Die Länge einer Strahlzeit beträgt für unser Experiment typischerweise 3 – 7 Tage. In dieser Zeit sind, sofern keine Komplikationen auftreten, neben Targetwechseln und Datentransfers ausschließlich Kontrollaufgaben zu erfüllen.



4.3 Die Strahlzeiten

In diesem Abschnitt werden tabellarisch wichtige Daten für die Messungen zu dieser Arbeit zusammengestellt. Die Tabelle 8 enthält Informationen über Eigenschaften des \bar{p} -Strahls im Fokus des Experimentes, die Detektoranordnung, Einstellwerte der Teleskopelektronik, die Energiebereiche der Halbleiterzähler und den benötigten Speicherplatz für die Energie- und Zeitspektrum im Memory des Datenaufnahmesystems. Die Angaben beziehen sich auf die Strahlzeiten Aug'84 und Mai'85.

Tabelle 8: Daten zur Messung

August '84

Strahl:	Impuls Fokus	200 MeV/c 10 mm × 10 mm	
Teleskop:	S1: S2:	PM: 1050 V PM: 1200 V	DISCR: -3.4 V DISCR: -5.1 V
Detektor	Targetabstand	Winkel zur Strahlachse	
D1	15 cm	40°	
D2	12.6 cm	43°	
D4	10.6 cm	34°	
Detektor	Energiebereich	Energiekanäle	Zeitkanäle
D1	430 keV	4096	32
D2	430 keV	4096	16
D4	675 keV	4096	16

Mai '85

Strahl:	Impuls Fokus	300 MeV/c 6 mm × 6 mm	
Teleskop:	S1: S2:	PM: 1450 V PM: 1200 V	DISCR: -4.6 V DISCR: -5.1 V
Detektor	Targetabstand	Winkel zur Strahlachse	
D3	19.5 cm	58°	
D5	31.0 cm	44°	
D6	29.5 cm	28°	
D7	21.5 cm	30°	
Detektor	Energiebereich	Energiekanäle	Zeitkanäle
D3	430 keV	4096	16
D5	610 keV	4096	16
D6	1290 keV	4096	16
D7	590 keV	4096	16

5. EICHANALYSE

Die Voraussetzung für die Auswertung der gemessenen Spektren ist die Kenntnis der Eichfunktionen für Energie, Energieauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit der Halbleiterzähler.

Bei der Bestimmung dieser Funktionen muß aber unterschieden werden zwischen der Eichung mit Eichquellen ohne Antiprotonenstrahl und der Eichung mit den Röntgenübergängen der gemessenen Spektren, die über die Veränderung der Energieabhängigkeit und der Auflösung das Verhalten der Detektoren unter Strahlbedingungen wiedergibt. Dieser Aspekt der Eichung wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels behandelt.

5.1 Quelleneichung und Ansprechwahrscheinlichkeit

Aus der Quelleneichung vor bzw. nach dem Ende einer Strahlzeit gewinnt man die oben aufgeführten Eichfunktionen. Weitere Eichungen mit Quellen in Spillpausen dienen der Kontrolle des Systems und erlauben sofortiges Eingreifen, wenn durch Veränderungen des Eichspektrums Fehler in der Elektronik oder einem der Detektoren sichtbar werden.

Die benutzten Eichquellen sind oben genannt worden. In der Tabelle 9 wird noch einmal eine Zusammenfassung gegeben, die die wichtigen Eichlinien und deren Intensitäten nach [HOL 78] enthält.

Bei der Bestimmung der Eichfunktionen werden nur solche Linien ausgewertet, die nicht mit benachbarten Linien überlappen. Wird dennoch ein Linienkomplex einbezogen, so muß die Energie und Intensität des Komplexes bekannt sein.

Die Beziehung zwischen der Energie einer Eichlinie, die nach der Optimierung der Linienform mithilfe der Elektronik symmetrisch und gaussförmig sein soll, und der Position der Linie im Spektrum bestimmt die Energieeichfunktion eines Detektors. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergibt sich entweder eine Gerade oder ein Polynom 2. Grades. Der Fehler der Eichung setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der Energiewerte, die mit 1 eV angenommen wird, und dem Fehler in der Linienposition, der bis zu 10 eV betragen kann.

Ganz analog erhält man aus den Linienbreiten das Auflösungsvermögen eines Detektors in Abhängigkeit von der Energie. Die Funktion ist entweder eine Gerade oder eine Wurzelfunktion mit der Auflösung $R \propto \sqrt{E}$. Fehlergrößen sind wiederum der Energiewert und die Linienbreite.

Schließlich soll die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors bestimmt werden. Sie hängt ab vom Detektortyp, der Dicke und der Größe des Halbleiterzählers und der Position der Eichquelle bezüglich der Detektorachse [TSC 75]. Aus diesem Grunde werden die Eichquellen in der Targetposition angebracht. Weiterhin beeinflußt die Detektorelektronik die Ansprechwahrscheinlichkeit. Sie wird im niederenergetischen Teil des Spektrums durch die untere Schwelle des Zeitkreises herabgesetzt. Deshalb ist es sinnvoll, von einer elektronischen Ansprechwahrscheinlichkeit zu sprechen, die in der Folge auch immer gemeint ist.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors, englisch *Detector-Efficiency*, erhält man, wenn man die gemessenen Intensitäten der Linien einer Eichquelle mit den theoretischen Werten vergleicht, welche für einen fiktiven Detektor gelten, der bei allen Energien 100% Ansprechvermögen zeigte. Man normiert bei diesem Vergleich auf die Intensität einer Eichlinie, bei deren Energie die Efficiency mit 100% angenommen wird.

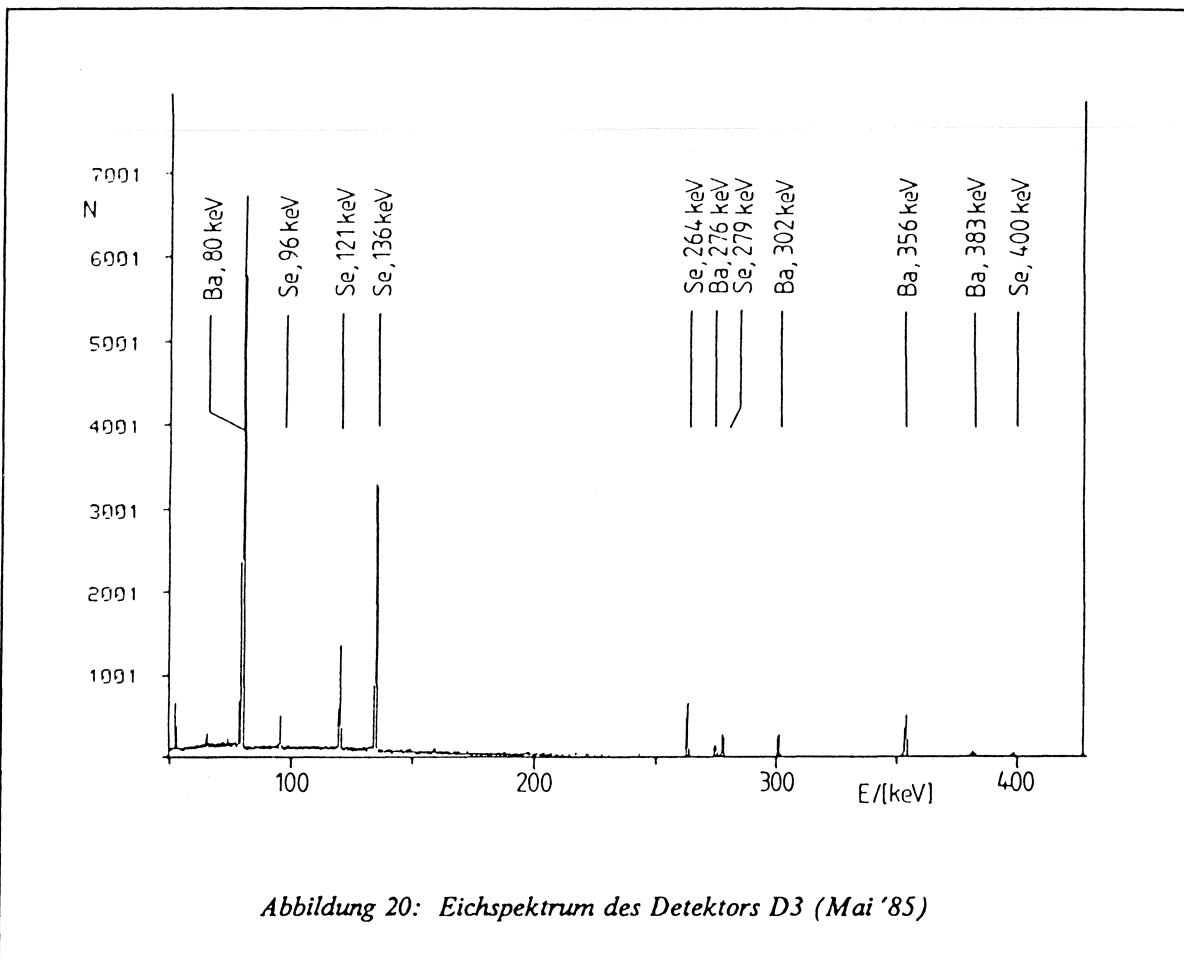
Da die Linien einer Eichquelle in der Regel nicht ausreichen, die Ansprechwahrscheinlichkeit über den gesamten Energiebereich zu bestimmen, werden die Spektren mehrerer Eichquellen dazu herangezogen, die zunächst jeweils eine eigene Normierung haben. Es ist daher wichtig, daß wenigstens zwei Linien zweier Quellen eng beieinander liegen, um die Normierungen einander angleichen zu können. Auf diese Weise erhält man die Efficiency eines Detektors, die eine *relative Efficiency* ist. Es ist für unsere Messungen nicht notwendig, absolute Aktivitäten zu kennen.

Tabelle 9: Eichquellen (Linienenergien und Intensitäten)

Eichquelle	Energie/[keV]	rel. Intensität[%]
²² Na	1274.545	100
⁶⁰ Co	1173.238	100
	1332.513	100
⁷⁵ Se	66.055	1.9
	96.733	5.4
	121.115	27.4
	136.0	93.1
	198.596	2.44
	264.651	100
	279.528	42.9
	303.916	2.2
	400.646	19.95
¹³³ Ba	53.17	3.78
	79.63	4.5
	80.998	55.3
	160.63	1.21
	223.12	0.80
	276.397	11.43
	302.851	29.29
	356.005	100
	383.851	14.47
²⁴¹ Am	11.89 (Np L ₁)	2.3
	13.9 (Np L _α)	37.2
	17.8 (Np L _β)	54.1
	20.8 (Np L _γ)	13.8
	26.345	6.7
	59.537	100

Die Anpassung an die Messwerte geschieht mithilfe einer 8-parametrischen Funktion [KNO 79], wobei Röntgen- und Comptonereignisse eingehen. Der Fehler dieser Funktion wird bestimmt durch die Unsicherheiten der theoretischen und gemessenen Intensitäten.

Abb.20 und Abb.21 zeigen ein Eichspektrum und die daraus resultierende Ansprechwahrscheinlichkeit. Eine Übersicht der Eichfunktionen ist in Tabelle 10 gegeben.



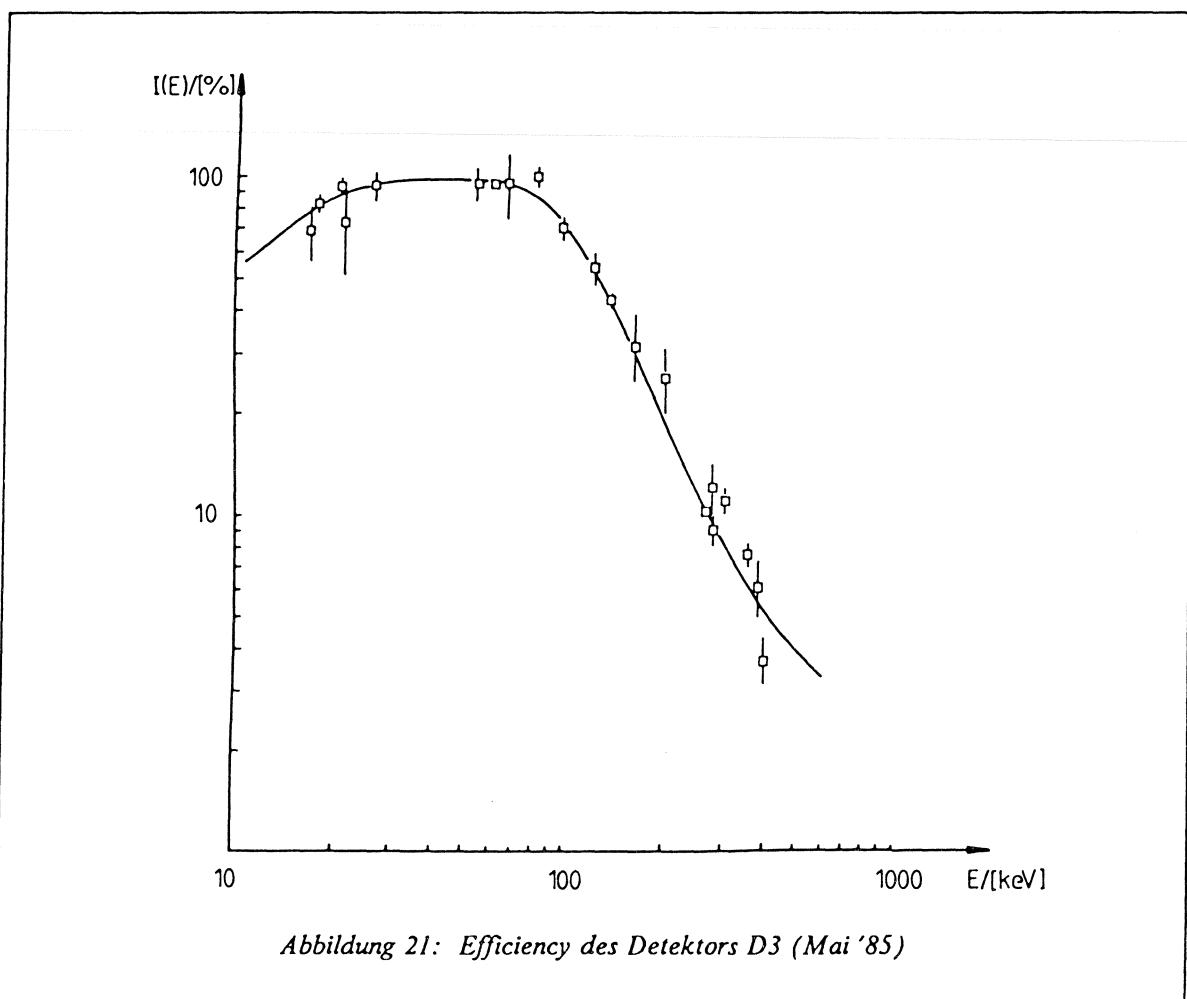


Tabelle 10: Energieeichfunktionen der verwendeten Detektoren

Detektor	a_0 [keV]	a_1 [keV/Ch]	a_2 [keV/Ch ²]
D1:	- .239355	.105344	0.0
D2:	+ 2.244557	.104606	0.0
D3:	- .196125	.104918	0.0
D4:	- .161067	.165272	0.0
D5:	- .308867	.150282	- .264567E-06
D6:	- .155100	.315103	0.0
D7:	+ 4.891899	.152569	- .239530E-05

$$E[\text{keV}] = a_0 + a_1 \{\text{Ch}\} + a_2 \{\text{Ch}\}^2$$

5.2 Die Eichung mit dem Röntgenspektrum

Neben der Eichung mit Eichquellen ohne Antiprotonenstrahl ist die Eichung mit den Röntgenübergängen der gemessenen Spektren ein wichtiger Aspekt, denn nur mit ihr kann das Detektorverhalten unter Strahlbedingungen nachvollzogen werden.

Für die Eichung mit dem Röntgenspektrum sind nur solche Übergänge geeignet, die nicht durch andere Linien maskiert sind und nicht von der SW beeinflußt sind. Maskierende Linien können andere antiprotonische Übergänge des Targets sein oder solche leichter Kerne, die bei Reaktionen der Antiprotonen mit der Luft oder Materialien der Messapparatur entstehen. Es kann sich um pionische Linien handeln, da bei der Annihilation in Ruhe innerhalb des Targets und der Annihilation im Fluge außerhalb Pionen entstehen, die nach dem Abstoppen mit den Elementen der Umgebung pionische Atome bilden. Weitere Quellen für Störlinien sind Gammastrahlen von angeregten Kernen im Target und elektronische Röntgenlinien, die bei der Kernanregung entstehen. Eine Übersicht möglicher Störquellen gibt Tabelle 11.

Tabelle 11: Die Quellen für Störlinien

Quelle	Elemente
Luft:	^{12}C , ^{14}N , ^{16}O
Messapparatur:	^{26}Al , ^{27}Al
Detektoren:	^{19}F , ^{75}Ge
Umgebung/Strahlrohr:	^{21}Ne , ^{22}Na , ^{23}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co

Mögliche Störlinien:

- $\bar{p}X$ mit $\Delta n \geq 1$ (Target: $\Delta n > 1$)
- πX mit $\Delta n \geq 1$
- Kerngammalinen γ_{nuc}
- Linien aus Kernreaktionen (n,n') oder (n,α)
- Elektronische Röntgenlinien (K_α , K_β)

Die Röntgenübergänge sind ein guter Eichstandard, da ihre Energien von QED-Rechnungen her auf $\approx 1 \text{ eV}$ bekannt sind.

Bei eingeschaltetem \bar{p} -Strahl entstehen zahlreiche geladene Teilchen wie Pionen, aber auch Elektronen. Wenn solche Teilchen einen Detektor treffen, dann erzeugen sie Pulse mit sehr langen Abklingzeiten. Folgt bei hohen Zählraten, die hier auftreten, auf ein solches Signal der Puls eines Röntgenquants, so wird nicht dessen richtige Pulshöhe weiterverarbeitet, sondern die Summe des abklingenden und des antiprotonischen Signals. Diese Erscheinung bezeichnet man im Englischen mit *Pile-Up*. Praktisch bedeutet das Pile-Up eine Verschiebung des Nullpunkts des Röntgenspektrums. Es wird verstärkt durch zeitlich unkorrelierte Untergrundstrahlung oder verzögerte Kerngammastrahlung, die zwar im Spektrum nicht mehr auftritt, vom Detektor aber zunächst gesehen wird.

Eine weitere Belastungsquelle sind die Neutronen aus Kernreaktionen im Target. Neutronen verändern als Ergebnis die Linienform. Sie erzeugen bei einem zu großen Neutronenfluß einen niedrigerenergetischen Fuß. Deshalb muß bei der Kontrolle der Spektren besonders auf eine solche Veränderung der Linienform geachtet werden.

Die zuerst genannten geladenen Teilchen bedeuten bei einer gegebenen Intensität des Antiprotonenstrahls eine bestimmte intensitätskorrelierte Detektorbelastung, die eine entsprechend intensitätsabhängige Verschiebung des Spektrumnullpunkts nach sich zieht. Da der Antiprotonenstrahl die Entstehung der den Detektor treffenden Fremdteilchen verursacht, muß die Nullpunktsverschiebung zählratenabhängig sein.

Diese Erscheinung wäre somit unproblematisch bei einer konstanten Teilchenrate während des Spills. Tatsächlich ist diese Rate aber nicht konstant. Die Abb.22 zeigt einen typischen Spillverlauf. Nur für kleine Zeitintervalle kann man von einer im Mittel gleichbleibenden Zählrate sprechen. Das nach einer Stunde Messzeit akkumulierte Spektrum ist folglich eine Überlagerung vieler Spektren, deren Eichungen sich im Nullpunkt unterscheiden. Die Linien des gemessenen Spektrums haben dadurch eine schlechtere Energieauflösung und können je nach Spillverlauf unsymmetrisch sein. Besonders ungünstig wirkt sich die Anfangs- und Endphase eines Spills aus, die immer dann unterdrückt wird, wenn man nicht nur an der Intensität, sondern auch an einer symmetrischen Linienform interessiert ist.

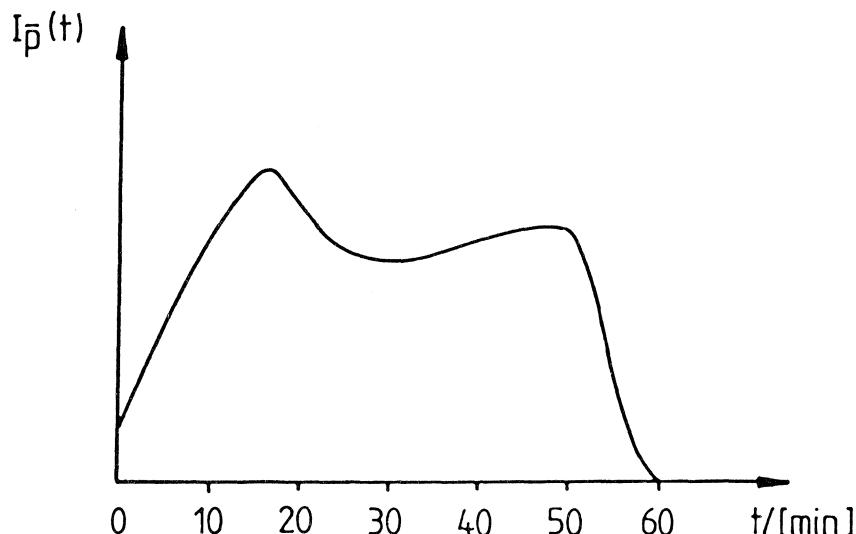


Abbildung 22: Spillverlauf RUN 228 (^{174}Yb , Mai '85)

Gemessen werden schließlich Linien, deren Linienform sich aus der Faltung der 'Spillstrukturfunktion' mit einer gaussförmigen Linie ergibt. Die Breite dieser Gausslinie gibt die tatsächliche Energieauflösung des Detektors bei eingeschaltetem \bar{p} -Strahl wieder. Man kann also schreiben

$$\tilde{G}(E,t) = \int_0^T \left[\int_{-\infty}^{\infty} (1/(\sigma\sqrt{2\pi})) \cdot \exp(-1/2((E_0(t) - E)/\sigma)^2) dE \right] dt \quad \text{und} \quad (56a)$$

$$E_0(t) = \text{konst} \cdot I(t) \quad \text{mit der Spillfunktion } I(t) \quad (56b)$$

Bei der Auswertung der Spektren kann das Problem der Assymmetrie einer Linie durch die Anpassung mit einer Gaußkurve, die einen exponentiellen Fuß besitzt, gelöst werden.

Zur Eichung zurückkehrend, erhält man nach der Anpassung der ungestörten Röntgenübergänge eines Spektrums je eine Eichung für die Energie und die Energieauflösung. Die Energieeichungen unterscheiden sich für alle gemessenen Spektren im Nullpunkt, denn die Spillstruktur kann von Spill zu Spill sehr verschieden sein.

Wenn die Intensitäten der physikalisch interessanten Röntgenübergänge in einem einzelnen Spektrum zu gering sind, um eine Auswertung durchzuführen, dann ist es sinnvoll, alle Spektren eines Targets, die mit demselben Detektor aufgenommen sind, zu addieren. Vorher müssen aber die Unterschiede in den Eichungen korrigiert werden. Dazu wählt man in einem Spektrum, das als Referenzspektrum dient, zwei Röntgenübergänge mit kleinem Fehler in der Liniensposition aus, wobei eine Linie am unteren, die zweite am oberen Ende des Spektrums liegen soll. Mithilfe eines Manipulationsprogramms MANIPU werden die Spektren zunächst so verschoben, daß die ausgewählten Übergänge in jedem Spektrum auf die Positionen der Linien im Referenzspektrum rücken. So korrigiert können sie mit dem gleichen Programm zum Referenzspektrum hinzugefügt werden. Bei der Verschiebung sind Korrekturen um Bruchteile eines Kanals möglich.

Das Ergebnis dieses Abschnitts kann man so zusammenfassen, daß unsere Apparatur zu Relativmessungen, d.h. zur Bestimmung von Energiedifferenzen, und zur Messung von Linienspektren geeignet ist, da diese von einer absoluten Eichung bzw. von der Liniensform unabhängig sind. Die Messung absoluter Energien ist jedoch nicht möglich, auch deswegen nicht, weil während eines Spills keine Eichquellspektren mit genügend hoher Statistik parallel zum Röntgenspektrum aufgenommen werden können. Der Grund dafür ist das enge Zeitfenster von 100 ns im Zeitkreis der Detektorelektronik.

6. ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Ist die Messmethode, die Messung der Feinstrukturaufspaltung von Röntgenübergängen antiprotonischer Atome, sowohl bei der Bestimmung des magnetischen Momentes des Antiprotons als auch bei der Untersuchung des LS-Terms der Antiproton-Kern-Wechselwirkung die gleiche, so sind beide Themen so verschieden, daß die Ergebnisse der Messungen getrennt vorgestellt und diskutiert werden sollen.

6.1 Das magnetische Moment $\mu_{\bar{p}}$

6.1.1 Auswertung und Ergebnisse

Nach der abgeschlossenen Eichung mit den Röntgenübergängen eines Spektrums werden für ^{208}Pb die interessanten Übergänge $12 \rightarrow 11$ und $11 \rightarrow 10$ in insgesamt achtzehn Einzelspektren fünf verschiedener Detektoren (D1,D2,D4, Aug'84 und D3,D7, Mai'85) ausgewertet.

Es zeigt sich, daß das Auflösungsvermögen keines der für diese Messung eingesetzten Detektoren ausreicht, die Aufspaltung des Übergangs $12 \rightarrow 11$ zu beobachten, während der Übergang $11 \rightarrow 10$ in allen Spektren aufspaltet. Zur Bestimmung des magnetischen Momentes des Antiprotons wird daher nur dieses Liniendublett herangezogen.

Eine Grundbedingung für die Auswertung ist, wie bei der Wahl geeigneter Eichlinien, daß der Übergang nicht von anderen Störlinien maskiert wird. Als Ursache können antiprotonische Übergänge mit $\Delta n > 1$ und pionische Übergänge von π^- -Atomen des Targets ausgeschlossen werden wie auch pionische und antiprotonische Linien von den Materialien der Umgebung, deren Kaskade bei niedrigeren Energien abbricht. Gleichfalls auszuschließen sind Kerngammalinen des angeregten Bleikerns oder entstehender Nachbarkerne, deren Energien nach der Literatur [HOL 78] nicht mit der des zu untersuchenden Übergangs zusammenfallen. Die Nichtexistenz von Kerngammalinen aus der Umgebung kann direkt mit dem antiprotonischen Spektrum des leichteren Ni gezeigt werden, dessen Kaskade bereits bei ≈ 240 keV abbricht. Bei der Energie des Bleiübergangs können deshalb keine Nichellinien auftreten. Gleichzeitig zeigt das Spektrum des Ni an dieser Stelle keine Linien aus der Umgebung. Dieser vorangehende Test gewährleistet, daß der Übergang $11 \rightarrow 10$ in Blei von Störlinien frei ist.

Bei der Auswertung der Bleilinie mithilfe eines Fitprogramms (FIT, EVAL) muß weiterhin beachtet werden, daß das gemessene Liniendublett tatsächlich eine Überlagerung des zirkularen Dubletts mit acht weiteren Parallelübergängen darstellt, wenn man nur die Übergänge mit $\Delta n = 1$ und $\Delta l = -1$ berücksichtigt. Aufgrund der Dominanz der zirkularen Übergänge in diesem Bereich der Kaskade und dem Einfluß der SW auf die inneren Übergänge ist aber neben dem äußeren Übergang nur der erste Parallelübergang wichtig (siehe auch Kaskadenrechnungen). Dabei beschränkt man sich wie bei einer früheren Messung [HUU 75] auf solche Linien, die mehr als 1% der Intensität des äußeren Übergangs besitzen. Man kann das richtige Intensitätsverhältnis mithilfe von Kaskadenrechnungen ermitteln, die aber mit großen Unsicherheiten behaftet sind, die später besprochen werden. Einfacher und zuverlässiger ist der Versuch, das Intensitätsverhältnis als Nebenergebnis direkt aus den gemessenen Komponenten der Bleilinie zu bestimmen.

Für die erste Anpassung an den gemessenen Übergang werden die vier Linien des zirkularen und des ersten inneren Übergangs als Gausskurven eingegeben. Ihre Energien, die dem Programm PBAR entstammen, sind aneinander gekoppelt und die Linienpositionen können der Eichung gemäß nur gemeinsam variiert werden. Die Gaussbreiten haben für alle vier Komponenten den gleichen Wert, da das Auflösungsvermögen eines Detektors innerhalb des gegebenen Energieintervalls als konstant angenommen werden darf. Sie können gleichfalls nur gemeinsam verändert werden. Die Intensitäten der Komponenten des zirkularen und des Parallelübergangs I_z und I_{lp} sind paarweise miteinander gekoppelt, wobei jeweils zunächst das statistische Intensitätsverhältnis für den Übergang eingegeben wird. Auf diese Weise erhält man aufgrund der Empfindlichkeit der gemessenen Linienkomponenten auf die größeren Übergangsenergien des Parallelübergangs das richtige Intensitätsverhältnis.

Im Kapitel 'Eichanalyse' wird die Asymmetrie der Linien angesprochen, die hier ein Problem darstellt. Die Verbesserung der Anpassung wird durch das Hinzufügen eines exponentiellen Fußes an die ursprüngliche Gausskurve erreicht, wobei alle vier Linienkomponenten den gleichen Fuß erhalten. Durch eine Variation dieses Fußes findet man mit einer χ^2 -Analyse die beste Anpassung. Die aus den optimierten Fits aller Einzelmessungen erhaltenen Intensitätsverhältnisse $I_r = I_{1p}/I_z$ ergeben einen Mittelwert \bar{I}_r mit einem statistischen Fehler $\Delta \bar{I}_r$.

Für die zweite Anpassung werden die Intensitätsverhältnisse der beiden Liniendoublets über den Faktor \bar{I}_r aneinander gekoppelt. Alle anderen Bedingungen bleiben erhalten. Die mit diesem Fit gewonnenen Werte für die Linienpositionen und Intensitäten des Parallelübergangs werden in der nächsten Anpassung festgehalten, während die Positionen und Intensitäten des äußeren Übergangs frei gefittet werden. Die Gaussbreiten aller vier Linienkomponenten bleiben dabei aneinander gekoppelt. Als Resultat ergibt sich das Intensitätsverhältnis und die Aufspaltung zweier unabhängiger Linien. Aus dem Intensitätsverhältnis erhält man Auskunft über die Richtigkeit der 'statistischen Besetzung' und aus den gemessenen Aufspaltungsenergien kann das magnetische Moment $\mu_{\bar{p}}$ bestimmt werden.

Aus den Einzelmessungen gewinnt man das mittlere Intensitätsverhältnis $\bar{I}_{a/c}$ mit $\delta(\bar{I}_{a/c})$ und den Mittelwert der Aufspaltung ΔE mit dem statistischen Fehler $\delta(\Delta E)$. Beide Resultate sind der Tabelle 13 zu entnehmen und die Abb.23 zeigt alle Einzelergebnisse für die Aufspaltung und das Endergebnis mit dem statistischen Fehler.

Neben der statistischen Unsicherheit muß zur Bestimmung des Gesamtfehlers der Aufspaltung der systematische Fehler untersucht werden. Sein Beitrag ergibt sich aus der Variation der Parameter, die bei der Anpassung an die gemessenen Kurven festgehalten werden, grundsätzlich aber mit einer Unsicherheit behaftet sind. Diese Parameter sind unten aufgeführt und ihre Einzelbeiträge zum systematischen Fehler sind in der Tabelle 12 zusammengefaßt:

1. Die Intensität des ersten Parallelübergangs:

Bei der Auswertung des Übergangs 11→10 wird die Intensität des ersten Parallelübergangs auf \bar{I}_r fixiert. Die Variation von \bar{I}_r innerhalb seiner Fehlergrenze $\delta(\bar{I}_r)$ ergibt einen Beitrag zum systematischen Fehler der Aufspaltung.

An dieser Stelle soll der Nachteil der Bestimmung des Intensitätsverhältnisses \bar{I}_r mithilfe der Kaskade erläutert werden. Bei einer solchen Rechnung gehen die Fehler der benutzten Linienintensitäten ein sowie der Fehler in der unteren 'starken Breite' des letzten beobachtbaren Übergangs. Der Fehler der Linienintensität setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler, dem Fehler in der Ansprechwahrscheinlichkeit und dem Fehler einer sogenannten Targetkorrektur, die die Absorption von Röntgenquanten im Targetmaterial berücksichtigt. Ein Unterprogramm TARGET des Fitprogramms EVAL, das diese Korrektur berechnet, benötigt Angaben über die Targetdicke, die Position und die Form des Strahls, das Zentrum und die Gestalt der Stopverteilung und die Anordnung der Detektoren. Alle diese Angaben besitzen wiederum Unsicherheiten. Das Ergebnis einer Kaskadenrechnung ist deshalb mit einem größeren systematischen Fehler behaftet als das des direkten Verfahrens.

Das aus der Messung erhaltene Resultat kann aber auf einfache Weise in seiner Größenordnung bestätigt werden. Aus einer Intensitätsbilanz der Übergänge 11→10 und 11→9, die in einem der Detektoren (D6, Mai'85) gemeinsam auftreten, und der $(\Delta E)^3$ -Abhängigkeit der Röntgenübergänge erhält man

$$I_{1p,\Delta n=1} \approx (\Delta E_{\Delta n=1}/\Delta E_{\Delta n=2})^3 \cdot I_{\Delta n=2}^{\text{exp}} \quad \text{und} \quad (57)$$

$$I_{z,\Delta n=1} \approx I_{\Delta n=1}^{\text{exp}} - I_{1p,\Delta n=1} \quad (58)$$

woraus I_r bestimmt werden kann. Man erhält $I_r \approx 1\%$.

2. Die Auswirkung der Spillstruktur:

Die Asymmetrie einer Röntgenlinie in einem Detektor wird maßgeblich beeinflußt durch die Spillstruktur. Die unterschiedliche Auswirkung des Spillverlaufs auf die Linienform in verschiedenen Detektoren wird mit verschiedenen exponentiellen Füßen korrigiert. Die Variation des Fußes einer Linie innerhalb des damit erhaltenen Wertebereichs verändert die Aufspaltung des Übergangs und ist ein Maß für den systematischen Fehler, der durch die Spillstruktur hervorgerufen wird.

3. Der Beitrag der Eichfunktionen:

Um die von Spill zu Spill gegebene Veränderung der Energieeichfunktion systematisch zu erfassen, kann man jede dieser Eichungen nacheinander auf dasselbe Einzelspektrum anwenden. Da die Steigung der Eichgeraden für alle Einzelmessungen nahezu konstant ist und die ↑↑-Komponente des Liniendoublets jeweils als Referenzlinie dient, ist die Relativmessung unempfindlich auf eine Veränderung der Eichfunktion und der systematische Fehler ist sehr klein.

Wird für eine Energieeichfunktion anstelle einer Geraden ein Polynom 2. Grades benutzt, so führt dies gleichfalls zu einer kleinen Veränderung des Energiewertes für die Aufspaltung.

4. Der Beitrag der Funktion für den Untergrund:

Wählt man aufgrund der besseren Anpassung an den Untergrund für die Fitfunktion ein Polynom 2. Grades anstelle einer Geraden, so trägt diese Veränderung zum systematischen Fehler der Aufspaltung bei.

5. Die Variation des Auswertemodus:

Anstelle der Auswertung der Einzelspektren können die Spektren eines Detektors auch zuerst addiert und danach ausgewertet werden. Die Differenz zwischen dem Summenergebnis und dem Mittelwert der Einzelergebnisse eines Detektors ergibt einen Beitrag zum systematischen Fehler. In Tabelle 13 sind die Summenergebnisse aller fünf Detektoren aus zwei Strahlzeiten aufgeführt.

6. Der Beitrag verschiedener Auswerteprogramme(-computer):

Alle Summenspektren des Bleitargets wurden simultan auf der CDC des CERN mit dem Programm EVAL und auf der gruppeneigenen LSI mit dem Programm FIT ausgewertet. Die Differenz der Endergebnisse ist vernachlässigbar und wird nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Tabelle 12: Die systematischen Fehler der Aufspaltung in ^{208}Pb

Parallelübergänge:	2 eV
Spillstruktur:	7 eV
Eichfunktionen:	2 eV
Untergrund:	2 eV
Auswertemodus:	2 eV
Auswerteprogramme:	2 eV
Systematischer Gesamtfehler:	9.3 eV

Tabelle 13: Ergebnisse zur Aufspaltung des Übergangs $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb Summenspektren D_x

D1:	$1195 \pm 17 \text{ eV}$
D2:	$1199 \pm 10 \text{ eV}$
D3:	$1177 \pm 24 \text{ eV}$
D4:	$1206 \pm 11 \text{ eV}$
D7:	$1200 \pm 11 \text{ eV}$
Gesamtergebnis stat.:	$1199.4 \pm 5.6 \text{ eV}$
Gesamtergebnis total:	$1199.4 \pm 5.6 \pm 9.3 \text{ eV} (11 \text{ eV})$
Intensitätsverhältnis $I_{a/c}$:	1.1059 ± 0.012 (th.: 1.1061)
Intensitätsverhältnis I_f :	$3.8 \pm 1.1 \%$

Der Gesamtfehler der Messung der Aufspaltung $\Delta\bar{E}$ des Übergangs $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb ist gegeben durch $\delta_{\text{tot}}(\Delta\bar{E}) = \sqrt{(\delta_{\text{stat}})^2 + (\delta_{\text{sys}})^2}$. Das Ergebnis ist in Tabelle 13 enthalten. Die Abb.24a und b und Abb.25–28 zeigen für die fünf Summenspektren das Gesamtspektrum des Detektors D2 und als Ausschnitt den Fitbereich des aufspaltenden Übergangs für alle Detektoren.

Mithilfe des Programms PBAR kann nun das anomale magnetische Moment $\kappa_{\bar{p}}$ berechnet werden, indem man diese Größe durch die Eingabe so variiert, daß die gemessene Aufspaltung reproduziert wird. In Tabelle 14 sind der hier gemessene Wert, der bisherige Bestwert und zum Vergleich das magnetische Moment des Protons zusammengestellt.
Bemerkenswert ist, daß bei der Bestimmung von $\mu_{\bar{p}}$ weder von einer absoluten Energieeichung noch von der Detektorefficiency Gebrauch gemacht werden muß.

6.1.2 Diskussion

Im Rahmen der hier erzielten Genauigkeit bestätigt diese Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons das CPT-Theorem.

Das vorliegende Ergebnis ist die bisher beste Einzelmessung, wenn man die statistischen Fehler vergleicht. Es verbessert den bislang erreichten 'Weltmittelwert' laut [PAR 84] um einen Faktor 2.0 und legt die Differenz $(\mu_p - \mu_{\bar{p}})/\text{Mittelwert} = (-2.5 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ neu fest.

Als einzige Einschränkung dieser Messung kann gelten, daß nur ein Übergang sichtbar aufspaltet. Dieser Nachteil wird aber zu einem großen Teil durch den Einsatz fünf verschiedener Detektoren kompensiert.

Grundsätzlich ist die Aufspaltung des gleichen Übergangs auch in ^{238}U und ^{232}Th zu beobachten. In ^{238}U ist diese Linie aber durch einen E2-Effekt beeinflußt [LEO 76, KAN 85] und in ^{232}Th , das im Rahmen dieses Experiments gemessen wurde, findet man die $\downarrow\downarrow$ -Komponente des Übergangs $11 \rightarrow 10$ stark reduziert. Die Herkunft dieser Abschwächung und ihre Auswirkungen sind nicht bekannt und die Messung der Aufspaltung kann nicht als zuverlässig angesehen werden.

Die Grenze der Methode der antiprotonischen Atome wird deutlich, wenn die Messung empfindlich sein sollte auf den Unterschied in den Übergangsenergien aus beiden Rechnungen von (BOH) und

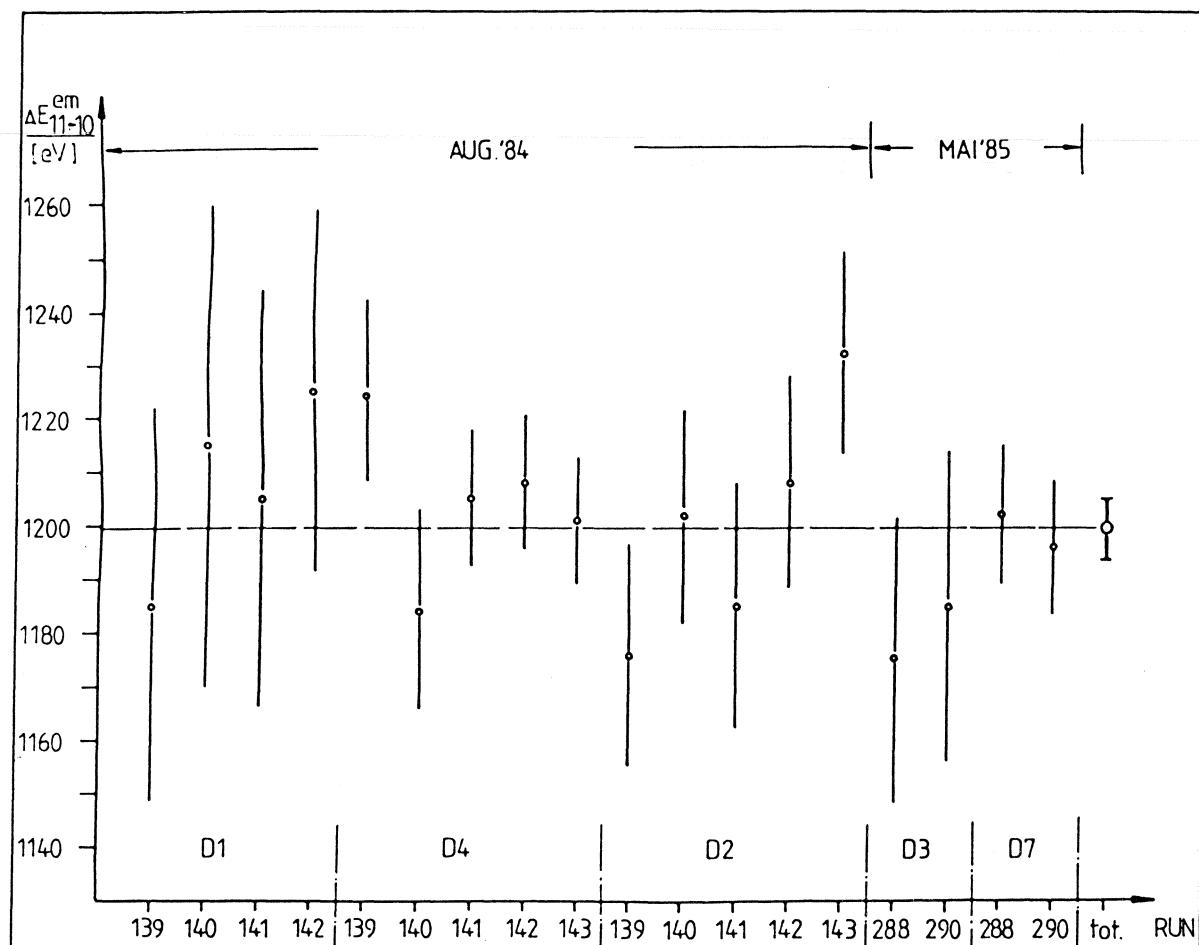


Abbildung 23: Einzelergebnisse für die Aufspaltung des Übergangs 11 → 10 in ^{208}Pb

(JOE) in (1.5). Um die Aufspaltung auf ≈ 1 eV genau zu bestimmen, müßte die hier gesammelte Statistik um einen Faktor 64 erhöht werden, was einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ entspricht. Die gleichfalls notwendige Reduzierung des systematischen Fehlers ist dabei noch nicht berücksichtigt.

Eine andere Messmethode, die eine Genauigkeit von $\approx 10^{-3}$ in der Aufspaltung erwarten läßt und die systematischen Schwierigkeiten der Halbleiterzähler nicht kennt, ist die Bestimmung der Energien von Röntgenübergängen mithilfe eines Kristallspektrometers. Mit einem solchen Spektrometer ist in jüngerer Zeit die Pionenmasse am SIN sehr genau gemessen worden.

Vergleicht man die Genauigkeiten der Halbleiterzähler und des Kristallspektrometers mit jener Präzision, die bei der Bestimmung von $(\mu_{e^+} - \mu_{e^-})$ und $(\mu_{\pi^+} - \mu_{\pi^-})$ erzielt wird ($\approx 10^{-11}$ bzw. $\approx 10^{-8}$), dann wäre grundsätzlich auch für Antiprotonen die Messung von Teilcheneigenschaften mit einer sogenannten Penning-Trap [BRO 86] wünschenswert, die für Elektronen erfolgreich eingesetzt wird.

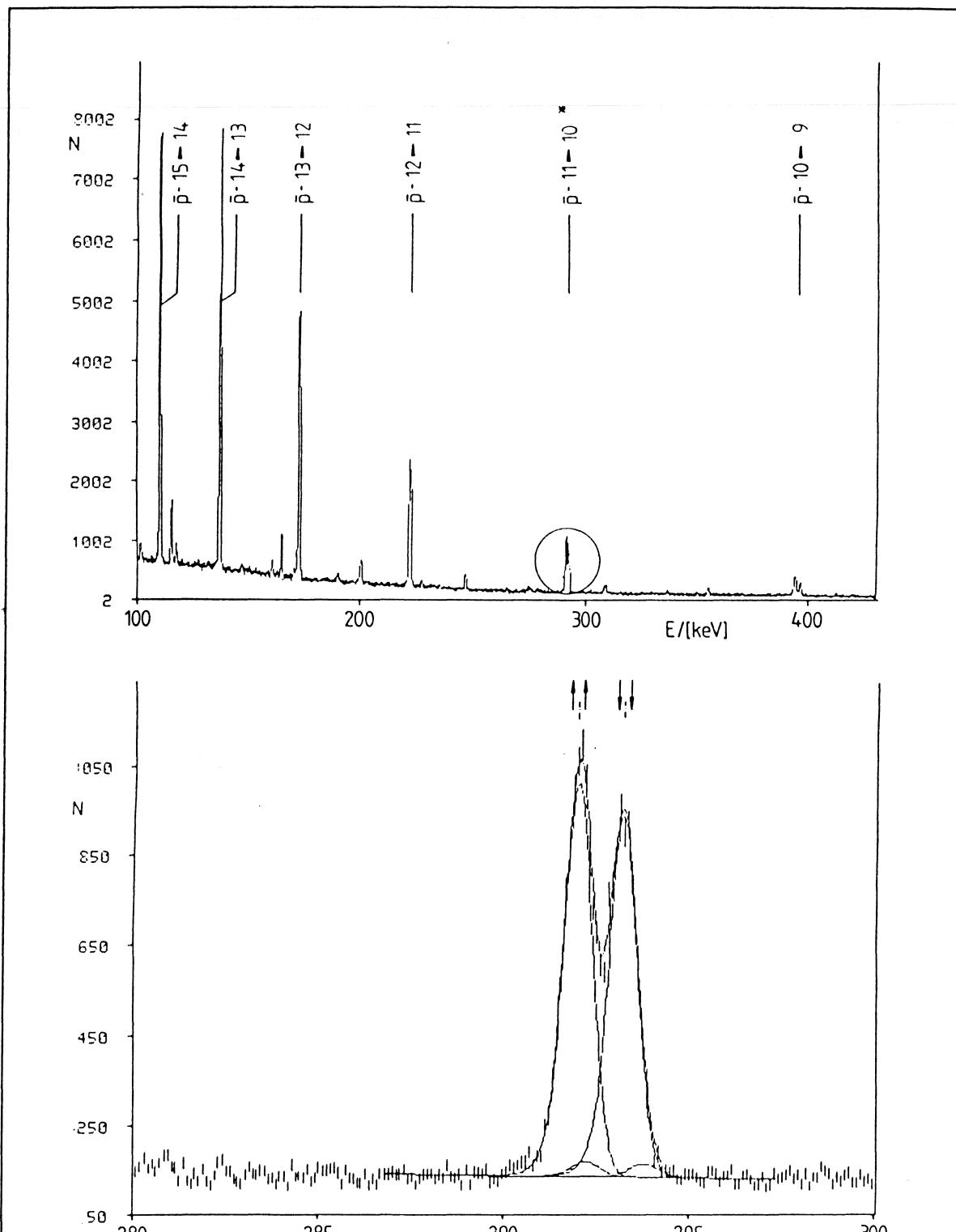


Abbildung 24: Gesamtspektrum und Übergang $11 \rightarrow 10$ von ^{208}Pb (Detektor D2, Aug '84)

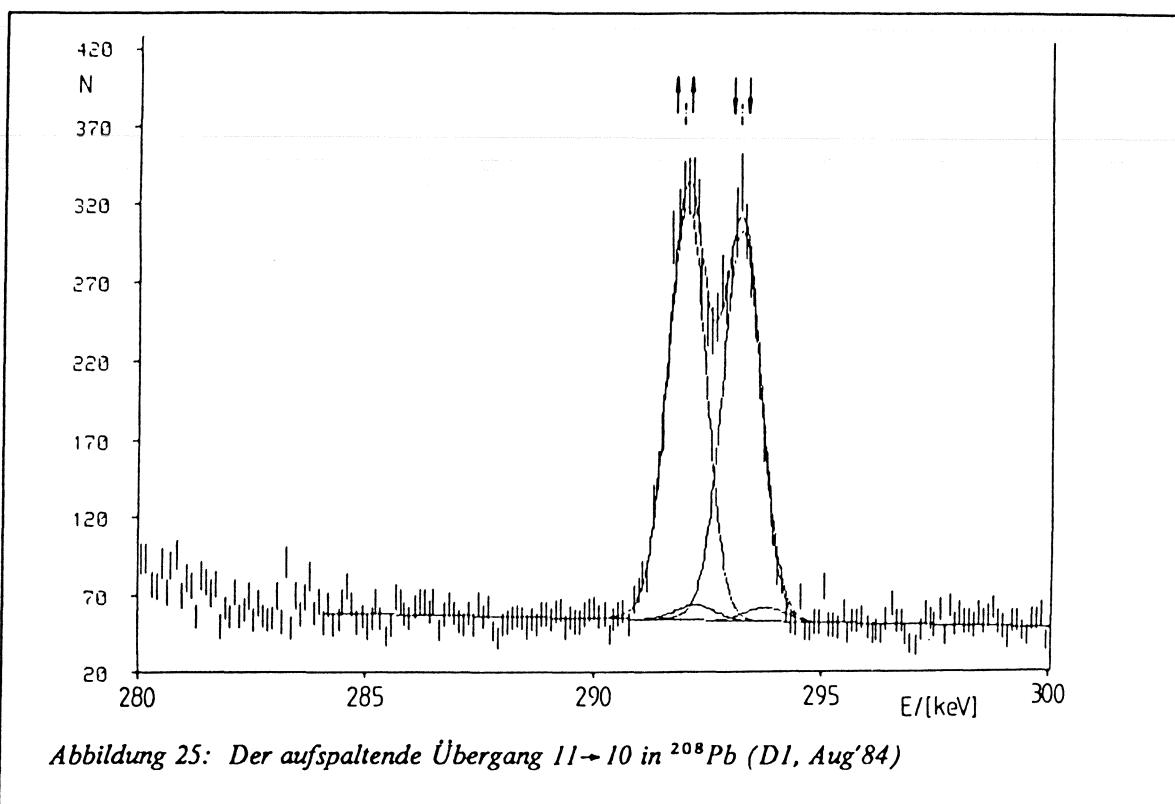


Abbildung 25: Der aufspaltende Übergang $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb (D1, Aug'84)

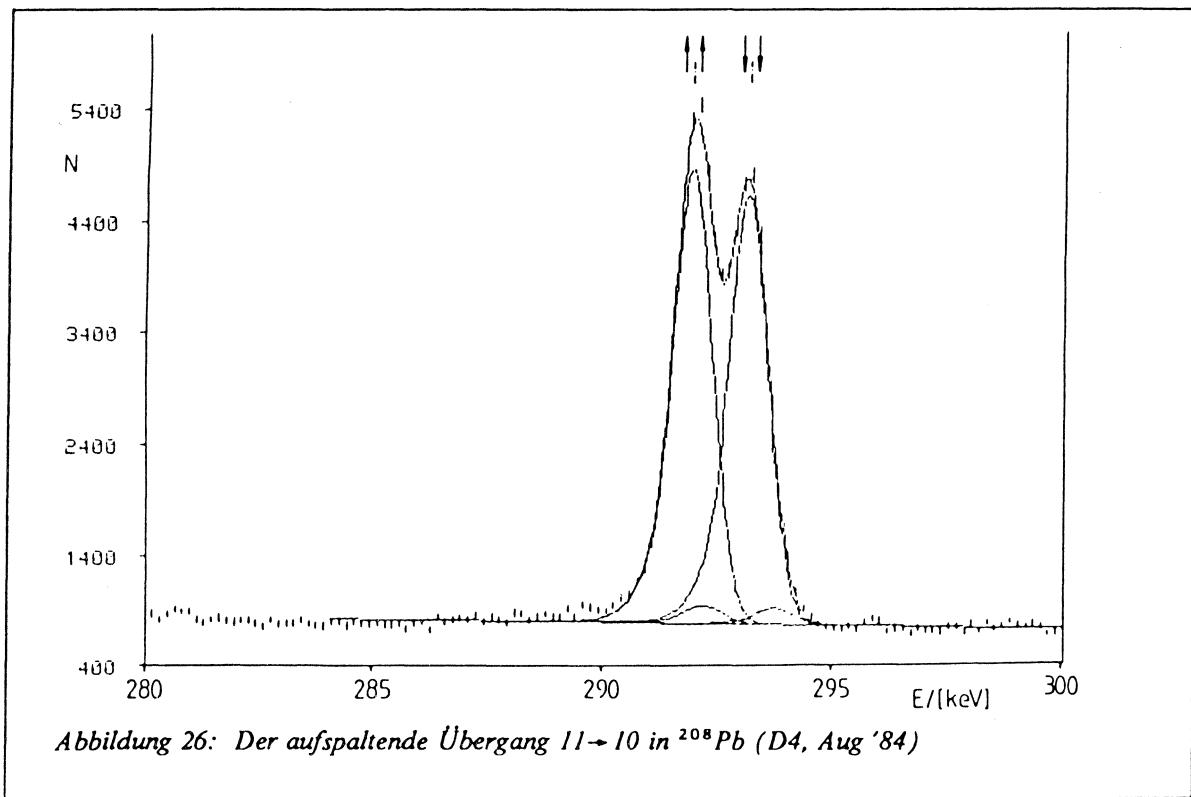


Abbildung 26: Der aufspaltende Übergang $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb (D4, Aug '84)

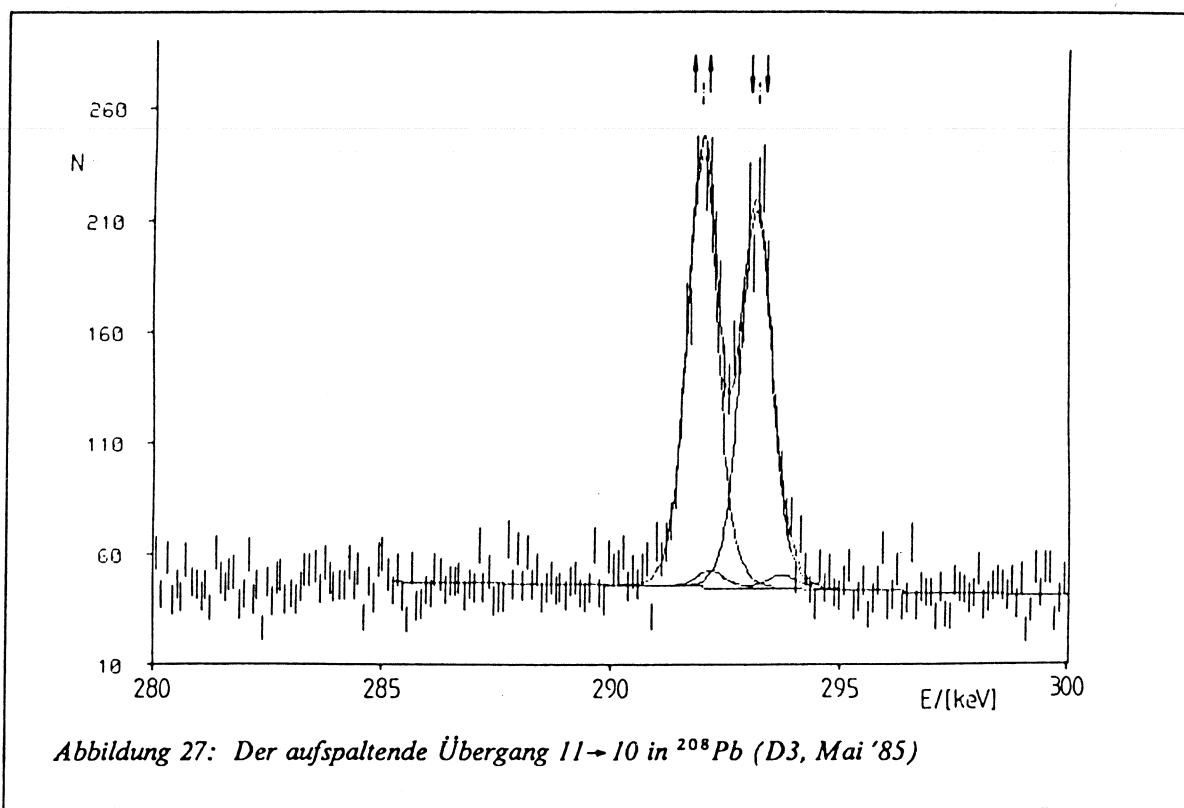


Abbildung 27: Der aufspaltende Übergang $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb (D3, Mai '85)

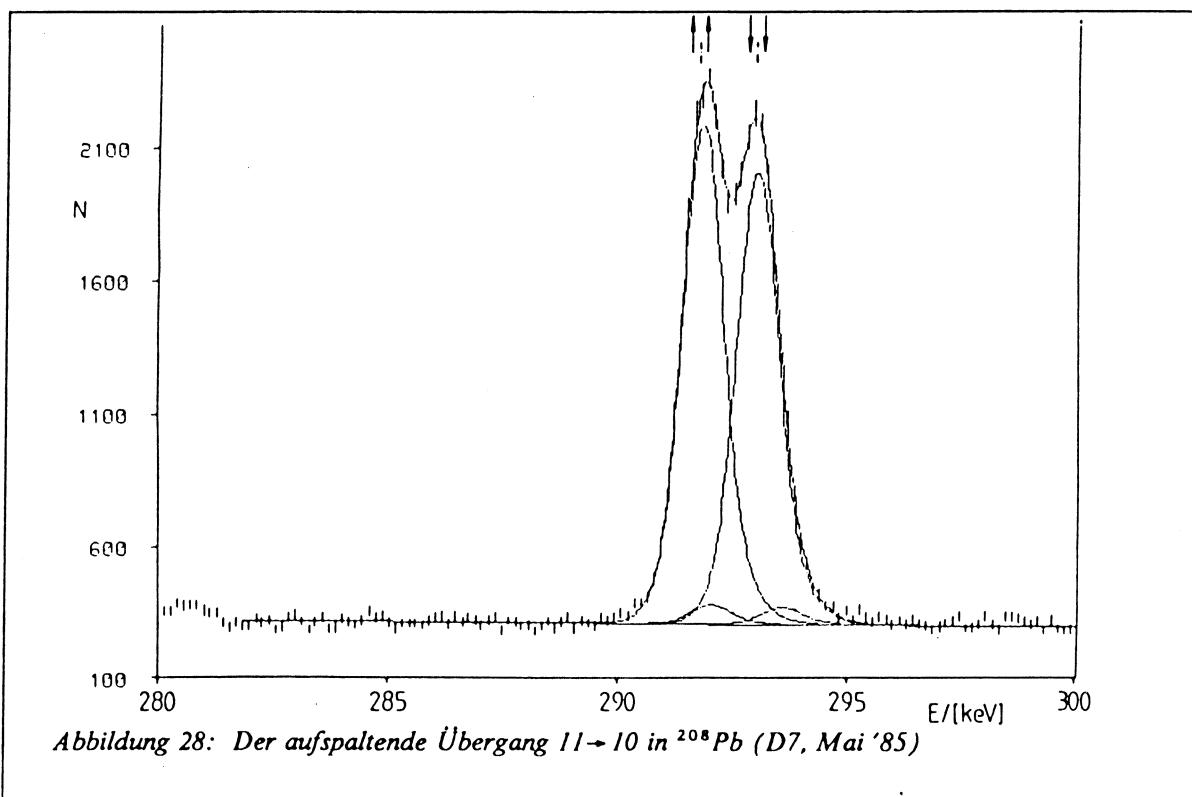


Abbildung 28: Der aufspaltende Übergang $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb (D7, Mai '85)

Tabelle 14: Magnetische Momente

$\mu_{\bar{p}} = (-2.8007 \pm 0.0091) \mu_N$	(PS 176)
$\bar{\mu}_{\bar{p}} = (-2.7956 \pm 0.0200) \mu_N$	(alter Mittelwert)
$\bar{\mu}_{\bar{p}} = (-2.7998 \pm 0.0082) \mu_N$	(neuer Mittelwert)
$\mu_p = (2.7928456 \pm 0.000011) \mu_N$	(magn. Moment Proton)

6.2 Der LS-Term der Antiproton-Kern-Wechselwirkung

6.2.1 Auswertung und Ergebnisse

Die Intensitäten des interessanten Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb sind in den Einzelspektren nicht ausreichend, um eine Auswertung sinnvoll durchzuführen. Aus diesem Grunde werden die Spektren eines Detektors zunächst mithilfe der für jedes Spektrum erstellten Eichungen addiert. Dabei erweist sich als großer Vorteil, daß der dem letzten beobachtbaren Übergang $9 \rightarrow 8$ (≈ 400 keV) benachbarte rein elektromagnetische Übergang $12 \rightarrow 10$ (≈ 373 keV) immer als Referenzeichlinie benutzt werden kann. Insgesamt werden die Summenspektren von vier Detektoren (D3,D5,D6,D7) aus der Strahlzeit im Mai'85 ausgewertet.

Die wichtigste Voraussetzung ist wieder der Nachweis der Störlinienfreiheit für den zu untersuchenden Übergang, der nach denselben Kriterien geführt wird wie in (6.1.1). Im Gegensatz zu dem dort wichtigen intensitätsstarken Übergang ist hier für den letzten beobachtbaren Röntgenübergang das Linie-zu-Untergrundverhältnis ungünstiger und die Struktur des Untergrundes wird sichtbar. Es handelt sich dabei um ein Kontinuum schwächer und größtenteils unsymmetrischer verbreiterter Linien, die auf inelastische Neutronenstreuung (Reaktion n,n') im Target hinweisen. Die Struktur des Untergrundes wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

Für die Anpassung der Spektren wird in allen Detektoren dergleiche Energiebereich ausgewählt, so daß viermal dergleiche Linienkomplex gefittet wird und die Untergrundstrukturen vergleichbar sind.

Bei der ersten Anpassung werden nur die Linienpositionen und Intensitätsverhältnisse der bekannten antiprotonischen Röntgenübergänge gekoppelt. Die Gaussbreite jeder Linie wird hier aus der Auflösungsfunktion des Detektors ohne Strahl ermittelt, wobei die Verschlechterung der Auflösung unter Strahlbedingungen mithilfe der ungestörten Röntgenlinie $12 \rightarrow 11$ des Ytteriumspektrums als Referenzlinie berücksichtigt wird. Der letzte beobachtbare Übergang $9 \rightarrow 8$ wird zunächst mit gekoppelten Linienpositionen, Lorentzbreiten und Intensitäten gefittet.

In der zweiten Anpassung werden die so erhaltenen Linienpositionen und Linienbreiten aller Linien festgehalten mit Ausnahme derjenigen des Übergangs $9 \rightarrow 8$. Die Linienpositionen dieses Übergangs bleiben frei veränderbar und die Lorentzbreiten und Linienhöhen, die paarweise aneinander gekoppelt sind, werden so variiert, daß immer gilt

$$I_{a/c} = I_a/I_c = (c_a \cdot l_a)/(c_c \cdot l_c) \quad \text{mit} \quad l_i = c_i \cdot l_i \quad (59)$$

wo c_i die Linienhöhe und l_i die Lorentzbreite einer Linie bedeutet. Dieser Ansatz ist richtig, da man die statistische Besetzung des oberen Niveaus, das nur unwesentlich von der SW beeinflußt ist, voraussetzen kann und ein möglicher E2-Effekt nach einer vorausgegangenen Untersuchung nicht auftritt. Ein Maß für die prozentuelle Abweichung von der statistischen Besetzung ist das in (6.1.1) gefundene Intensitätsverhältnis für den Übergang $11 \rightarrow 10$, das aus einem freien Fit hervorgeht. Diese Abweichung wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

Durch eine χ^2 -Analyse findet man mit $I_{a/c,\text{stat}}$ dasjenige Höhen- und Breitenverhältnis, für das χ^2 minimal wird. Dieses Minimum ergibt sich in drei von vier Detektoren für dieselbe Relation der Höhen und Breiten und ist für den vierten Detektor nur wenig verschieden. Das Auflösungsvermögen dieses Detektors D6 läßt aber im Gegensatz zu D3, D5 und D7 eine vollständige Aufspaltung der beiden Komponenten des Übergangs $9 \rightarrow 8$ nicht zu.

Als Gesamtergebnis der Auswertung findet man eine zusätzliche Aufspaltung der beiden Linienkomponenten des letzten beobachtbaren Übergangs aufgrund der SW und eine Differenz in den gemessenen Lorentzbreiten. In Abb.29 – 32 sind für alle Summenspektren die gefitteten Ausschnitte der Spektren dargestellt. Die Tabelle 16 enthält die in Abb.33 gezeigten Einzel- und Gesamtergebnisse für die Aufspaltung und die Differenz der Lorentzbreiten. Die mittlere 'starke' Breite des unteren Niveaus ergibt sich als Nebenergebnis.

Tabelle 15: Die systematischen Fehler der Aufspaltung in ^{174}Yb

	Aufspaltung	$\Delta\Gamma$ Lorentzbreiten
Statistische Besetzung:		2 eV
Gaußbreiten:		2 eV
Untergrundlinien:	7 eV	20 eV
Parallelübergänge:	1 eV	
Eichfunktionen:	2 eV	
Untergrund:	2 eV	
Auswertemodus:	10 eV	
Auswerteprogramme:	2 eV	
Systematischer Fehler:	13 eV	20 eV

Tabelle 16: Ergebnisse für den LS-Term der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung

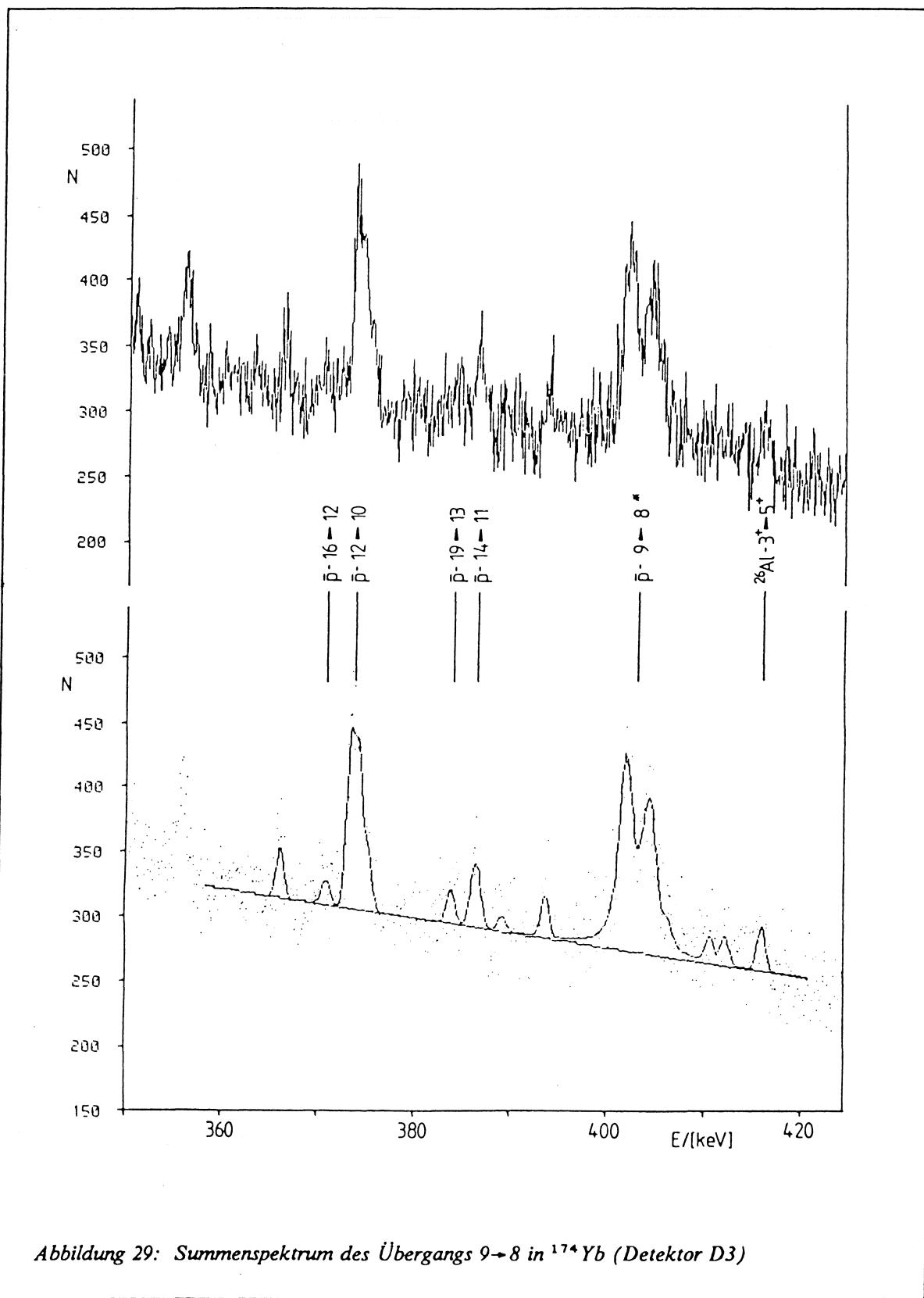
Detektor	$\Delta E^{\text{SW}}/\text{[eV]}$	$\Gamma/\text{[eV]}$	$\bar{\Gamma}/\text{[eV]}$
D3:	80.0 ± 73.2	171.0 ± 178.6	1187.9 ± 126.3
D5:	54.4 ± 77.8	189.9 ± 166.7	1102.5 ± 117.9
D6:	61.6 ± 44.2	242.3 ± 111.6	1191.4 ± 78.9
D7:	51.5 ± 35.7	176.0 ± 80.5	1070.9 ± 56.9
Ergebnis stat.:	58.2 ± 24.6	194.8 ± 57.6	1118.8 ± 41
Ergebnis total:	$58.2 \pm 24.6 \pm 13$	$194.8 \pm 57.6 \pm 20$	1118.8 ± 41

Die den systematischen Fehler bestimmenden Parameter und ihre Beiträge zum systematischen Fehler der Aufspaltung und der Differenz der Lorentzbreiten sind in Tabelle 15 zusammengestellt. Dabei kommt für den Fehler der Aufspaltung eine Unsicherheit aufgrund der Untergrundlinien hinzu, andererseits kann die Auswirkung der Linienasymmetrie vernachlässigt werden, wie ein vergleichender Fit beweist.

Zum systematischen Fehler der Differenz in den Lorentzbreiten tragen die gemessene Abweichung von der statistischen Besetzung einer Linie und über das Intensitätsverhältnis die o.e. Untergrundlinien bei. Hinzu kommt der Fehler der Gaußbreiten.

6.2.2 Diskussion

Mit den hier gefundenen Ergebnissen einer zusätzlichen Aufspaltung des letzten beobachtbaren Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb aufgrund der SW von $\Delta E^{\text{SW}} = 58 \pm 25 \pm 13$ eV (28 eV) und einer Differenz der Lorentzbreiten von $\Delta\Gamma = 195 \pm 58 \pm 20$ eV (62 eV) mit $\Delta\Gamma = -(\Gamma_{\uparrow\uparrow} - \Gamma_{\downarrow\downarrow})$ ist erstmals ein Anzeichen für die Existenz eines LS-Terms der Antiproton-Kern-Wechselwirkung gegeben. Das Ergebnis wird bestärkt durch die Konsistenz der Einzelmessungen. Es zeigt sich, daß die Messmethode in erster Linie auf den Imaginärteil (unterschiedliche Lorentzbreiten) empfindlich ist, während der



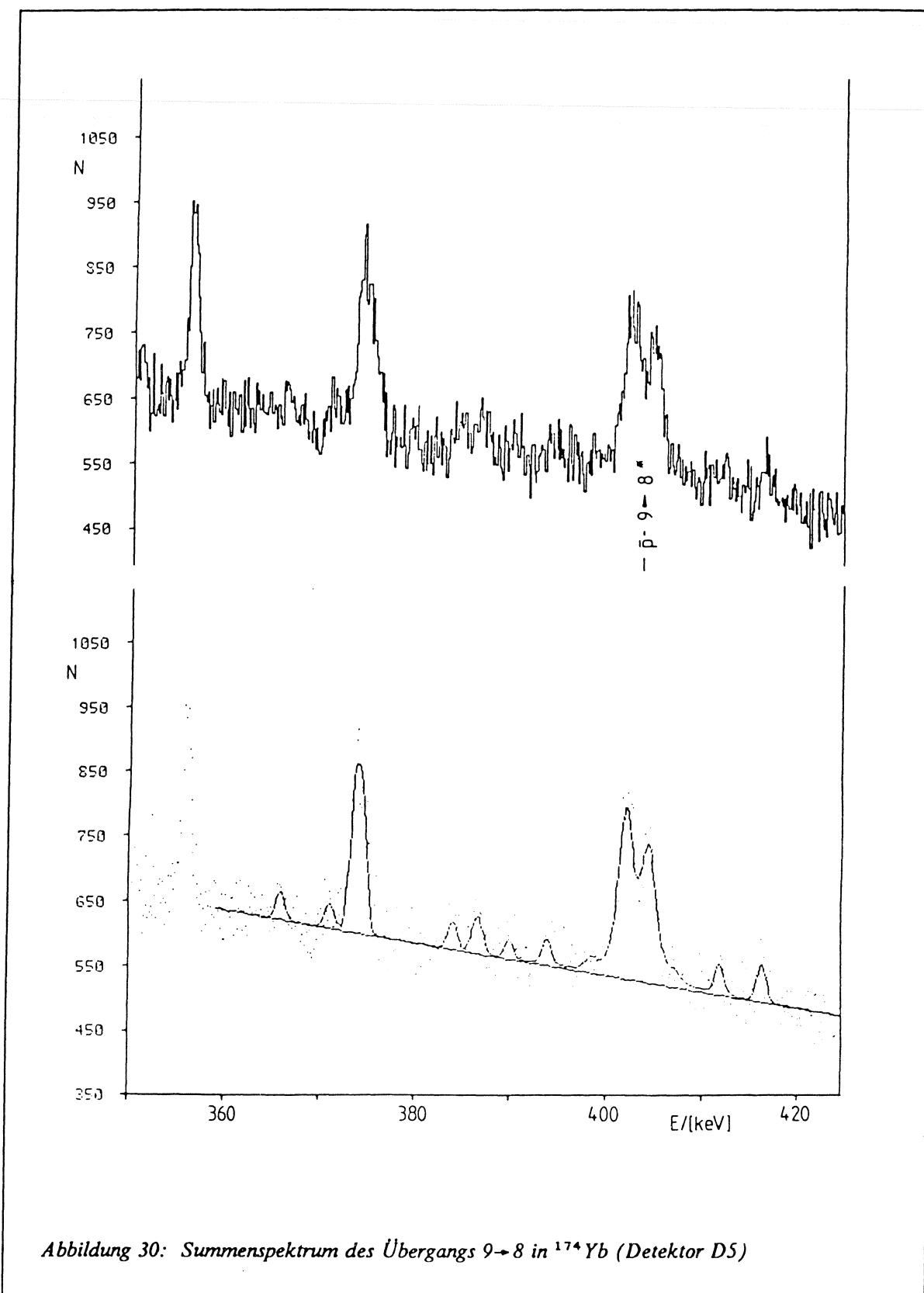


Abbildung 30: Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D5)

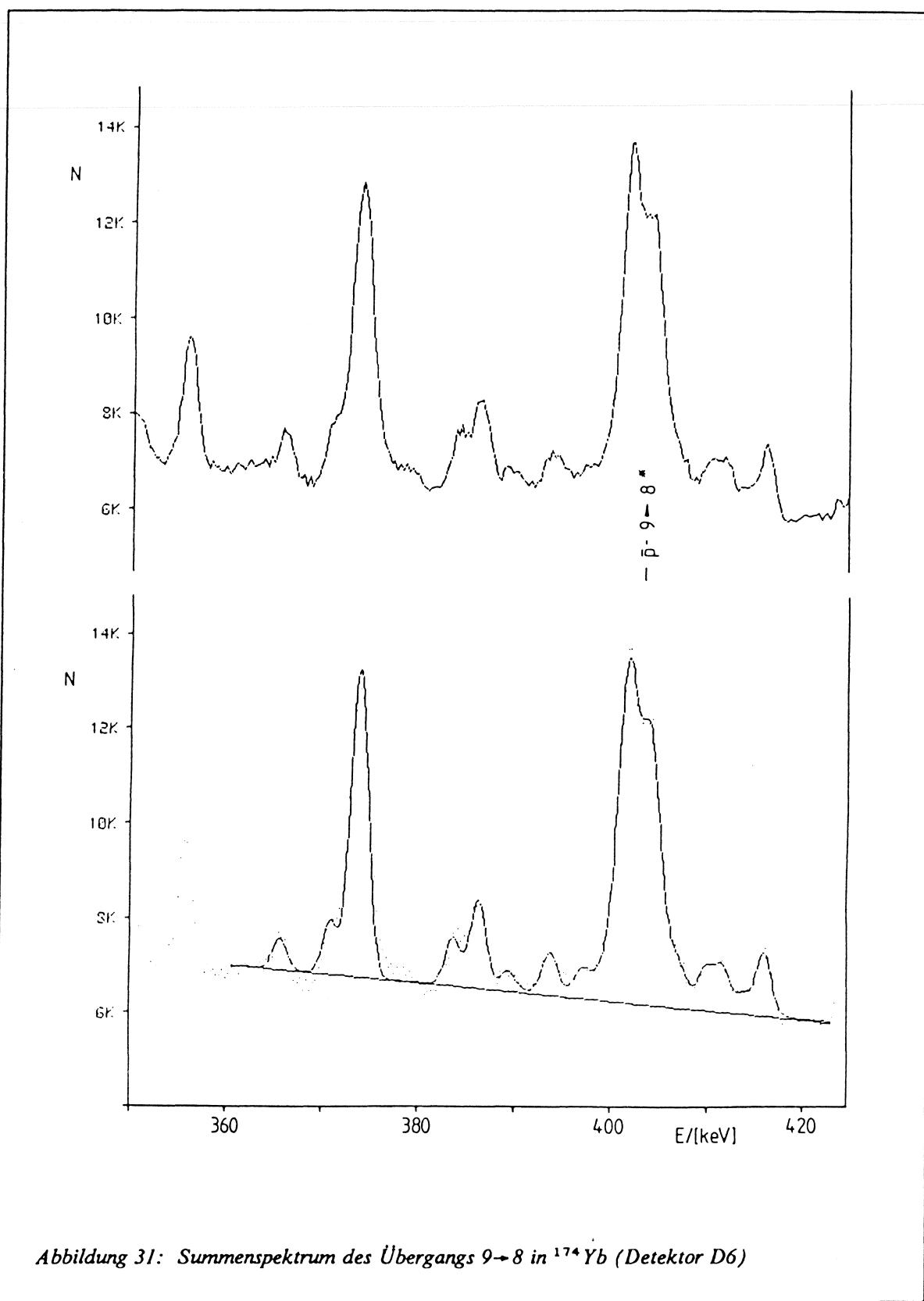


Abbildung 31: Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D6)

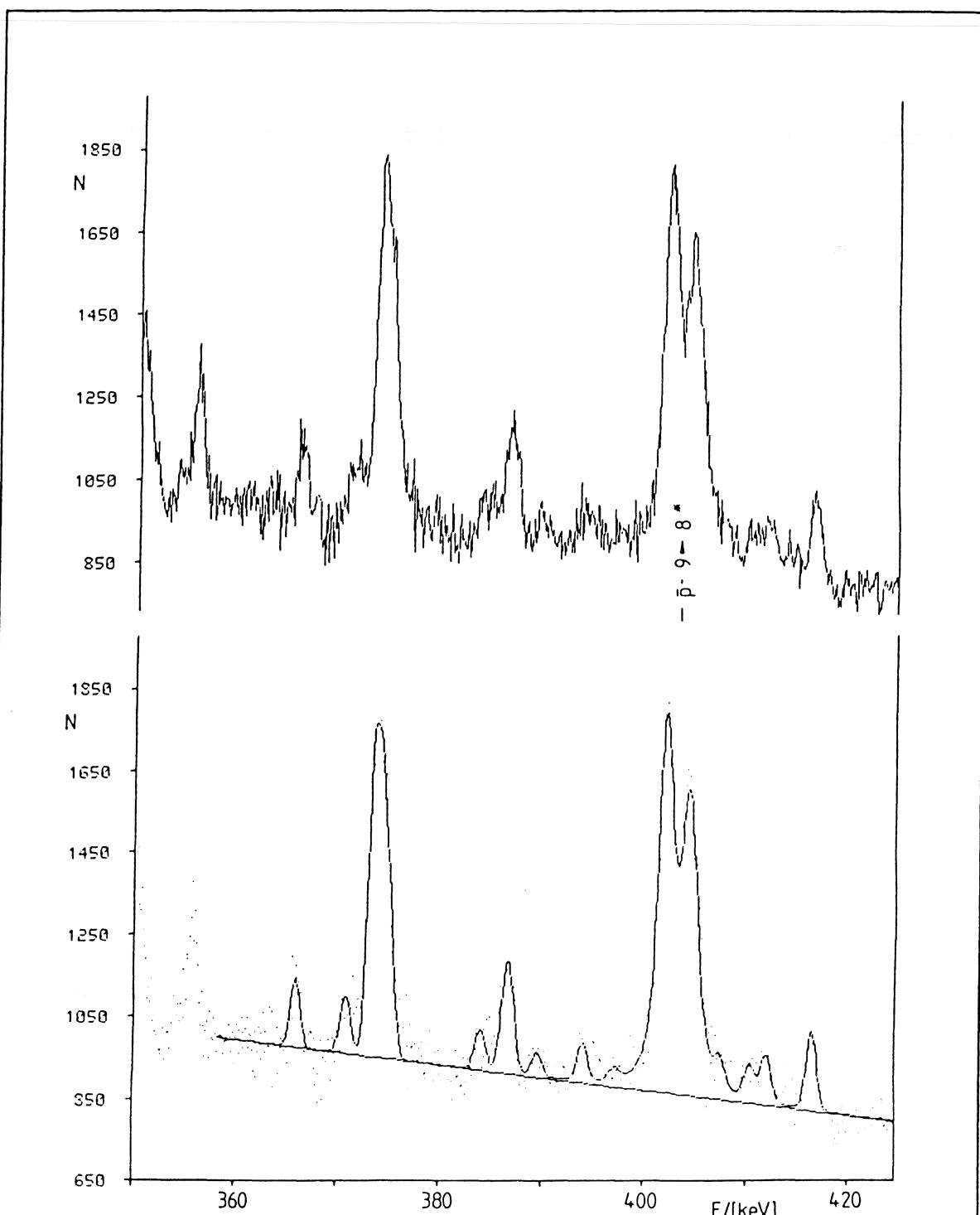
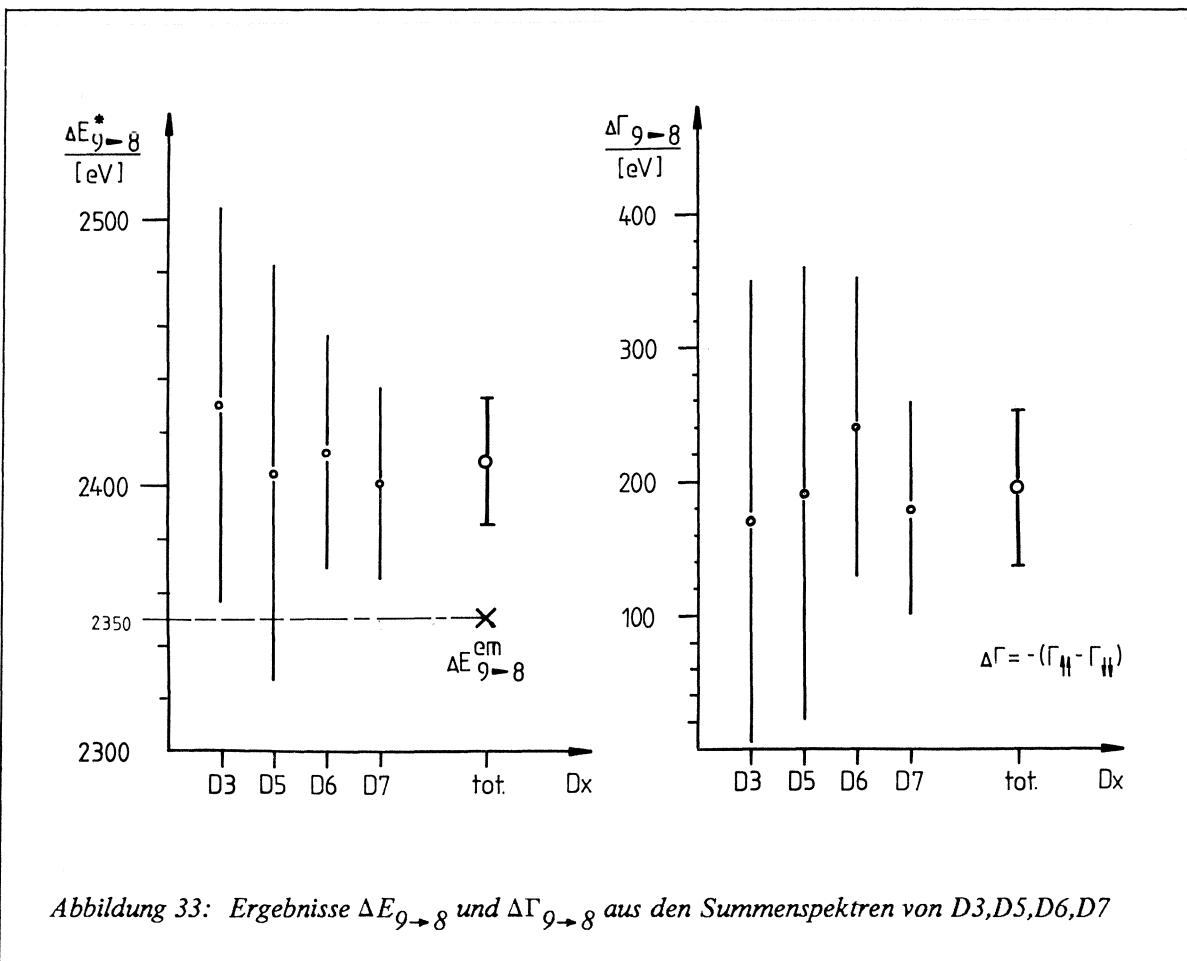


Abbildung 32: Summenspektrum des Übergangs $9 \rightarrow 8$ in ^{174}Yb (Detektor D7)



Beitrag der SW für die Aufspaltung (Realteil) klein ist gegen die elektromagnetische Aufspaltung des Übergangs.

Von der Theorie her sind die Aussagen zu einem LS-Term der \bar{p} -Kern- bzw. $\bar{p}N$ -Wechselwirkung sehr verschieden und Rechnungen liegen nur für leichte Kerne vor. Die Ansätze von Narumi et al. [NAR 84] und Dumbruijs et al. [DUM 85] ergeben in ^{16}O Resultate mit den gleichen Vorzeichen wie oben. Andere Beiträge z.B. von v.Geramb [GER 85] aus jüngster Zeit widersprechen den gemessenen Resultaten. Das von v.Geramb benutzte Potential enthält zwar grundsätzlich einen LS-Term im Real- und Imaginärteil des $\bar{p}N$ -Potentials, die Parameter werden aber angepaßt aufgrund von Streudaten, die Ergebnisse eines LEAR-Experiments sind, das die Streuung von Antiprotonen an polarisierten C12-Kernen untersucht [PS 172]. Als Kritik zu diesem Experiment kann angemerkt werden, daß nur Daten bis zu einem maximalen Streuwinkel von $\approx 20^\circ$ existieren. Bei den am LEAR zur Verfügung stehenden Energien sollte man eine Asymmetrie durch das LS-Potential im Streuquerschnitt aber erst bei größeren Streuwinkeln erwarten und kann daher mit den vorhandenen Daten nicht nachgewiesen werden.

Eine weiterführende Aussage bezüglich des LS-Terms der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung wird erst gerechtfertigt sein, wenn aufgrund der hier erhaltenen Resultate zur \bar{p} -Kern-Wechselwirkung Rechnungen durchgeführt werden. Für diese Rechnungen muß aber die genaue Kenntnis der Nukleonverteilungen des Yb-Kerns vorausgesetzt werden.

Von experimenteller Seite her wäre es sinnvoll, mit der Methode der antiprotonischen Atome weiterhin Statistik zu sammeln und Messungen an anderen mittelschweren oder schweren Isotopen durchzuführen. ^{138}Ba ist ein geeigneter Kern, da sein letzter beobachtbarer Übergang $8 \rightarrow 7$ eine elektromagnetische Aufspaltung von 2100 eV bei 375 keV besitzt. Dieser Wert erlaubt die Beobachtung der Aufspaltung mit geeigneten Detektoren. Aufgrund der geringen Ausbeute des letzten beobachtbaren Übergangs ist es aber unerlässlich, zur Erleichterung der Addition gemessener Spektren Referenzlinien zu haben.

Um den Realteil des LS-Terms der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung besser zu verstehen, sollten Streuexperimente wie bisher, aber mit größeren Streuwinkeln durchgeführt werden.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Der hochintensive Antiprotonenstrahl des neu entwickelten Speicherrings LEAR am CERN ermöglicht erstmals Experimente hoher Präzision mit Antiprotonen bei niedrigen Energien.

Zu diesen Experimenten gehören Messungen an antiprotonischen Atomen, für die bisher nur wenige Daten existieren. Aus der Untersuchung solcher Atome gewinnt man Informationen über Eigenschaften des Antiprotons und des Kerns sowie die Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

Die Themen dieser Arbeit sind eine Messung des magnetischen Momentes des Antiprotons, einer Teilcheneigenschaft, mit dem Hintergrund der Überprüfung des CPT-Theorems für die starke Wechselwirkung und die Untersuchung der Existenz eines Spin-Bahn Terms der Antiproton-Kern-Wechselwirkung.

Für beide Teilespekte erhält man die notwendige Information aus der Feinstrukturaufspaltung antiprotonischer Röntgenübergänge von schweren Kernen, denn nur für solche ist eine Aufspaltung experimentell beobachtbar.

Aus der Aufspaltung des Übergangs $11 \rightarrow 10$ in ^{208}Pb wird das magnetische Moment des Antiprotons ermittelt. Das Ergebnis dieser besten Einzelmessung ist

$$\mu_{\bar{p}} = (-2.8007 \pm 0.0091) \mu_N$$

Es bestätigt innerhalb der hier erreichten Fehlergrenzen das CPT-Theorem und legt den Mittelwert aller Messungen mit

$$(\mu_p - \bar{\mu}_{\bar{p}})/\text{Mittelwert} = (-2.5 \pm 3) \cdot 10^{-3}$$

neu fest. Gleichzeitig werden die Grenzen der eingesetzten Detektoren aufgezeigt und andere Möglichkeiten diskutiert.

In ^{174}Yb spaltet der von der starken Wechselwirkung beeinflußte letzte beobachtbare Übergang $9 \rightarrow 8$ sichtbar auf. Als Ergebnis findet man eine Abweichung der gemessenen Aufspaltung von der rein elektromagnetischen und verschiedene Lorentzbreiten für beide Linienkomponenten. Es ist

$$\Delta E^{\text{SW}} = 58 \pm 25 \pm 13 \text{ eV} \quad \text{und}$$

$$\Delta \Gamma = 195 \pm 58 \pm 20 \text{ eV}$$

Dieses Resultat ist ein Anzeichen für die Existenz eines Spin-Bahn-Terms der \bar{p} -Kern-Wechselwirkung, das jedoch durch weitere Messungen bestätigt werden sollte. Verschiedene theoretische Modelle widersprechen bisher einander und gelten nur für leichte Kerne. Eine Ableitung des LS-Terms der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung aus den gemessenen Werten mithilfe mikroskopischer Rechnungen ist schwierig, da die Eigenschaften des untersuchten Kerns genau bekannt sein müssen.

ANHANG A
VERZEICHNIS DER SYMBOLE

$\mathbf{A} = \gamma_0 \cdot \Phi - \vec{\gamma} \vec{\mathbf{A}}$	– Viererpotential
A	– Kernmassenzahl
α	– Feinstrukturkonstante
$\vec{\alpha}$	– α -Matrizen
B	– Baryonenzahloperator
$\beta (\beta = \gamma_0)$	– β -Matrizen
c	– Lichtgeschwindigkeit
C	– Operator der Ladungskonjugation
e	– Elektronenladung
E, E_n, E_{nj}	– \bar{p} -Bindungsenergien
ΔE^x	– Übergangsenergien
ΔE_{nl}	– Feinstrukturaufspaltung eines Niveaus
$F^{\mu\nu} = (\delta/\delta x_\nu)A^\mu - (\delta/\delta x_\mu)A^\nu$	– Feldstärken ($\vec{E} = (F^{01}, F^{02}, F^{03})$)
G	– Operator für die G-Parität
\tilde{G}	– Faltung von Gausslinie mit Spillfunktion
Γ	– Lorentzbreite eines Energieniveaus
$\vec{\gamma} (\gamma = \{\gamma^i\}, i=1,2,3)$	– γ -Matrizen
$\hbar (h = h/2\pi)$	– Planck'sches Wirkungsquantum
I	– 1. Intensität 2. Isospinquanenzahl
j	– Quantenzahl für den Gesamtdrehimpuls
$\kappa_{\bar{p}}$	– anomales magnetisches Moment des Antiprotons
l	– Drehimpulsquantenzahl
m	– magnetische Quantenzahl
$m_{\bar{p}}$	– Antiprotonenmasse
$\bar{m} (\bar{m} = m_{\bar{p}} + m_N)$	– Masse des Systems Antiproton-Kern

$\mu_{\bar{p}}$	– 1. reduzierte Masse des \bar{p} 2. magnet. Moment des \bar{p} .
μ_e	– 1. reduzierte Masse des Elektrons – 2. magnet. Moment des Elektrons
μ_N	– Kernmagneton
n	– 1. Neutron 2. Hauptquantenzahl
N	– 1. Nukleon 2. Nukleonenzahl des Kerns
p, \bar{p}	– Proton, Antiproton
$p = E \cdot \beta - \vec{p} \cdot \gamma$	– Viererimpuls
\vec{p}	– Dreierimpuls
P	– Population eines Energieniveaus
Q	– Ladungsoperator
r_n	– Bohr'scher Radius des Antiprotons
R	– Operator der Rotation im Isospinraum
$\rho(r)$	– Nukleonenverteilung im Kern
S	– Strangenessoperator
s	– Spinquantenzahl
σ	– Standardabweichung
$\sigma_{\mu\nu} = (i/2) \cdot [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$	– Kombinationen der Paulimatrizen
$\vec{\sigma}_x$	– Paulimatrizen
τ	– Lebensdauer eines Zustandes
$U_x(r)$	– komplexes Potential
v_n	– Geschwindigkeit eines Antiprotons mit E_n
$V_x(r)$	– Realteil eines Potentials
$W_x(r)$	– Imaginärteil eines Potentials
W	– Übergangswahrscheinlichkeit
X	– Kern X
Y	– Ausbeute eines Übergangs
Z	– Kernladung

ANHANG B***PHYSIKALISCHE KONSTANTEN***

$\alpha = e^2/(\hbar c)$	= 1/137.03604(11)	- Feinstrukturkonstante
c	= $2.99792458 \cdot 10^8$ m/s	- Lichtgeschwindigkeit
e	= $1.6021892 \cdot 10^{-19}$ Cb	- Ladung des Elektrons
$\hbar = h/(2\pi)$	= 6.582173(17) MeV s	- Planck'sches Wirkungsquantum
$m_p (m_{\bar{p}})$	= 938.2796(27) MeV/c ²	- Masse des Protons (Antiprotons)

Alle Werte sind [PAR 84] entnommen.

ANHANG C***LISTE DER VERWENDETOEN PROGRAMME***

Programm	Funktion	Authoren
CALIB (LSI)	Kalibration von Spektren	D. Rohmann, 1983
CASCADE (IBM)	Simulation der \bar{p} -Abregung	J. Hüfner, P. Povel, L. Tauscher D. Rohmann, 1986
FIT (LSI)	Fitprogramm	T. Köhler und D. Rohmann, 1983
MANIPU (LSI)	Manipulation von Spektren (Addition, ..)	D. Rohmann, 1983
PBAR (IBM)	Berechnung der \bar{p} -Energieniveaus (em)	E. Borie und B. Jödicke, 1984
YETI (CDC)	(siehe Unterprogramme)	R. Hagelberg, H. Koch, H. Poth und L. Tauscher, 1976
YETI-CALIB	Kalibration von Spektren	
YETI-EVAL	Fitprogramm	
YETI-TARGET	Programm für Targetkorrekturen	

1. LITERATURVERZEICHNIS

- [BAC 70] G. BACKENSTOSS, Pionic Atoms, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 467 (1970)
- [BAC 83] G. BACKENSTOSS ET AL., Nucl. Phys. B228, 424 (1983)
- [BAR 86] H. BARTH, Diplomarbeit, Karlsruhe 1986, in Vorbereitung
- [BAT 80] C. J. BATTY, Exotic Atoms, Rutherford Preprint RL-80-094
- [BEA 85] C. I. BEARD, Proc. of the THIRD LEAR-WORKSHOP (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. M. Richard and J. Tran Thanh Van), Tignes, 239 (1985)
- [BLU 80] P. BLÜM, D. GOTTA, R. GUIGAS, H. KOCH, W. KUNOLD, M. SCHNEIDER AND L. M. SIMONS, Experiment PS 175, CERN PSSC/80-100
- [BOH 86] G. BOHNERT ET AL., Magnetic Finestructure of Antiprotonic Atoms, Phys. Lett. B174, No. 1, 15 (1986)
- [BOR 83] E. BORIE, Phys. Rev C 28, 555 (1983)
- [BOR 85] E. BORIE, B. JÖDICKE, unveröffentlichter Bericht
- [BRO 86] L. S. BROWN, G. GABRIELSE, Rev. of Modern Physics 58, No. 1, 233 (1986)
- [BRY 68] R. A. BRYAN, R. J. N. PHILLIPS, Nucl. Phys. B5, 201 (1968)
- [BUC 79] W. W. BUCK, C. B. DOVER, J. M. RICHARD, Annals of Physics 121, 47 (1979)
- [CAM 52] M. CAMAC, A. D. MCGUIRE, J. B. PLATT AND H. J. SCHULTE, Phys. Rev. 88, 134 (1952)
- [CON 59] E. U. CONDON, G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, University Press, Cambridge 1959
- [DOV 82] C. B. DOVER, J. M. RICHARD, Phys. Rev. C25, 1952 (1982)
- [DUM 85] O. DUMBRAJS ET AL., Proc. of the THIRD LEAR-WORKSHOP (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. M. Richard and J. Tran Thanh Van), Tignes, 569 (1985)
- [EIS 61] Y. EISENBERG, D. KESSLER, Nuovo Cimento 19, 1195 (1961)
- [FRA 79] H. FRAUNFELDER, E. M. HENLEY, Teilchen und Kerne, R. Oldenbourg Verlag, München 1979
- [GER 85] H. V. VON GERAMB, K. NAKANO AND L. RIKUS, Lett. al Nuovo Cimento 42, 209 (1985)
- [GUI 81] R. GUIGAS, Untersuchung des Röntgenspektrums der Lithiumisotope Li6 und Li7, Dissertation, Karlsruhe 1981
- [HUU 78] E. HU ET AL., Nucl. Phys. A254, 403 (1975)

- [JOE 85] B. JÖDICKE, Über die Bestimmung von Röntgenenergien antiprotonischer Atome durch kritische Absorption an Kanten und die theoretische Deutung von Ergebnissen, Diplomarbeit, Karlsruhe 1985
- [JON 83] E. JONES, Proc. of the CERN ACCELERATOR SCHOOL (edt. P. Bryant and S. Newman), CERN 84-15, 79 (1984)
- [KÄL 55] G. KÄLLEN, A. SABRY, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 29, No. 17 (1955)
- [KAN 85] W. KANERT ET AL., Proc. of the THIRD LEAR-WORKSHOP (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. M. Richard and J. Tran Thanh Van), Tignes, 593 (1985)
- [KNO 79] G. F. KNOLL, Radiation Detection and Measurement, Wiley & Sons, New York, 1979
- [KOC 69] H. KOCH, Phys. Lett. B29, 140 (1969)
- [KOC 76] H. KOCH, Myonic and Hadronic Atoms, Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies, Plenum Publishing Company, New York 1976
- [KOE 86] T. KÖHLER ET AL., Precision Measurement of Strong Interaction Isotope Effects in Antiprotonic ^{16}O , ^{17}O and ^{18}O Atoms, CERN Preprint, CERN-EP/86-02, submitted to Phys. Lett. B
- [LAN 81] R. LANDUA, Untersuchung von Kaskadenprozessen in exotischen Heliumatomem, Dissertation, Mainz 1980
- [LAN 85] R. LANDUA, Proc. of the THIRD LEAR-WORKSHOP (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. M. Richard and J. Tran Thanh Van), Tignes, 217 (1985)
- [LED 78] C. M. LEDERER, V. S. SHIRLEY, Table of Isotopes, Wiley & Sons, New York 1978
- [LEF 82] P. LEFEVRE, Phys. at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch), Plenum Press, New York, 15 (1984)
- [LEO 76] M. LEON, Nucl. Phys. A260, 461 (1976)
- [MAY 79] T. MAYER-KUCKUCK, Kernphysik, B. G. Teubner, Stuttgart 1979
- [MOE 83] D. MÖHL, Proc. of the CERN ACCELERATOR SCHOOL (edt. P. Bryant and S. Newman), CERN 84-15, 97 (1984)
- [NAR 84] T. SUZUKI AND H. NARUMI, Nucl. Phys. A426, 431 (1984)
- [PAR 84] PARTICLE DATA GROUP, Review of Particle Properties, CERN Geneva, Edition 1984
- [PER 82] D. H. PERKINS, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley, Reading (Mass.), 1982
- [PON 73] L. I. PONOMAREV, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 23, 395 (1973)
- [POT 77] H. POT, Untersuchung von Röntgenspektren leichter antiprotonischer Atome, Dissertation, Karlsruhe 1977, KfK-Bericht 2459

- [RAI 84] U. RAICH, Ein schnelles Datenerfassungssystem für Spektroskopieexperimente, Dissertation, Karlsruhe 1984, KfK-Bericht 3712
- [SIM 82] D. J. SIMON, Phys. at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch), Plenum Press, New York, 55 (1984)
- [SIM 86] L. M. SIMONS, private Mitteilung
- [TAU 77] L. TAUSCHER, Hadronic Atoms, Proc. of the International School of Physics of Exotic Atoms, Erice 1977
- [THE 82] S. THEBERGE AND A. W. THOMAS, Phys. Rev. D25, 284 (1982)
- [TIG 85] Proc. of the THIRD LEAR-WORKSHOP (edt. U. Gastaldi, R. Klapisch, J. M. Richard and J. Tran Thanh Van), Tignes 1985
- [TSC 75] M. TSCHUDIN, Relative Ansprechwahrscheinlichkeit einer HPGe-Halbleiterdiode, Diplomarbeit, Phys. Institut der Uni Basel, Basel 1975
- [ÜHL 35] E. A. ÜHLING, Phys. Rev. 48, 55 (1935)
- [VIN 78] R. VINH MAU, Mesons in Nuclei, Vol. I, North-Holland, Amsterdam 1979
- [WIL 66] C. F. WILLIAMSON, J.-P. BOUJOT, J. PICARD, Tables of Range and Stopping-Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energies 0.05 – 500 MeV, Premier Ministre, Commissariat a l'energie atomique de France, Paris 1966