

KfK 4246  
April 1987

**Untersuchung der  
antiprotonischen  
Röntgenspektren der Isotope  
 ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{Ca}$**

H. Barth  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4246

UNTERSUCHUNG DER ANTIPROTONISCHEN RÖNTGENSPEKTREN  
DER ISOTOPE  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  UND  ${}^4\text{Ca}^*$

Harald Barth

\* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe  
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe



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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Mit der Inbetriebnahme des hochintensiven, niederenergetischen Antiprotonenstrahls des Speicherringes LEAR (Low-Energy Antiproton Ring) am CERN in Genf traten die Messungen der charakteristischen Röntgenspektren antiprotonischer Atome in eine neue Phase. Neben Informationen über das Elementarteilchen Antiproton selbst, wie z.B. dessen Masse und magnetisches Moment, liefern solche Messungen Informationen über die Antiproton-Kern-Wechselwirkung im Niederenergiebereich, welche wiederum mittels mikroskopischer Modelle auf die elementare Antinukleon-Nukleon-Wechselwirkung zurückgeführt werden kann.

Das Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung der antiprotonischen Röntgenspektren der Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{Ca}$ . Die Daten dazu entstanden im Rahmen des Experimentes PS176 am LEAR.

Die starke Wechselwirkung zwischen Antiproton und Kern führt zu einer Energieverschiebung  $\varepsilon$  und einer Absorptionsbreite  $\Gamma$  des unteren Niveaus des letzten beobachtbaren Röntgenüberganges sowie zu reduzierten Intensitäten, aus welchen die Absorptionsbreite des oberen Niveaus bestimmt werden kann. Die Ergebnisse für die Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{Ca}$  lauten:

$${}^6\text{Li}: \quad \varepsilon(2p) = (-215 \pm 25) \text{ eV}, \quad \Gamma(2p) = (660 \pm 170) \text{ eV} \\ \Gamma(3d) = (135 \pm 16) \text{ meV}$$

$${}^7\text{Li}: \quad \varepsilon(2p) = (-265 \pm 20) \text{ eV}, \quad \Gamma(2p) = (690 \pm 170) \text{ eV} \\ \Gamma(3d) = (129 \pm 13) \text{ meV}$$

$${}^{40}\text{Ca}: \quad \varepsilon(4f) = (-1060 \pm 130) \text{ eV}, \quad \Gamma(4f) = (3670 \pm 600) \text{ eV} \\ \Gamma(5g) = (34.9 \pm 3.3) \text{ eV}$$

Der Vergleich mit theoretischen Berechnungen ergibt befriedigende Übereinstimmung, zeigt jedoch gleichzeitig die Grenzen des gegenwärtigen Verständnisses der Antiproton-Kern-Wechselwirkung auf. Insbesondere scheint der Spin-Bahn-Term der starken Wechselwirkung eine nicht zu vernachlässigende Rolle zu spielen.



INVESTIGATION OF THE ANTIPROTONIC X-RAY SPECTRA  
OF THE ISOTOPES  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  AND  ${}^{40}\text{Ca}$

ABSTRACT

With the commissioning of the Low-Energy Antiproton Ring (LEAR) at CERN in Geneva a high intensity, high purity antiproton beam became available, enabling precision measurements of antiprotonic X-ray spectra to be carried out. Besides informations about properties of the elementary particle antiproton itself, as for example its mass and its magnetic moment, such measurements provide informations about the strong-interaction potential between antiproton and nucleus at very low energies, which, in turn, can be derived from the elementary antinucleon-nucleon interaction by using microscopic models.

This work investigates the antiprotonic X-ray spectra of the isotopes  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^{40}\text{Ca}$ . The data were taken during the experiment PS176 at LEAR.

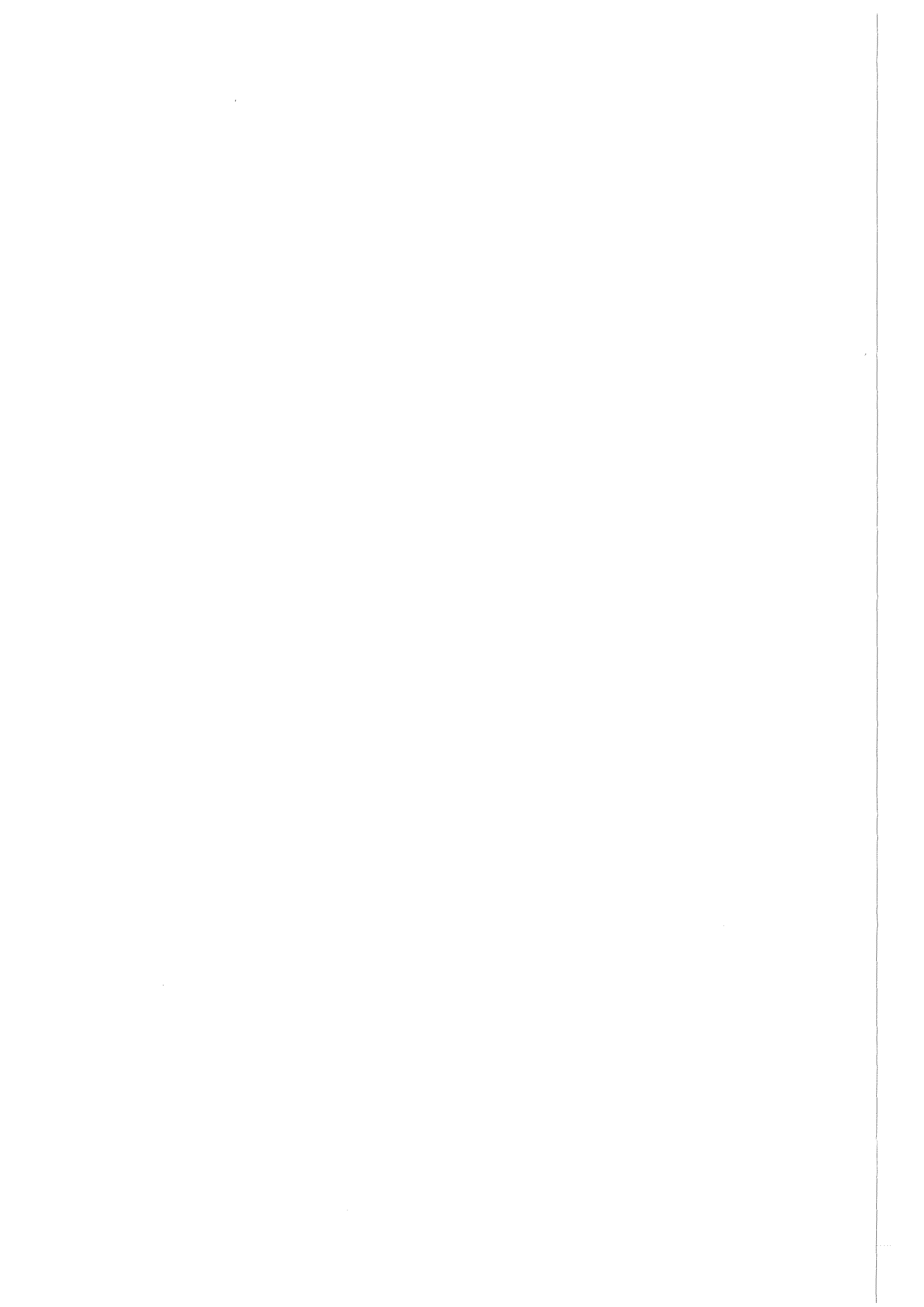
The strong interaction between antiproton and nucleus leads to an energy shift  $\varepsilon$  and an absorption width  $\Gamma$  of the lower level of the last observable transition and also to intensity reductions, which can be converted to an absorption width for the upper level. For the isotopes  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^{40}\text{Ca}$  the following results were obtained:

$${}^6\text{Li}: \quad \varepsilon(2p) = (-215 \pm 25) \text{ eV}, \quad \Gamma(2p) = (660 \pm 170) \text{ eV} \\ \Gamma(3d) = (135 \pm 16) \text{ meV}$$

$${}^7\text{Li}: \quad \varepsilon(2p) = (-265 \pm 20) \text{ eV}, \quad \Gamma(2p) = (690 \pm 170) \text{ eV} \\ \Gamma(3d) = (129 \pm 13) \text{ meV}$$

$${}^{40}\text{Ca}: \quad \varepsilon(4f) = (-1060 \pm 130) \text{ eV}, \quad \Gamma(4f) = (3670 \pm 600) \text{ eV} \\ \Gamma(5g) = (34.9 \pm 3.3) \text{ eV}$$

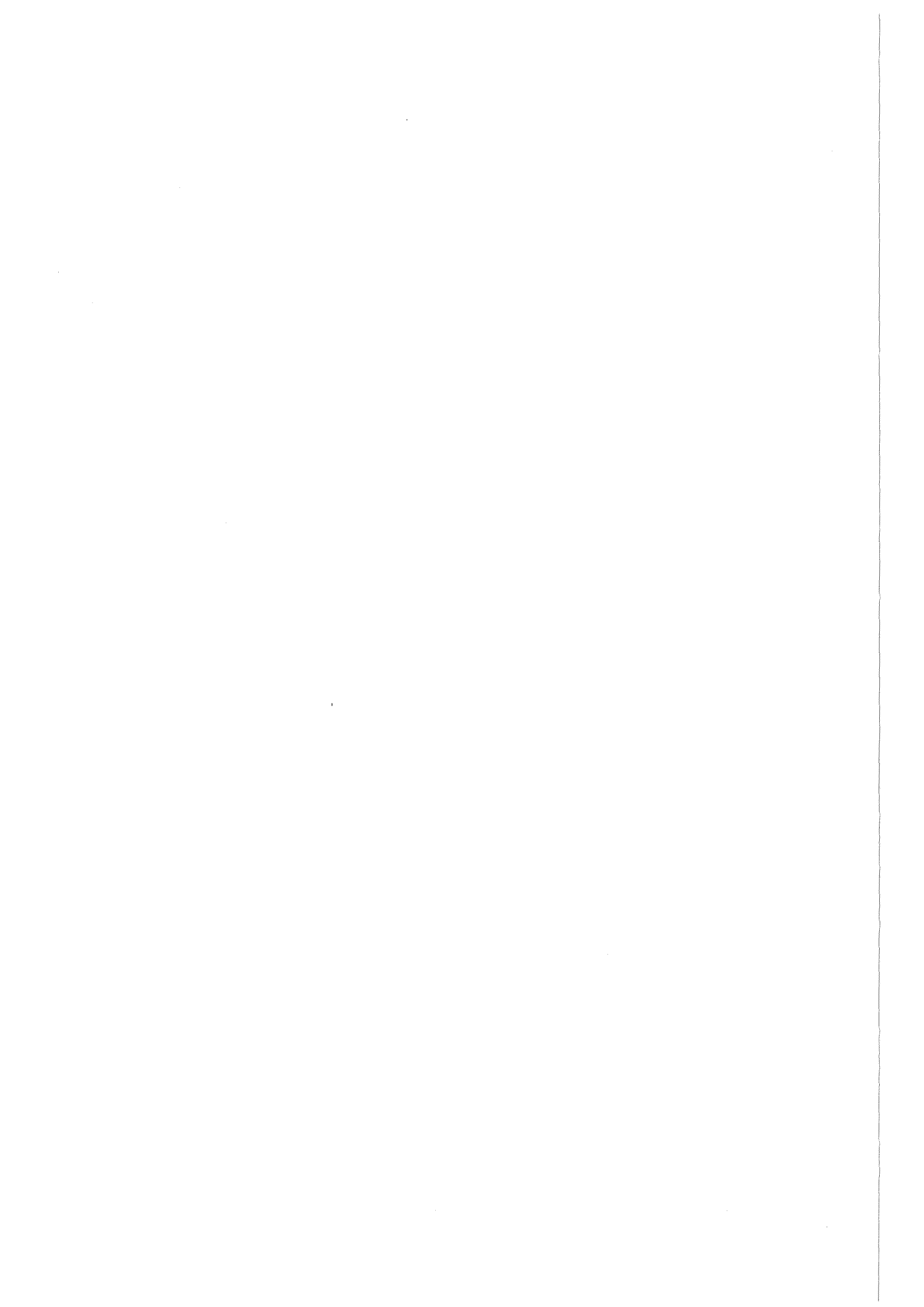
The results are in fair agreement with theoretical calculations, at the same time showing up the limits of present understanding of antiproton-nucleus interaction. Particularly the spin-orbit part of the strong interaction seems to play a nonnegligible role.





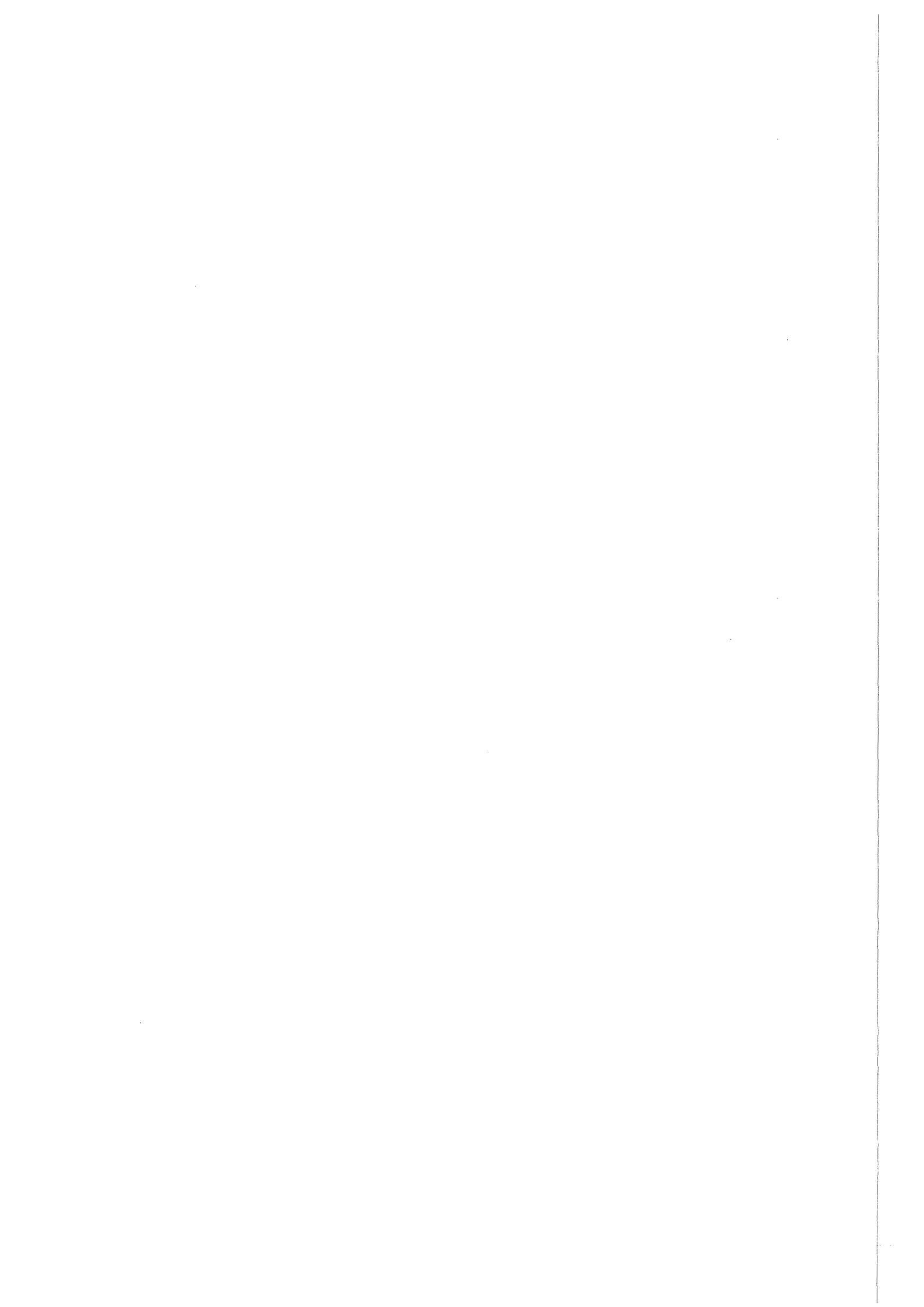
## INHALTSVERZEICHNIS

Einleitung . . . . .	1
Kapitel 1. Theorie antiprotonischer Atome . . . . .	3
1.1 Elektromagnetische Wechselwirkung . . . . .	3
1.2 Starke Wechselwirkung . . . . .	7
1.2.1 Die Antinukleon-Nukleon-Wechselwirkung . . . . .	8
1.2.2 Die Antiproton-Kern-Wechselwirkung . . . . .	11
1.3 Formation antiprotonischer Atome und Kaskade . . . . .	13
1.4 Observablen antiprotonischer Atome . . . . .	16
Kapitel 2. Das Experiment PS176 . . . . .	19
2.1 Der Antiprotonenkomplex des CERN . . . . .	19
2.2 Der experimentelle Aufbau . . . . .	21
2.3 Die Strahlzeit im Mai 1985 . . . . .	24
Kapitel 3. Auswertung der Daten . . . . .	27
3.1 Berechnung der elektromagnetischen Energien . . . . .	27
3.2 Genauigkeit der berechneten Energien . . . . .	30
3.2.1 Einfluss verschiedener Kernladungsverteilungen . . . . .	30
3.2.2 Einfluss der Kernpolarisierbarkeit . . . . .	31
3.3 Bestimmung der Eichung und der Effizienz der Detektoren . . . . .	32
3.4 Analyse der Calcium-Spektren . . . . .	36
3.4.1 Verhalten der Detektoren unter Strahlbelastung . . . . .	36
3.4.2 Auswahl und Addition der Spektren . . . . .	37
3.4.3 Bestimmung der Eichung und Effizienz unter Strahlbelastung . . . . .	41
3.4.4 Identifikation der Störlinien . . . . .	45
3.4.5 Analyse des 5g-4f Überganges . . . . .	47
3.4.6 Auswertung der Intensitäten . . . . .	53
3.4.7 Berechnung der 5g-Breite und Kaskadenanalyse . . . . .	58
3.5 Analyse der Lithium-Spektren . . . . .	65
3.5.1 Auswahl und Addition der Spektren . . . . .	65
3.5.2 Besonderheiten des Detektors 1 . . . . .	67
3.5.3 Identifikation der Störlinien . . . . .	71
3.5.4 Analyse des 3d-2p Überganges . . . . .	72
3.5.5 Auswertung der Intensitäten . . . . .	76
3.5.6 Berechnung der 3d-Breite und Kaskadenanalyse . . . . .	78
Kapitel 4. Zusammenfassung und Diskussion . . . . .	83
Anhang A. Numerische Anpassung der Spektren . . . . .	87
Anhang B. Bestimmung der Extinktionskoeffizienten . . . . .	91
Literaturverzeichnis . . . . .	93



## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Intensitäten der Feinstrukturkomponenten . . . . .	6
Abbildung 2.	Schema der Röntgenkaskade am Beispiel von Calcium . . .	14
Abbildung 3.	Der Antiprotonen-Beschleunigerkomplex des CERN . . . .	19
Abbildung 4.	Das Prinzip der transversalen stochastischen Kühlung . . .	20
Abbildung 5.	Schema der Meßapparatur . . . . .	22
Abbildung 6.	Blockschaltbild der Elektronik . . . . .	22
Abbildung 7.	Der Datenfluß während und nach einem Spill . . . . .	24
Abbildung 8.	Die Reichweitenkurve für das Calciumtarget . . . . .	26
Abbildung 9.	Relative Effizienz Detektor 1 . . . . .	34
Abbildung 10.	Relative Effizienz Detektor 2 . . . . .	34
Abbildung 11.	Relative Effizienz Detektor 3 . . . . .	35
Abbildung 12.	Relative Effizienz Detektor 5 . . . . .	35
Abbildung 13.	Relative Effizienz Detektor 6 . . . . .	36
Abbildung 14.	Shift der Linienpositionen im Detektor 3 . . . . .	38
Abbildung 15.	$^{40}\text{Ca}$ -Summenspektrum (Detektor 6) . . . . .	39
Abbildung 16.	Verlauf der Auflösung des Detektors 6 . . . . .	42
Abbildung 17.	Anpassung des 5g-4f Übergangs (Detektor 6) . . . . .	49
Abbildung 18.	Einfluß des Detektorgehäuses auf das Spektrum . . . . .	50
Abbildung 19.	Abhängigkeit der Energie des gestreuten Photons vom Streuwinkel bei der Comptonstreuung . . . . .	50
Abbildung 20.	Anpassung des 5g-4f Übergangs (Detektor 5) . . . . .	51
Abbildung 21.	Stoppverteilung der Antiprotonen im Target . . . . .	54
Abbildung 22.	Verlauf der Targetkorrektur für den Detektor 6 . . . . .	55
Abbildung 23.	Übergangsraten für zirkulare Übergänge . . . . .	60
Abbildung 24.	Verlauf von $\chi^2$ für n=27 als Funktion von $\alpha$ . . . . .	62
Abbildung 25.	Verlauf von $\chi^2$ als Funktion von n . . . . .	62
Abbildung 26.	$^6\text{Li}$ -Summenspektrum (Detektor 1) . . . . .	66
Abbildung 27.	$^7\text{Li}$ -Summenspektrum (Detektor 1) . . . . .	66
Abbildung 28.	Verlauf der Detektoreffizienz im Bereich der Ge-K-Kante . . .	68
Abbildung 29.	Verhältnis der Intensitäten von Escape-Linie und Photopeak . . . . .	69
Abbildung 30.	Detektor 1: Verhältnis der Intensitäten von Escape- Linie und Photopeak . . . . .	70
Abbildung 31.	Anpassung des 3d-2p Übergangs im $^6\text{Li}$ (Detektor 1) . . .	75
Abbildung 32.	Anpassung des 3d-2p Übergangs im $^7\text{Li}$ (Detektor 1) . . .	75
Abbildung 33.	Bereich des 3d-2p Überganges in [GUI81] . . . . .	77
Abbildung 34.	Verlauf von $\chi^2$ für n=19 als Funktion von $\alpha$ . . . . .	80
Abbildung 35.	Verlauf von $\chi^2$ als Funktion von n . . . . .	80
Abbildung 36.	Extinktionskoeffizient von Mylar und Calcium . . . . .	91



## TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Vergleich der Bohrradien elektronischer und antiprotonischer Atome . . . . .	4
Tabelle 2.	Energien des letzten beobachtbaren Überganges . . . . .	7
Tabelle 3.	Ausgetauschte Mesonen im OBEP-Modell . . . . .	10
Tabelle 4.	Letztes beobachtbares Niveau antiprotonischer Atome . . . . .	16
Tabelle 5.	Die HPGe-Detektoren . . . . .	25
Tabelle 6.	Vergleich der Kernpolarisierbarkeiten . . . . .	28
Tabelle 7.	Eingabewerte für PBAR und PIATOM . . . . .	29
Tabelle 8.	Kernladungsverteilungen . . . . .	29
Tabelle 9.	Einfluß verschiedener Kernladungsverteilungen auf die Übergangsenergie E . . . . .	30
Tabelle 10.	Beitrag der Kernpolarisierbarkeit zur Bindungsenergie B . . . . .	31
Tabelle 11.	Quelleneichungen . . . . .	33
Tabelle 12.	Überblick über die Calcium-Summenspektren . . . . .	40
Tabelle 13.	Eichung der Detektoren unter Strahlbelastung . . . . .	42
Tabelle 14.	Berechnete und gemessene Energien . . . . .	44
Tabelle 15.	Röntgenlinien der Fremdelemente . . . . .	46
Tabelle 16.	Restkerne nach Antiproton-Annihilation am Calcium . . . . .	46
Tabelle 17.	Kernreaktionen mit Materialien aus der Umgebung . . . . .	47
Tabelle 18.	Bestwerte für den 5g-4f Übergang . . . . .	52
Tabelle 19.	Änderung der Targetkorrektur (Detektor 6) . . . . .	55
Tabelle 20.	Intensitäten der Calcium-Linien . . . . .	57
Tabelle 21.	Breite des 5g-Niveaus . . . . .	63
Tabelle 22.	Gemessene und berechnete Intensitäten . . . . .	64
Tabelle 23.	Überblick über die Lithium-Summenspektren . . . . .	65
Tabelle 24.	Eichung der Detektoren unter Strahlbelastung . . . . .	67
Tabelle 25.	Berechnete und gemessene Energien (Detektor 1) . . . . .	67
Tabelle 26.	Kontrolle der Effizienz des Detektors 1 . . . . .	70
Tabelle 27.	Röntgenlinien der Fremdelemente (Detektor 1) . . . . .	71
Tabelle 28.	Hyperfeinstruktur der 2p- und 3d-Niveaus . . . . .	72
Tabelle 29.	Bestwerte für den 3d-2p Übergang . . . . .	74
Tabelle 30.	Intensitäten der Lithium-Linien . . . . .	76
Tabelle 31.	Breiten der 3d-Niveaus . . . . .	81
Tabelle 32.	Gemessene und berechnete Intensitäten . . . . .	82
Tabelle 33.	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	84

Ein sogenanntes "exotisches Atom" stellt ein System dar, in welchem ein einfach negativ geladenes Teilchen ( $\mu^-$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Sigma^-$ ) zusammen mit maximal  $Z-1$  Elektronen im Coulombfeld eines  $Z$ -fach geladenen Atomkernes gebunden ist. Anfang der fünfziger Jahre wurden erstmals pionische Atome [CAM52] sowie myonische Atome [FIT53] anhand ihrer charakteristischen Röntgenstrahlung nachgewiesen. In den darauffolgenden Jahren gelang die Bildung kaonischer [WIE67], sigmonischer [BAC70] sowie antiprotonischer Atome [BAM70].

Das Gebiet der exotischen Atome vereinigt Aspekte der Atom-, Kern- und Elementarteilchenphysik. Das Myon unterliegt als Lepton nicht der starken Wechselwirkung, sodaß myonische Atome in hervorragender Weise dazu geeignet sind, Vorhersagen der Quantenelektrodynamik (QED) zu überprüfen [BOR82]. Weiterhin erhält man aus Daten myonischer Atome Informationen über Kerneigenschaften. Hadronische Atome liefern Aussagen über die starke Wechselwirkung zwischen Kern und Hadron im niederenergetischen Bereich. Schließlich lassen sich mit exotischen Atomen auch Eigenschaften des jeweiligen gebundenen Teilchens bestimmen. Eine Übersicht über die experimentelle Situation der verschiedenen exotischen Atome bis zum jeweiligen Zeitpunkt findet man in den Artikeln von Koch [KOC76] und Batty [BAT80]. Daten hadronischer Atome wurden von Poth zusammengestellt [POT79].

Unter den exotischen Atomen sind die antiprotonischen Atome von besonderem Interesse. Das Antiproton zerfällt nicht und kann als Antiteilchen des Protons mit einem Nukleon des Kernes annihilieren. Mit Hilfe mikroskopischer Modelle versucht man, bei bekannten Kerneigenschaften von der starken Antinukleon-Nukleon-Wechselwirkung auf die starke Antiproton-Kern-Wechselwirkung zu schließen. Neben Streuexperimenten liefern daher antiprotonische Atome eine Methode, theoretische Modelle der Antiproton-Kern-Wechselwirkung zu überprüfen.

Die starke Wechselwirkung beeinflusst nur die tiefliegenden atomaren Zustände des Antiprotons. Sie führt zu einer Energieverschiebung  $\epsilon$  der Niveaus gegenüber der rein elektromagnetischen Wechselwirkung. Zusätzlich wird infolge der Kernabsorption die Lebensdauer der Zustände reduziert, was sich in einer Lorentzverbreiterung der Niveaus äußert, welche aus der Verbreiterung der Röntgenlinien bestimmt werden kann. In hohen Zuständen wird die Bindungsenergie von rein elektromagnetischen Effekten bestimmt. Aus der Energie der Röntgenübergänge zwischen solchen Niveaus kann die Masse des Antiprotons bestimmt werden, aus der Feinstruktur der Linien dessen magnetisches Moment [KRE86].

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Effekte der starken Wechselwirkung aus den antiprotonischen Röntgenspektren der Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und

$^{40}\text{Ca}$  zu extrahieren. Die Daten dazu entstanden im Rahmen des Experimentes PS176 am LEAR während der Strahlzeit im Mai 1985.

Der Inhalt der einzelnen Kapitel soll nun kurz vorgestellt werden. Kapitel 1 enthält die theoretische Beschreibung antiprotonischer Atome unter Berücksichtigung der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung sowie die Darstellung der experimentell zugänglichen Größen. In Kapitel 2 wird der experimentelle Aufbau vorgestellt sowie die für die Auswertung relevanten Details der Messung behandelt. Kapitel 3 beinhaltet die Auswertung der Daten. In Kapitel 4 schließlich werden die Ergebnisse zusammengefaßt und mit vorhandenen theoretischen Berechnungen sowie früheren Messungen verglichen. Die Anhänge A und B enthalten eine Beschreibung des verwendeten Anpassungsverfahrens bzw. der Bestimmung der für die Targetkorrekturen erforderlichen Extinktionskoeffizienten.

## KAPITEL 1. THEORIE ANTIPROTONISCHER ATOME

In diesem Kapitel sollen die grundlegenden Eigenschaften antiprotonischer Atome skizziert werden. Der theoretischen Beschreibung mittels der Quantenelektrodynamik (QED) folgt die Einbeziehung der starken Wechselwirkung. Anschließend werden die Formation, die Abregungsprozesse sowie die experimentell zugänglichen Größen des Systems "antiprotonisches Atom" behandelt.

### 1.1 ELEKTROMAGNETISCHE WECHSELWIRKUNG

Außerhalb der Reichweite der starken Wechselwirkung werden die Eigenschaften eines antiprotonischen Atoms von der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Kern, Antiproton und Elektronenhülle bestimmt. Unter Vernachlässigung der Elektronen führt bereits das Bohr'sche Atommodell zu einem guten Verständnis. Bindungsenergie und Radius des Antiprotons auf einer Bohr'schen Bahn lauten:

$$E_n = - \frac{\mu c^2}{2} \left( \frac{\alpha Z}{n} \right)^2 \quad (1.1)$$

$$r_n = \frac{\hbar n^2}{\mu c \alpha Z} \quad (1.2)$$

wobei  $\mu = \frac{m M}{m + M}$  reduzierte Masse  
m = Antiprotonenmasse  
M = Kernmasse  
Z = Kernladungszahl  
 $\alpha$  = Feinstrukturkonstante  
c = Vakuumlichtgeschwindigkeit  
 $\hbar$  = Planck'sches Wirkungsquantum

Die reduzierte Masse und damit die Bindungsenergie des Antiprotons ist um den Faktor  $1836/(1 + m/M)$  größer als die des Elektrons. Somit liegen die Übergangsenergien im Bereich der Röntgenstrahlung (keV). Die Bohrradien antiprotonischer Atome sind um eben diesen Faktor kleiner als die elektronischer Atome. Tabelle 1 vergleicht die Bohrradien der 1s-Zustände elektronischer und antiprotonischer Atome für verschiedene Kerne. Aus Gleichung (1.2) läßt sich die Hauptquantenzahl n des antiprotonischen Niveaus berechnen, dessen Bohrradius dem des 1s-Elektrons entspricht. Diese ist ebenfalls in Tabelle 1 aufgeführt.



Isotop		<sup>1</sup> H	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>40</sup> Ca	<sup>208</sup> Pb
r(1s)	(fm)	5.3·10 <sup>4</sup>	1.8·10 <sup>4</sup>	1.8·10 <sup>4</sup>	2.7·10 <sup>3</sup>	6.5·10 <sup>2</sup>
	e <sup>-</sup> p̄	57.64	11.22	10.99	1.477	0.353
n		30	39	40	42	43

Tabelle 1. Vergleich der Bohrradien elektronischer und antiprotonischer Atome

Für Übergänge, deren Röntgenlinien im Spektrum beobachtet werden können, bewegt sich das Antiproton also weit unterhalb der Bahn des 1s-Elektrons. Daher kann die Elektronenhülle zunächst vernachlässigt und das System Antiproton-Kern als reines Zweiteilchenproblem behandelt werden. Da das Antiproton ein Fermion mit Spin 1/2 ist, erfolgt die quantenmechanische Beschreibung durch die Dirac-Gleichung:

$$(\vec{\alpha}\vec{p}c + \beta\mu c^2 + V)|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (1.3)$$

$\vec{\alpha}$  und  $\beta$  sind die Dirac-Matrizen,  $\vec{p}$  der Impulsoperator,  $\mu$  die reduzierte Masse des Antiprotons.  $V$  steht für das Coulombpotential des Kernes. Setzt man dafür ein Punktkernpotential ein, d.h.  $V = Ze/r$ , so läßt sich diese Gleichung analytisch lösen (s. Gleichung (1.5)). Diese einfache Lösung ist jedoch für ein reales antiprotonisches Atom nicht gültig, sondern es müssen mehrere Korrekturen berücksichtigt werden, welche im folgenden kurz beschrieben werden sollen. Für eine ausführliche Diskussion sei auf [BOR82] und [JÖD85] verwiesen.

#### Effekt der endlichen Kernaussdehnung ("finite size")

Das Coulombpotential des Punktkernes muß ersetzt werden durch das Potential der ausgedehnten Kernladungsverteilung. Es ergibt sich eine erhebliche Korrektur, da die Wellenfunktion des Antiprotons einen nicht zu vernachlässigenden Überlapp mit der Kernladungsverteilung hat.

#### Quantenelektrodynamische Korrekturen

In antiprotonischen Atomen hat die Vakuumpolarisation, d.h. die Bildung virtueller Elektron-Positron-Paare im Feld des Kernes, im Gegensatz zu elektronischen Atomen einen erheblichen Einfluß auf die Energie der Niveaus, da sich das Antiproton vergleichsweise sehr viel näher am Kern aufhält als ein Elektron. Die Reichweite dieses zusätzlichen Potentials entspricht der Comptonwellenlänge des gebildeten virtuellen Teilchens (386 fm für Elektronen), sodaß die Vakuumpolarisation durch virtuelle Paare schwererer Teilchen (z.B. Myonen) vernachlässigt werden kann. Die Ordnungen der Vakuumpolarisation werden nach Potenzen der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$  und der Kernladungszahl  $Z$

entwickelt. Die größten Beiträge sind das Ühling-Potential (Ordnung  $\alpha Z\alpha$ ) und das Källen-Sabry-Potential (Ordnung  $\alpha^2 Z\alpha$ ). Sie können nicht störungstheoretisch behandelt werden und müssen bei der Lösung der Eigenwertgleichung (1.3) mitgenommen werden. Die Korrekturen durch Vakuumpolarisation der Ordnung  $\alpha(Z\alpha)^n$ ,  $n=3,5,7$ , werden störungstheoretisch berechnet.

#### anomales magnetisches Moment

Das Antiproton hat infolge seiner Quarkstruktur ein anomales magnetisches Moment  $\kappa$ . Es gilt:

$$\mu = -(1 + \kappa) \mu_N = -2.79 \mu_N \quad (1.4)$$

wobei  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$  das Kernmagneton bedeutet.

Die Dirac-Theorie liefert  $\kappa = 0$ . Das Nichtverschwinden von  $\kappa$  muß in der Dirac-Gleichung durch einen zusätzlichen Term, den sogenannten Pauli-Term, berücksichtigt werden. Der Anteil des Pauli-Terms, welcher den größten Beitrag zur Bindungsenergie liefert, wird wieder bei der Lösung der Eigenwertgleichung (1.3) mitgenommen. Die anderen Beiträge erhält man störungstheoretisch [BOR83].

#### Vakuumpolarisation und endliche Kernaussdehnung

Die virtuellen Elektron-Positron-Paare befinden sich teilweise im Kern, sodaß dessen Ladungsverteilung eine Verzerrung der Vakuumpolarisationswolke bewirkt. Dies führt zu einer Verschiebung der Niveaus.

#### Elektronenabschirmung ("screening")

Die Abschirmung des Kernes durch Elektronen der niederen Schalen reduziert die Bindungsenergie des Antiprotons. Die Korrektur wird ermittelt unter Herleitung eines Abschirmpotentials aus den Wellenfunktionen der 1s-, 2s- und 2p-Elektronen.

#### Rückstoßkorrektur

Im Eigenwertproblem (1.3) wird die nichtrelativistische reduzierte Masse verwendet. Der Unterschied zur exakten relativistischen Behandlung wird als Störung aufgefaßt.

#### Polarisierbarkeit

Im Feld des umlaufenden Antiprotons wird die Ladungsverteilung des Kernes, im Feld des Kernes die Ladungsverteilung des Antiprotons verzerrt. Die hiermit verbundenen Anregungen des Kernes führen zu Energieverschiebungen der antiprotonischen Niveaus.

Wie schon teilweise beschrieben, geht man bei der Lösung des Eigenwertproblems (1.3) folgendermaßen vor: Das Potential  $V$  wird ersetzt durch die Summe aus dem Coulombpotential der ausgedehnten Kernladungverteilung, dem Ühling- und dem Källen-Sabry-Potential. Zusätzlich wird noch der Teil des Pauli-Terms hinzugefügt, welcher den größten Beitrag zur Bindungsenergie liefert. Die so erhaltene Eigenwertgleichung wird im Programm PBAR numerisch gelöst, alle anderen Korrekturen werden im Pro-

gramm störungstheoretisch ermittelt. Das Programm PBAR, mit welchem in dieser Arbeit die antiprotonischen Übergangsenergien berechnet werden (s. Kapitel 3.1), wird in [BOR85, JÖD85] ausführlich beschrieben.

Wie schon erwähnt, kann die Eigenwertgleichung (1.3) für ein Punktkernpotential analytisch gelöst werden. Die Bindungsenergien lauten dann:

$$E_{nj} = \mu c^2 \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\alpha Z}{n - (j + \frac{1}{2}) + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (\alpha Z)^2}} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (1.5)$$

mit dem Gesamtdrehimpuls  $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ . Zu jedem Bahndrehimpulswert  $\ell$  gibt es also zwei verschiedene Werte von  $j$ , d.h. die Energieniveaus spalten auf. Dies ist die bekannte Feinstruktur.

Die Strahlungsübergänge zwischen den Dubletts zweier Niveaus  $(n, \ell)$  und  $(n', \ell')$  sind durch die Dipolwahlregeln

$$\begin{aligned} |\Delta j| &= 0 \text{ oder } 1 \\ \text{und } |\Delta \ell| &= 1 \end{aligned}$$

festgelegt, d.h. es sind drei Übergänge erlaubt, sodaß eine antiprotonische Röntgenlinie aus drei Feinstrukturkomponenten besteht (s. Abbildung 1).

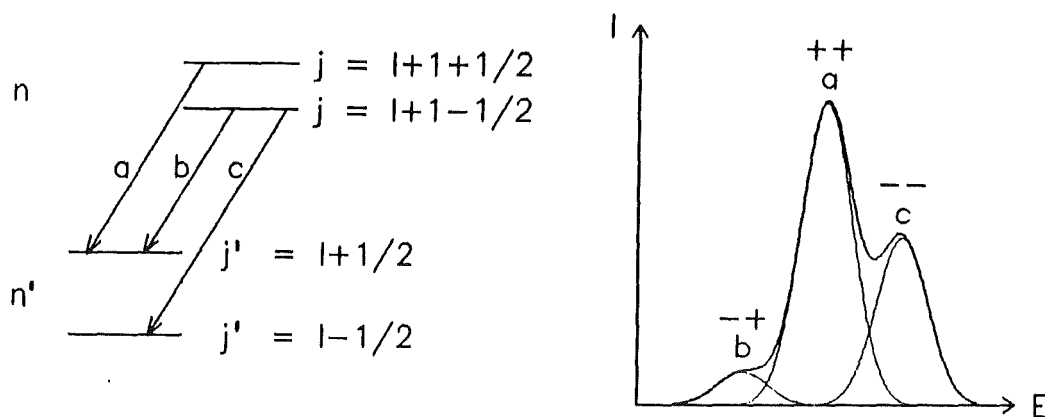


Abbildung 1. Intensitäten der Feinstrukturkomponenten

Die drei Komponenten sind:

- (a)  $(n, \ell+1, j=\ell+1+\frac{1}{2}) \rightarrow (n', \ell, j'=\ell+\frac{1}{2}),$  '++'-Komponente
- (b)  $(n, \ell+1, j=\ell+1-\frac{1}{2}) \rightarrow (n', \ell, j'=\ell+\frac{1}{2}),$  '-+'-Komponente
- (c)  $(n, \ell+1, j=\ell+1-\frac{1}{2}) \rightarrow (n', \ell, j'=\ell-\frac{1}{2}),$  '--'-Komponente.

Die Bezeichnung der Komponenten mit Plus- und Minuszeichen bezieht sich auf die Stellungen des Spins des Antiprotons im Anfangs- bzw. Endzustand.

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

$$I_a : I_b : I_c = I_{++} : I_{-+} : I_{--} = (\ell+2)(2\ell+1) : 1 : \ell(2\ell+3) \quad (1.6)$$

Hierbei ist  $\ell$  die Bahndrehimpulsquantenzahl des unteren Feinstruktur-  
dupletts.

Tabelle 2 zeigt für den 3d-2p Übergang im  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$  sowie für den  
5g-4f Übergang im  ${}^{40}\text{Ca}$  die Bindungsenergien der Feinstruktur-niveaus so-  
wie die Übergangsenergien der Feinstrukturkomponenten, berechnet mit dem  
Programm PBAR.

	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^{40}\text{Ca}$
Bindungsenergien:			
Niveau 3d+ bzw. 5g+	21.434	21.882	391.307
3d- bzw. 5g-	21.436	21.885	391.686
2p+ bzw. 4f+	48.308	49.321	612.024
2p- bzw. 4f-	48.332	49.345	613.259
Übergangsenergien:			
Komponente ' -+'	26.872	27.436	220.338
' ++'	26.874	27.438	220.717
' --'	26.896	27.460	221.573
<p>Tabelle 2. Energien des letzten beobachtbaren Überganges            Notation: 3d± z.B. bezeichnet das Niveau mit  <math>n = 3, \ell = 2, j = 2 \pm \frac{1}{2}</math>            Alle Energien in keV.</p>			

## 1.2 STARKE WECHSELWIRKUNG

Als Baryon unterliegt das Antiproton der starken Wechselwirkung, deren Reichweite etwa 1.4 fm beträgt. Die Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern läßt sich daher in drei Bereiche einteilen. Wie bereits in Kapitel 1.1 erläutert, werden außerhalb der Reichweite der starken Wechselwirkung die Eigenschaften eines antiprotonischen Atoms von der elektromagnetischen Wechselwirkung bestimmt. Dies ist auf den äußersten atomaren Bahnen der Fall. Im Gegensatz dazu befindet sich das Antiproton auf den innersten Bahnen bereits innerhalb des Kernes. Hier dominiert die starke Wechselwirkung völlig und die Zustände zerfallen sofort durch Annihilation des Antiprotons mit einem Nukleon. Diese atomaren Zustände sind daher experimentell nicht zugänglich. Der dritte

Bereich liegt zwischen diesen beiden Extrema. Für jedes antiprotonische Atom existieren zwei Niveaus, in welchen die starke Wechselwirkung zu meßbaren Effekten führt (s. Tabelle 4). Diese Niveaus sind gegenüber der rein elektromagnetischen Bindungsenergie verschoben und weisen eine zusätzliche Lorentzverbreiterung auf, da ihre Lebensdauer durch die mögliche Annihilation des Antiprotons mit einem Nukleon des Kernes verkürzt ist.

Um dieser Annihilation Rechnung zu tragen, muß das Potential, welches den Einfluß der starken Wechselwirkung beschreibt, komplex sein. Aus der Eigenwertgleichung resultieren dann komplexe Eigenwerte, deren Realteil die Bindungsenergie und deren Imaginärteil die Breite der Zustände angibt:

$$H|\psi\rangle = (H^{\text{QED}} + U^{\text{SW}})|\psi\rangle = E(n, \ell)|\psi\rangle \quad (1.7)$$

$$E(n, \ell) = E^{\text{QED}}(n, \ell) + \varepsilon(n, \ell) + i\Gamma(n, \ell)/2$$

Bevor nun in Kapitel 1.2.2 Modelle der Antiproton-Kern-Wechselwirkung skizziert werden, soll zunächst das fundamentale System Nukleon-Antinukleon diskutiert werden.

### 1.2.1 DIE ANTINUKLEON-NUKLEON-WECHSELWIRKUNG

Durch Anwendung von Symmetrieoperationen ist es möglich, von der Wechselwirkung zwischen Materie und Materie auf die Wechselwirkung zwischen Antimaterie und Materie zu schließen. Zur Beschreibung der Antinukleon-Nukleon-Wechselwirkung geht man daher aus von der gut bekannten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. In Analogie zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung durch Austausch virtueller Photonen läßt sich diese beschreiben durch Austausch virtueller Mesonen.

Die Symmetrieoperation, welche ein Teilchen in sein Antiteilchen überführt, heißt Ladungskonjugation, die zugehörige Quantenzahl nennt man Ladungsparität oder C-Parität. Nur Teilchen oder Systeme, deren additive Quantenzahlen alle verschwinden, können Eigenzustände von C sein. Für das Photon z.B. gilt:  $C = -1$ .

Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen ist charakterisiert durch das Feld des ausgetauschten Quantes (Photon bzw. Meson). Führt man eines der beiden Teilchen durch Ladungskonjugation in sein Antiteilchen über, so ändert sich das Vorzeichen des Feldes gemäß der G-Parität des Austauschteilchens. Die G-Paritätstransformation ist die Verallgemeinerung der Ladungskonjugation auf geladene Systeme. Sie setzt sich zusammen aus einer Drehung um  $180^\circ$  um die y-Achse im Isospinraum und anschließender Ladungskonjugation [PER82]:

$$G = C \cdot R = C \cdot e^{i\pi I_2} \quad (1.8)$$

$$G|\psi\rangle = C (-1)^I |\psi\rangle$$

Der Beitrag von R zur G-Parität folgt aus der Tatsache, daß sich ein Isospinzustand mit Isospin I unter Drehungen im Isospinraum verhält wie ein entsprechender Drehimpulszustand unter Drehungen im Ortsraum. Alle Teilchen und Zustände mit Strangeness und Baryonenzahl bzw. Leptonenzahl gleich Null sind Eigenzustände von G.

Wendet man das soeben Gesagte auf die Mesonenaustauschpotentiale an, so gilt [BUC79]:

$$V_{NN}(r) = \sum_m V_{NN}^m(r) \quad (1.9)$$

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

$G^m$  ist die G-Parität des ausgetauschten Mesons, die Summe läuft über die Beiträge aller ausgetauschten Mesonen.

Aus Invarianzprinzipien, den Eigenschaften des Deuterons sowie den Resultaten von Nukleon-Streuexperimenten läßt sich die allgemeine Struktur des Nukleon-Nukleon-Potentials herleiten [MAY79]. Dieses Potential enthält ein Zentralpotential, ein spinabhängiges Zentralpotential, ein nichtzentrales Potential (Tensorpotential) sowie ein Spin-Bahn-Potential. Weiterhin ist noch zu berücksichtigen, in welchem Isospinzustand sich die beiden Nukleonen befinden. Allgemein läßt sich daher der Beitrag eines Mesons zum Potential folgendermaßen schreiben:

$$V_{NN}^m(r) = V_C^m(r) + V_{SS}^m(r) \cdot \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_T^m(r) \cdot S_{12} + V_{LS}^m(r) \cdot \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (1.10)$$

bzw.

$$V_{NN}^m(r) = \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \{ V_C^m(r) + V_{SS}^m(r) \cdot \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_T^m(r) \cdot S_{12} + V_{LS}^m(r) \cdot \vec{L} \cdot \vec{S} \} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} V_C &= \text{Zentralpotential} & V_{SS} &= \text{spinabh. Zentralpotential} \\ V_T &= \text{Tensorpotential} & V_{LS} &= \text{Spin-Bahn-Potential} \\ \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2 &= \text{Spinoperatoren} & \vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2 &= \text{Isospinoperatoren} \\ \vec{L} &= \text{Bahndrehimpuls} & \vec{S} &= \frac{1}{2}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) = \text{Gesamtspin} \\ S_{12} &= 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 = \text{Tensoroperator} \end{aligned}$$

Der Ausdruck (1.10) gilt für ein ausgetauschtes Meson mit Isospin I = 0, der Ausdruck (1.11) für ein solches mit Isospin I = 1.

Nach Bryan und Scott [BRY64] wird das Potential (1.9) konstruiert aus Beiträgen von Ein-Boson-Austausch-Potentials (englisch One Boson Exchange Potential, OBEP). Die ausgetauschten Mesonen  $m$  sind in diesem Modell:  $m = \{\rho, \eta, \omega, \pi, S, \delta\}$  [BUC79]. Nicht jedes Meson trägt zu allen Komponenten des Nukleon-Nukleon-Potentials bei. Auch haben die Potentiale der einzelnen Mesonen unterschiedliche Reichweiten. Die Reichweite entspricht etwa der Comptonwellenlänge des ausgetauschten Mesons und ist daher umgekehrt proportional zu dessen Masse. In Tabelle 3 sind die sechs Mesonen, deren Masse und Comptonwellenlänge sowie der Isospin  $I$ , der Spin  $J$ , die Parität  $P$  und die G-Parität der Mesonen aufgeführt. In der letzten Spalte ist angegeben, zu welchen Komponenten des Potentials die einzelnen Mesonen Beiträge liefern.

Meson	Masse (MeV)	Compton- wellenlänge (fm)	IJPG	Beiträge
$\eta$	548.8	0.36	00--	SS, T
$S$	975	0.20	00++	C, LS
$\omega$	782.6	0.25	01--	C, SS, T, LS
$\pi$	135	1.42	10--	SS, T
$\delta$	983	0.20	10+-	C, LS
$\rho$	770	0.26	11--	C, SS, T, LS

Tabelle 3. Ausgetauschte Mesonen im OBEP-Modell

In einem weiteren Modell wird die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beschrieben durch den Austausch von  $\pi$ - und  $\omega$ -Mesonen [COT73]. Die Beiträge der anderen Mesonen werden ersetzt durch  $2\pi$ -Austausch, wobei sich die beiden Pionen relativ zueinander in verschiedenen Quantenzuständen befinden können. Das aus diesem Modell resultierende Potential wird in der Literatur als Paris-Potential bezeichnet.

Die Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch Mesonenaustausch ist jedoch nur für mittlere und große Reichweiten gültig ( $r \geq 0.8$  fm). Für Abstände kleiner als etwa 0.8 fm ist zu erwarten, daß zusätzlich Quarkfreiheitsgrade wichtig werden. Dieser Bereich wird phänomenologisch behandelt, z.B. durch Nullsetzen des Potentials für diese Abstände im Modell von Bryan und Scott oder durch ein sogenanntes "soft-core" im Paris-Potential [BUC79].

Durch G-Paritätstransformation erhält man nun den Realteil des Antinukleon-Nukleon-Potentials. Dies wurde von Bryan und Phillips für das Potential von Bryan und Scott durchgeführt [BRY68], von Dover und Richard für das Paris-Potential [DOV80]. In beiden Fällen wird der Annihilation durch Hinzufügen eines kurzreichweitigen komplexen Zentralpotentials zu diesem G-transformierten Potential Rechnung getragen. Real- und Imaginärteil dieses zusätzlichen Potentials haben Woods-Saxon-Form:

$$V_{NN}^{\text{ann}}(r) = -(V + iW)/(1 + e^{r/a}) \quad (1.12)$$

Die Parameter wurden durch Anpassung an die damals vorhandenen Streudaten bestimmt. Bryan und Phillips wählten ein rein imaginäres Potential ( $V = 0$ ), für die beiden anderen Parameter erhielten sie  $W = 62$  GeV und  $a = 1/6$  fm. Dover und Richard erhielten  $V = 21$  GeV,  $W = 20$  GeV und  $a = 1/5$  fm.

Beide Annihilationspotentiale berücksichtigen jedoch nicht eine mögliche Abhängigkeit von Spin- und Isospinvariablen, wie sie im G-transformierten Realteil von vornherein gegeben ist. Ein derartiges Potential wurde von Côté et al. [COT82] angegeben. Es ist rein imaginär, enthält jedoch neben dem reinen Zentralpotential Terme für Spin-Spin-, Spin-Bahn- und Tensorwechselwirkung.

### 1.2.2 DIE ANTIPROTON-KERN-WECHSELWIRKUNG

Einen Ansatz zur Beschreibung der Antiproton-Kern-Wechselwirkung auf rein phänomenologischer Basis liefert das optische Potential, welches bereits für pionische und kaonische Atome verwendet wurde [BAT80]. Man nimmt an, daß die Annihilation des Antiprotons an einem einzigen Nukleon erfolgt und daß die Wahrscheinlichkeit dafür proportional zur Kerndichte ist. Weiterhin verwendet man für die Massenverteilung des Kernes fast immer die Kernladungsverteilung, da Informationen über Neutronenverteilungen nur schwer zugänglich sind. Das optische Potential lautet dann:

$$V_{\text{opt}}(r) = - \frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \left(1 + \frac{m}{M}\right) \bar{a} \rho(r) \quad (1.13)$$

$\mu$  ist die reduzierte Masse des Systems Antiproton-Kern,  $m$  die Antiprotonenmasse und  $M$  die Nukleonenmasse. Die Kernmassenverteilung ist auf die Anzahl der Nukleonen normiert.  $\bar{a}$  ist eine komplexe Größe, die sogenannte "effektive Streulänge". Sie wird ermittelt, indem Real- und Imaginärteil an die Daten antiprotonischer Atome angepaßt werden. Mit dem umfassendsten Datensatz wurde dies von Batty [BAT81] durchgeführt. Er erhielt:

$$\bar{a} = (1.53 \pm 0.27) \text{ fm} + i(2.50 \pm 0.25) \text{ fm}.$$

Daß  $\bar{a}$  den Charakter einer effektiven Größe hat, d.h. daß sie den Einfluß aller Nukleonen auf die Absorption des Antiprotons durch den Kern beschreibt, wird deutlich, wenn man sie mit der freien Antiproton-Nukleon-Streulänge vergleicht, wie sie sich z.B. aus dem Potential von Bryan und Phillips [BRY68] ergibt:



$$a = -0.915 \text{ fm} + i0.695 \text{ fm}.$$

Die Anwesenheit des Kernmediums führt also zu einer Änderung im Vorzeichen des Realteils, d.h. die Abstoßung der freien Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung wird in eine Anziehung umgewandelt, sowie zu einem deutlich größeren Imaginärteil, d.h. zu verstärkter Annihilation.

Neben dem phänomenologischen Potential (1.13) gibt es in neuerer Zeit auch Ansätze, das Antiproton-Kern-Potential ausgehend von der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung im Rahmen mikroskopischer Modelle zu konstruieren. Prinzipiell erhält man darin das Antiproton-Kern-Potential durch eine Faltung des Zweiteilchenpotentials mit der Nukleonenverteilung des zu untersuchenden Kernes:

$$V(\vec{r}) = \int \rho_p(\vec{x}) V_{pp}(\vec{r}-\vec{x}) d^3x + \int \rho_n(\vec{x}) V_{pn}(\vec{r}-\vec{x}) d^3x \quad (1.14)$$

Das Annihilationspotential jedoch ist auch in den mikroskopischen Modellen noch rein phänomenologisch. Suzuki und Narumi [SUZ83,SUZ84] benutzen das Bryan-Phillips-Potential, Green et al. [GRE82,GRE83] sowie Dumbrajs et al. [DUM86] das Dover-Richard-Potential.

Ein weiteres Problem stellen die zu erwartenden Feinstruktur- und Hyperfeinstruktur-Effekte der starken Antiproton-Kern-Wechselwirkung dar, d.h. in Abhängigkeit des jeweiligen Feinstruktur- bzw. Hyperfeinstruktur-niveaus können Verschiebung bzw. Absorptionsbreite eines antiprotonischen Zustandes durchaus unterschiedlich sein. Für pionische und kaonische Atome existieren theoretische Modelle, welche den zusätzlichen Einfluß des Quadrupolmomentes des Kernes auf die Effekte der starken Wechselwirkung in den Hyperfeinstruktur-niveaus zu berechnen gestatten [SCH72,KOC80]. Experimentell wurde ein solcher HFS-Effekt der starken Wechselwirkung z.B. in pionischen Atomen beobachtet [EBE78].

Im Hinblick auf antiprotonische Atome finden Suzuki und Narumi [SUZ84] für  $^{16}\text{O}$  in ihren Rechnungen beträchtliche Effekte durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung. In den Rechnungen von Dumbrajs et al. [DUM86] werden die Drehimpulskopplungen exakt behandelt, sodaß Spin-Bahn- und Tensorwechselwirkung der elementaren Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Daher sind in diesem Modell FS- und HFS-Effekte der starken Wechselwirkung berechenbar. Die numerischen Resultate für einige Kerne zeigen hier ebenfalls beträchtliche Beiträge der Spin-Bahn- und Tensorterme zur Verschiebung und Absorptionsbreite der Niveaus, wobei die Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung die gleiche Größenordnung besitzen. Ein möglicher LS-Term der starken Antiproton-Kern-Wechselwirkung wurde experimentell für  $^{174}\text{Yb}$  bereits beobachtet [KRE86].

Kaufmann und Pilkuhn [KAU76,KAU77,KAU86] entwickelten ein einfaches Modell zur Beschreibung antiprotonischer Atome. Unter Verwendung der WKB-Näherung [MER70] berechnen sie in Analogie zur Theorie des  $\alpha$ -Zerfalls die Transmission des Antiprotons ins Kerninnere durch die Potentialbarriere hindurch, welche vom Coulombpotential und dem Zentrifugalpotential herrührt. Der Kern wird als völlig absorbierende

Kugel ("black sphere") behandelt, d.h. ab einem "Absorptionsradius"  $R$  wird das Antiproton absorbiert. Auf diese Weise ist es möglich, ohne genaue Kenntnis des Annihilationsmechanismus die Absorptionsbreiten antiprotonischer Niveaus zu berechnen.

### 1.3 FORMATION ANTIPROTONISCHER ATOME UND KASKADE

Durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Elektronen des Moderator- und Targetmaterials verliert das Antiproton Energie und wird schließlich auf die Geschwindigkeit der Elektronen der Atomhülle abgebremst. Der Einfang im Coulombfeld des Kernes erfolgt durch Emission eines Elektrons aus der Atomhülle. Das Antiproton geht dabei in gebundene Zustände mit großen Hauptquantenzahlen  $n$  über. Die Zeit für diesen Abbrems- und Einfangprozeß beträgt im Festkörper etwa 0.1 ns und ist in Gasen bis zu 1000 mal größer.

Über den Mechanismus des Einfangprozesses ist bis heute wenig bekannt. Man beobachtet jedoch, daß der Verlauf der Kaskade stark abhängig ist von der chemischen Verbindung, in welcher das Targetmaterial vorliegt, sowie von dessen physikalischen Zustandsgrößen. Der Einfang in Zustände mit großen Hauptquantenzahlen  $n$  erscheint daher gerechtfertigt, da nur dort die Bindungs- und Übergangsenergien die Größenordnung besitzen, welche für chemische Effekte und Festkörpereigenschaften typisch sind.

Die anschließende Abregung des antiprotonischen Atoms, d.h. der Übergang des Antiprotons in tieferliegende gebundene Zustände, erfolgt unter Emission von Röntgenstrahlung (elektrische Dipolstrahlung) sowie von Auger-Elektronen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten dieser beiden Prozesse sind gegeben durch:

$$W_x = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{(\hbar c)^2} (\Delta E)^3 |\langle \psi^f | r | \psi^i \rangle|^2 \quad (1.15)$$

$$W_A = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi^f \phi^f | \frac{1}{r_{pe}} | \psi^i \phi^i \rangle|^2 \quad (1.16)$$

Die  $\psi$  sind die Wellenfunktionen des Antiprotons, die  $\phi$  die des Elektrons. Für beide Prozesse gilt die Auswahlregel  $|\Delta l| = 1$ , Augerübergänge mit  $\Delta l = 0$  sind zwar erlaubt, haben jedoch deutlich geringere Intensität als diejenigen mit  $|\Delta l| = 1$ . Formeln zur Berechnung von Augerübergangsraten wurden von Burbidge und de Borde angegeben [BUR53, BOR54].

Über den Einfluß der Übergangsraten auf den Verlauf der Kaskade kann man folgendes sagen [EIS61]: Für Strahlungsübergänge dominiert in Gleichung (1.15) der Faktor  $(\Delta E)^3$  gegenüber dem Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes, sodaß Übergänge mit möglichst großem  $\Delta n$  bevorzugt werden. Der wichtigste Strahlungsübergang ist daher der Übergang

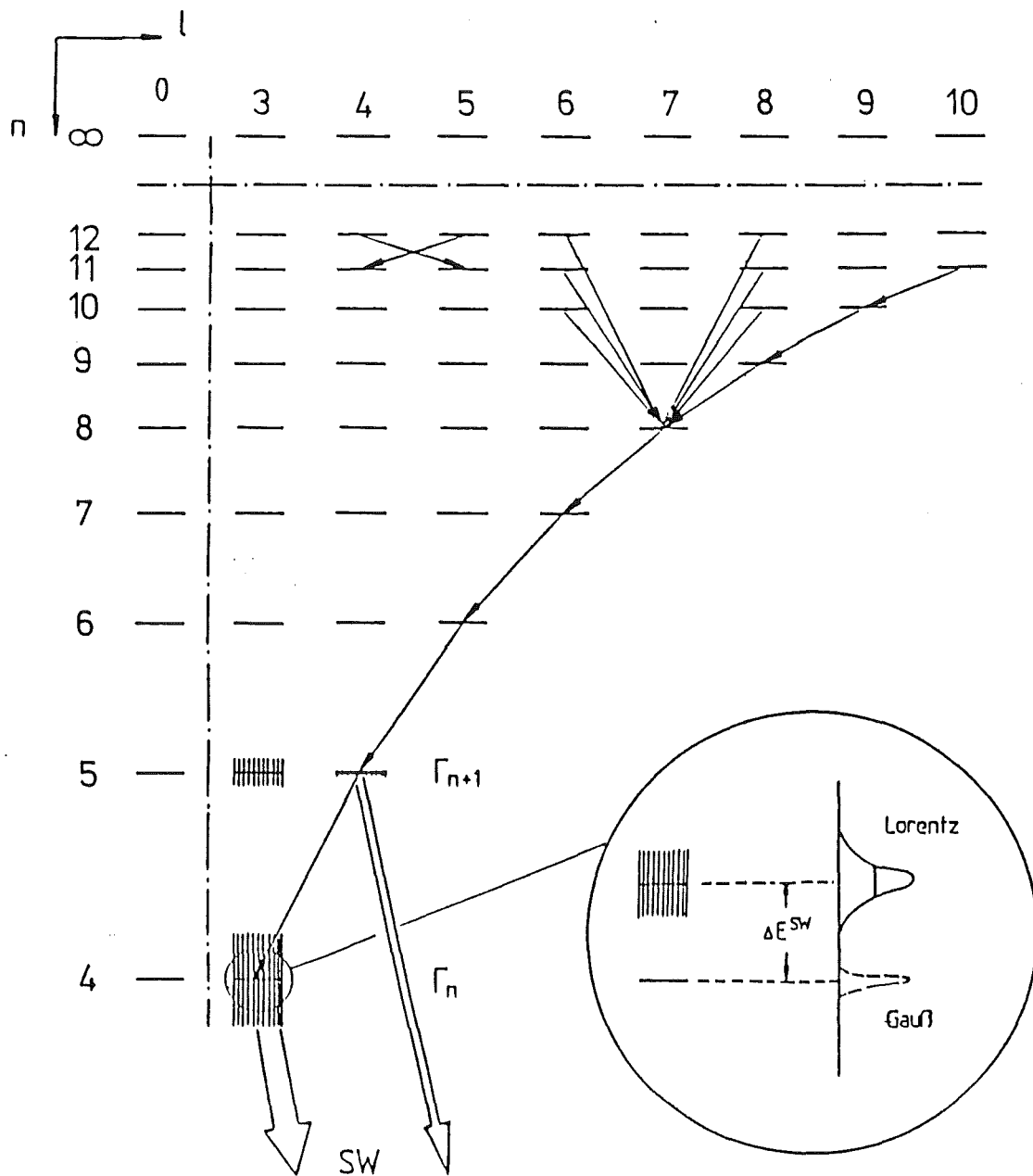


Abbildung 2. Schema der Röntgenkaskade am Beispiel von Calcium

$(n, \ell) \rightarrow (n'=\ell, \ell'=\ell-1)$ , d.h. der Übergang in ein zirkulares Niveau  $(n, \ell=n-1)$ . Augerübergänge dagegen bevorzugen möglichst kleines  $\Delta n$ , sofern die Energie zur Emission eines Elektrons zur Verfügung steht. Im oberen Teil der Kaskade ist jedoch das dafür notwendige  $\Delta n$  relativ groß, sodaß vorzugsweise Zustände mit hohem Bahndrehimpuls besetzt werden. Erst im unteren Teil der Kaskade sind wieder Übergänge mit  $\Delta n = 1$  energetisch möglich. Hier jedoch ist der Überlapp der Wellenfunktion von Antiproton und Elektron bereits sehr klein, sodaß Röntgenübergänge

dominierend werden, im Gegensatz zum oberen Teil der Kaskade, in welchem die Abregung hauptsächlich durch Augereffekt geschieht.

Sowohl Röntgen- als auch Augerübergänge zeigen eine Tendenz zu zirkularen Bahnen. Dies führt zu einer Vereinfachung der Kaskade. Im unteren Teil dominieren Übergänge zwischen zirkularen Niveaus. Parallelübergänge  $(n, \ell=n-2) \rightarrow (n'=n-1, \ell'=n-3)$  weisen weniger als 10 % der Intensität der zirkularen Übergänge auf. Bei den in dieser Arbeit zu betrachtenden Spektren leichter Isotope sind diese Parallelübergänge energetisch nicht von den Randübergängen zu trennen. Übergänge mit  $\Delta n > 1$ , welche in einem zirkularen Niveau enden, haben weniger als 25 % der Intensität des zugehörigen zirkularen Überganges.

In Abbildung 2 ist schematisch der Verlauf der Kaskade für antiprotonisches  ${}^4\text{Ca}$  dargestellt.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten  $W$  für Röntgen- und Augerübergänge liegen in der Größenordnung von  $10^{12}/\text{s}$  bis  $10^{15}/\text{s}$ . Die gesamte Kaskade durchläuft das Antiproton in einer Zeit von 1 ps bis 1 ns. Die Energieunschärfe  $\Gamma$  und die Lebensdauer  $\tau$  der atomaren Zustände sind über die Heisenberg'sche Unschärferelation miteinander verknüpft:

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar \quad \text{wobei} \quad \tau = 1/W \quad (1.17)$$

Die Breite der Energieniveaus infolge Zerfalls durch elektromagnetische Wechselwirkung liegt also im Bereich von 1 meV bis 1 eV.

Diese Breite wird vergrößert, sobald das kaskadierende Antiproton in die Reichweite der starken Wechselwirkung gelangt, da infolge der Annihilation des Antiprotons mit einem Nukleon des Kernes die Lebensdauer der Niveaus verkürzt wird. Die starke Wechselwirkung führt also dazu, daß in antiprotonischen Atomen die Kaskade bei einem bestimmten, von der Kernladungszahl  $Z$  abhängigen Wert der Hauptquantenzahl  $n$  abbricht. Das Niveau, welches noch meßbar von Röntgenübergängen populiert wird, heißt letztes beobachtbares Niveau. Es ist stets ein zirkulares Niveau  $(n, \ell=n-1)$ . Den Röntgenübergang vom nächsthöheren zirkularen Zustand  $(n+1, n)$  auf das letzte beobachtbare Niveau nennt man den letzten beobachtbaren Übergang. Die Analyse dieses Überganges erlaubt es, Aussagen über die starke Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern zu machen.

Tabelle 4 zeigt in Abhängigkeit der Kernladungszahl  $Z$  diejenigen Niveaus antiprotonischer Atome, welche noch experimentell zugänglich sind [POT85].

1	2-4	7-11	15-20	26-30	40-45	55-59	70-74	90-92
1s	2p	3d	4f	5g	6h	7i	8j	9k

Tabelle 4. Letztes beobachtbares Niveau antiprotonischer Atome  
1. Zeile: Kernladungszahl Z  
2. Zeile: letztes beobachtbares atomares Niveau

#### 1.4 OBSERVABLEN ANTIPROTONISCHER ATOME

Die intensivsten Übergänge, welche im antiprotonischen Röntgenspektrum beobachtet werden, sind die zirkularen Übergänge im unteren Teil der Kaskade. Es werden jedoch auch intensitätsschwächere Übergänge mit  $\Delta n \leq 8$  nachgewiesen. Meßgrößen einer Röntgenlinie sind deren Energie, Intensität und Linienform. Daraus lassen sich Informationen gewinnen über die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern.

Außer dem letzten beobachtbaren Übergang finden alle Röntgenübergänge zwischen Niveaus statt, in welchen das Antiproton nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegt. Aus der Energie dieser Linien läßt sich die Masse, aus ihrer Feinstrukturaufspaltung für schwere Kerne mit großem Z das magnetische Moment des Antiprotons bestimmen. Die Intensitäten können mit den Ergebnissen von Modellrechnungen verglichen werden, um so zu einem besseren Verständnis des Einfang- und Kaskadenprozesses zu gelangen. Eine Messung der Strahlungsbreite ist jedoch nicht möglich, da die Auflösung der Halbleiterdetektoren um mindestens zwei Größenordnungen die natürliche Linienbreite übertrifft. Diese Linien weisen daher im Spektrum einen gaußförmigen Verlauf auf (s. Anhang A).

Der beobachtbare Einfluß der starken Wechselwirkung beschränkt sich auf die beiden untersten Niveaus, welche im Verlauf der Kaskade bevölkert werden. Die starke Wechselwirkung verursacht eine Verschiebung ("shift") des unteren dieser beiden Niveaus sowie eine Lorentzverbreiterung, welche die Verkürzung der Lebensdauer dieses atomaren Zustandes infolge Kernabsorption widerspiegelt. Das obere Niveau wird ebenfalls in der Energie verschoben, jedoch ist dieser Effekt für gewöhnlich so klein, daß er nicht meßbar ist. Im Gegensatz dazu läßt sich die Absorptionsbreite des oberen Niveaus, welche zwei bis drei Größenordnungen kleiner ist als die des unteren Niveaus, über eine Intensitätsbilanz ermitteln.

Somit wird klar, daß sich aus der Energie und der Breite des letzten beobachtbaren Überganges die Energieverschiebung  $\epsilon(n, \ell)$  und Absorptionsbreite  $\Gamma(n, \ell)$  des unteren Niveaus bestimmen läßt. Die Energieverschiebung  $\epsilon(n, \ell)$  wird bezogen auf die unter Berücksichtigung aller Kor-

rekturen (s. Kapitel 1.1) berechnete rein elektromagnetische Bindungsenergie. Mit der gemessenen Energie  $\Delta E$  des letzten beobachtbaren Überganges und den berechneten Bindungsenergien ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \varepsilon(n, \ell) &= \Delta E^{\text{exp}}[(n+1, \ell+1) \rightarrow (n, \ell)] - (E^{\text{QED}}(n+1, \ell+1) - E^{\text{QED}}(n, \ell)) \\ &= \Delta E^{\text{exp}}[(n+1, \ell+1) \rightarrow (n, \ell)] - \Delta E^{\text{QED}}[(n+1, \ell+1) \rightarrow (n, \ell)] \end{aligned} \quad (1.18)$$

$\varepsilon(n, \ell) < 0$  bedeutet demnach einen repulsiven Effekt der starken Wechselwirkung.

Aufgrund der Absorptionsbreite  $\Gamma(n, \ell)$  des unteren Niveaus wird die Röntgenlinie so verbreitert, daß ihre natürliche Linienbreite in die Größenordnung der Auflösung der hier verwendeten Halbleiterdetektoren kommt. Der Detektor registriert daher die Faltung einer Lorentzverteilung mit der instrumentell bedingten Gaußverteilung (s. Anhang A). Entfaltung dieses sogenannten Voigtprofils liefert direkt die Breite  $\Gamma(n, \ell)$ .

Der letzte beobachtbare Übergang ist in der Intensität reduziert, da bereits merkliche Absorption aus dem Niveau  $(n+1, \ell+1)$  erfolgt. Dies kann man dazu verwenden, die Absorptionsbreite  $\Gamma(n+1, \ell+1)$  aus einer Intensitätsbilanz zu gewinnen [KOC69]. Die gesamte Breite des oberen Niveaus setzt sich zusammen aus der Strahlungsbreite (Index x), der Augerübergangsbreite (Index A) und der Absorptionsbreite (Index s):

$$\Gamma_{\text{tot}}(n+1, \ell+1) = \Gamma_x(n+1, \ell+1) + \Gamma_A(n+1, \ell+1) + \Gamma_s(n+1, \ell+1) \quad (1.19)$$

Die Population eines Niveaus ist definiert als die Summe der Intensitäten aller dieses Niveau bevölkernden Übergänge, wobei Röntgen- und Augerübergänge berücksichtigt werden müssen. Die Population P des oberen Niveaus  $(n+1, \ell+1)$  läßt sich schreiben als

$$P = \sum_{i=1}^{\infty} \{ I_{xA}[(n+1+i, \ell+2) \rightarrow (n+1, \ell+1)] + I_{xA}[(n+1+i, \ell) \rightarrow (n+1, \ell+1)] \} \quad (1.20)$$

Der Index xA bedeutet die Summe der entsprechenden Röntgen- und Augerübergänge. Die Intensität I des letzten beobachtbaren Röntgenüberganges  $(n+1, \ell+1) \rightarrow (n, \ell)$  lautet mit Gleichung (1.19) und (1.20)

$$I = I_x[(n+1, \ell+1) \rightarrow (n, \ell)] = P \frac{\Gamma_x(n+1, \ell+1)}{\Gamma_{\text{tot}}(n+1, \ell+1)} \quad (1.21)$$

Umformung liefert die Absorptionsbreite  $\Gamma(n+1, \ell+1)$ :

$$\begin{aligned}
\Gamma(n+1, \ell+1) &= \Gamma_S(n+1, \ell+1) \\
&= \left(\frac{P}{I} - 1\right) \Gamma_X(n+1, \ell+1) - \Gamma_A(n+1, \ell+1) \quad (1.22)
\end{aligned}$$

In den meisten Fällen ist die Augerbreite klein gegenüber der Strahlungsbreite und kann in (1.22) vernachlässigt werden. Anzumerken ist weiterhin, daß zur Bestimmung der oberen Breite nur Intensitätsverhältnisse und keine absoluten Intensitäten benötigt werden.

Das Experiment PS176 [ADI80] wurde am m1-Strahl des Lear am Cern in Genf durchgeführt. Während fünf Strahlzeiten von Dezember 1983 bis Mai 1985 wurden Röntgen- und Gammasppektren antiprotonischer Atome gemessen. Ein Teil der Ergebnisse ist bereits veröffentlicht [KÖH86, KRE86, ROH86]. Dieser Arbeit liegen Daten zugrunde, welche in der letzten Strahlzeit im Mai 1985 gewonnen wurden. Im folgenden sollen der Aufbau des Experimentes sowie die für die Auswertung relevanten Details beschrieben werden.

### 2.1 DER ANTIPROTONENKOMPLEX DES CERN

Der LEAR (Low Energy Antiproton Ring) ist Teil des Antiprotonen-Beschleunigerkomplexes am CERN (s. Abbildung 3). Im Protonensynchrotron PS werden Protonen auf einen Impuls von 26 GeV/c beschleunigt und anschließend auf ein Kupfertarget gelenkt. Das Produktionsmaximum der dabei entstehenden Antiprotonen liegt zwischen 3 GeV/c und 4 GeV/c. Der Strahl wird anschließend von Fremdteilchen (vor allem Mesonen) befreit. Antiprotonen mit einem Impuls von  $3.75 \text{ GeV/c} \pm 0.75 \%$  werden mit einer Rate von  $6 \cdot 10^9/\text{h}$  im Antiprotonenakkumulator AA gesammelt, wobei der Phasenraum des Strahles reduziert wird, einerseits, damit die Antiprotonen

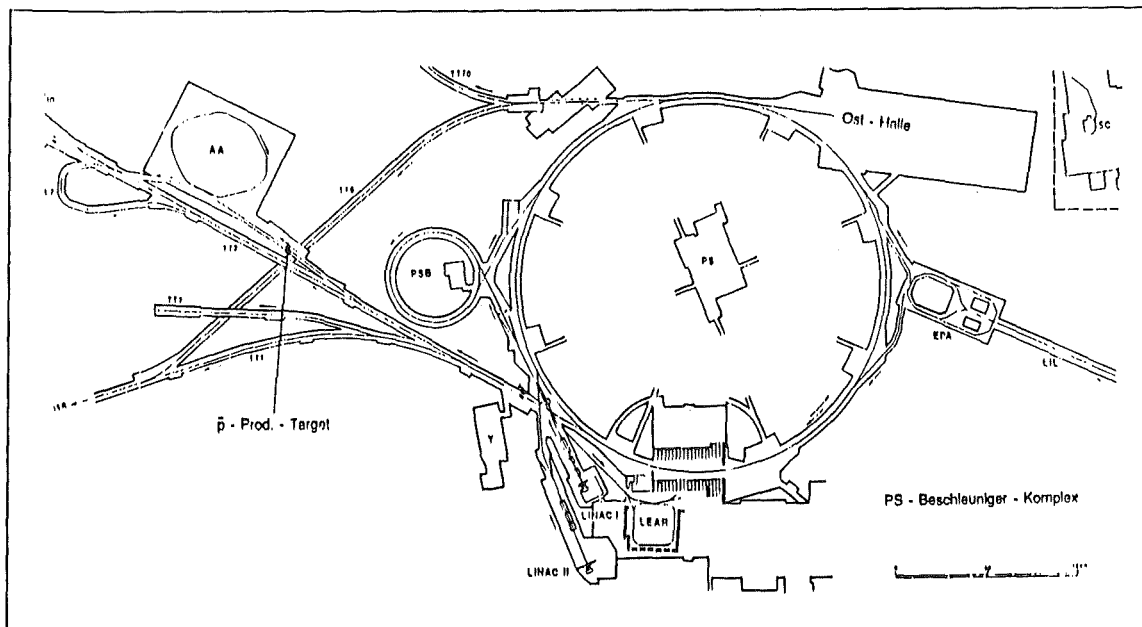


Abbildung 3. Der Antiprotonen-Beschleunigerkomplex des CERN



beim Speichern nicht verlorengehen, andererseits um so einen Strahl mit extrem kleiner Orts- und Impulsunschärfe zu erhalten. Dies geschieht mit der Methode der "stochastischen Kühlung", welche am CERN entwickelt wurde. Sie wird auch im LEAR verwendet und soll weiter unten kurz beschrieben werden.

Die Antiprotonen werden aus dem AA extrahiert und können im PS auf 26 GeV/c beschleunigt und zum Superprotonensynchrotron SPS geführt werden. Für LEAR werden die Antiprotonen im PS auf 600 MeV/c abgebremst. Zu erwähnen ist die "Spill"-Struktur des LEAR-Strahles. Der Transfer der Antiprotonen vom AA über das PS zum LEAR erfolgt alle 80 min, wobei ca.  $3 \cdot 10^9$  Antiprotonen in den LEAR injiziert werden. Im LEAR können diese bis auf 2 GeV/c beschleunigt oder bis auf 0.1 GeV/c abgebremst werden.

Auch im LEAR erfolgt eine Phasenraumkühlung des Strahles mittels stochastischer Kühlung. Unter Phasenraumkühlung versteht man die Verkleinerung der longitudinalen Impulsunschärfe und der durch Betatronoszillationen verursachten transversalen Ortsunschärfe der Antiprotonen. Die Ortsunschärfe wird korrigiert, indem eine Pick-up-Elektrode die Abweichung der mittleren Position eines Teilchenbündels vom Sollwert mißt (s. Abbildung 4). Die Kicker-Elektrode korrigiert dann nach  $n + 1/4$  Betatronsoschwingungen den Winkel der Bahn des Teilchenbündels. Die longitudinale Impulsunschärfe wird korrigiert mittels Beschleunigungskavitäten. Auf diese Weise erreicht man eine Impulsunschärfe von  $\Delta p/p = 0.1 \%$ .

Die im LEAR gespeicherten Antiprotonen werden dann mit einer Rate von etwa  $10^6/s$  extrahiert. Der Strahl wird auf drei Experimente verteilt, sodaß jedes dieser Experimente etwa eine Stunde lang mit einer Antiprotonenrate von  $3 \cdot 10^5/s$  versorgt wird. Dies entspricht einem "Spill". Danach tritt eine Pause von 20 min ein, in welcher LEAR wieder gefüllt und der Strahl optimiert wird. Anschließend steht dieser für den nächsten Spill zur Verfügung.

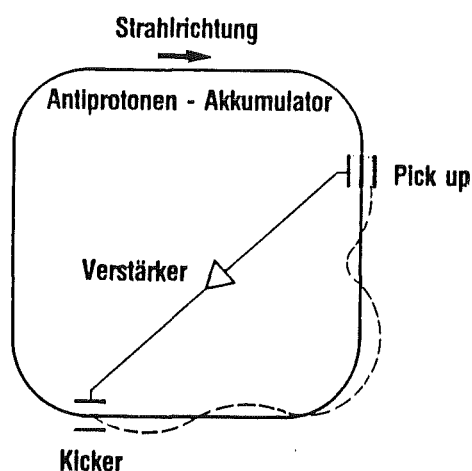


Abbildung 4. Das Prinzip der transversalen stochastischen Kühlung

Weitere Einzelheiten über die beschleunigertechnischen Aspekte von LEAR sowie über mögliche zukünftige Optionen findet man in [GAS84,GAS85].

Die Inbetriebnahme von LEAR im Jahre 1983 bedeutete eine drastische Verbesserung der Qualität von Antiprotonenstrahlen. So ist der LEAR-Strahl frei von früher üblichen Verunreinigungen durch negativ geladene Teilchen ( $\pi$ , K, usw.), da diese mit Ausnahme der Elektronen während des Speicherns im AA zerfallen. Weiterhin steht eine um Größenordnungen höhere Intensität zur Verfügung. So wurden die Spektren der beiden Lithiumisotope im Rahmen des Experimentes PS176 in 4 h aufgenommen. Der durch starke Wechselwirkung in der Intensität geschwächte 3-2 Übergang dieser Isotope wurde mit einer mehr als dreimal so großen Signifikanz nachgewiesen wie in einem früheren Experiment [GUI84], bei dem die Meßzeit für die antiprotonischen Spektren 693 h betrug!

## 2.2 DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5 dargestellt. Die aus dem Strahlrohr austretenden Antiprotonen werden in zwei Szintillationsdetektoren S1 und S2 identifiziert. Die Schwellen für deren Signale sind so hoch eingestellt, daß gegen leichtere und somit schnellere Teilchen (z.B. in der Endkappe des Strahlrohres entstehende Pionen) diskriminiert werden kann, da diese in den Zählern weniger Energie verlieren. Dieses gegenüber früheren Experimenten sehr einfache Teleskop war nur möglich infolge der schon oben erwähnten hohen Reinheit des LEAR-Strahles. Zwischen den beiden Szintillationsdetektoren befinden sich zwei variable Keilmoderatoren aus Polyäthylen, welche zur Einstellung der Reichweite der Antiprotonen dienen, sodaß diese im Target stoppen. Die Targets waren typischerweise 300 mg/cm<sup>2</sup> dick.

Um das Target sind sechs Germanium-Halbleiterdetektoren angeordnet, welche den gesamten interessierenden Energiebereich der Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung abdecken. Ein solcher Detektor besteht im Prinzip aus einer Halbleiterdiode, an welche in Sperrichtung eine Hochspannung angelegt ist. Das einlaufende Photon wechselwirkt mit den Elektronen des Halbleiters, wobei Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, welche im Feld der angelegten Spannung zu den Elektroden der Diode wandern. Die so gesammelte Ladung bzw. die Höhe des daraus resultierenden Spannungspulses ist ein Maß für die Energie des Photons (s. auch Anhang A). Eine ausführliche Beschreibung von Halbleiterdetektoren findet man bei [KNO79].

Der durch ein Ereignis im Detektor am Detektorausgang anstehende Spannungspuls wird über einen Vorverstärker geführt, welcher je einen Ausgang für den langsamen Energiezweig und den schnellen Zeitzweig der Detektorelektronik besitzt. Abbildung 6 zeigt das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik.

Der Energiezweig besteht aus einem Linearverstärker und einem Analog-Digital-Wandler (ADC). Der Zeitzweig ist nochmals aufgeteilt. Je ein

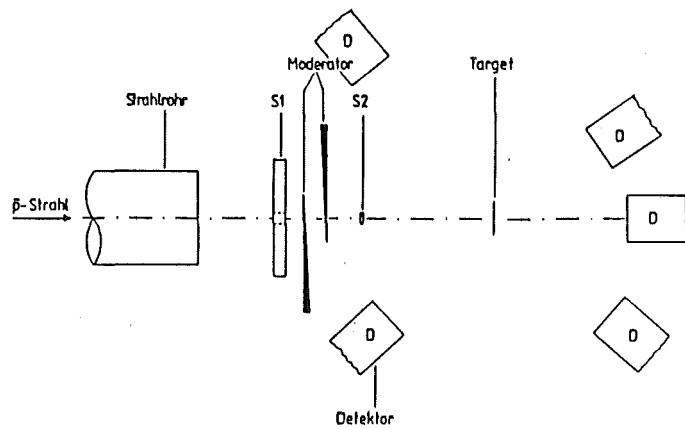
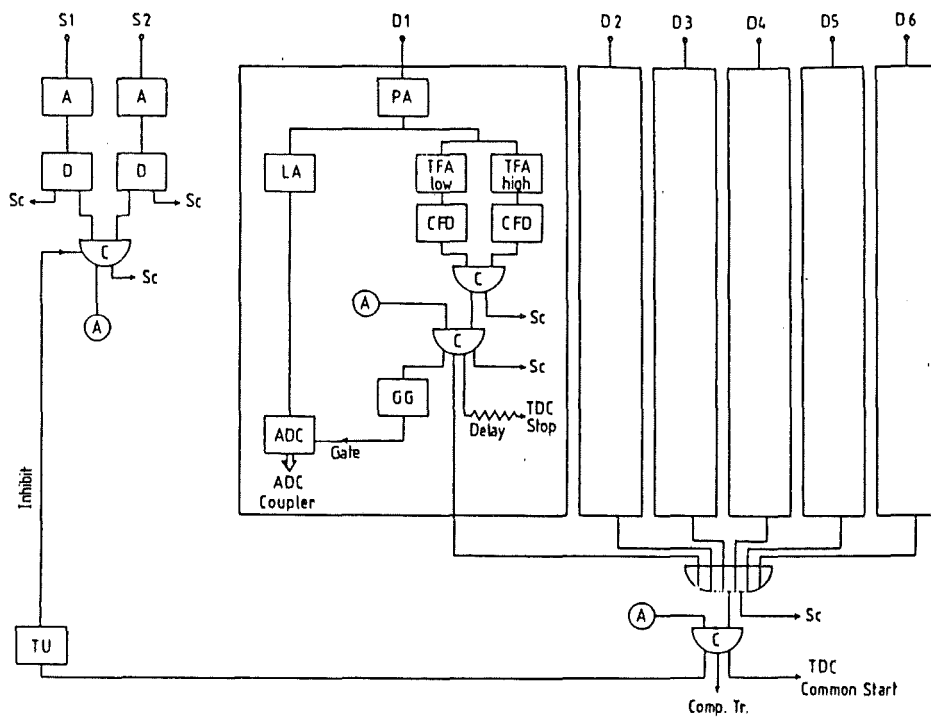


Abbildung 5. Schema der Meßapparatur



- |           |                                   |      |  |
|-----------|-----------------------------------|------|--|
| A         | • Amplifier                       | TFA  | • Timing Filter Amplifier                            |
| ADC       | • Analog - Digital - Converter    | low  | • lower energy threshold                             |
| C         | • Coincidence Unit                | high | • higher energy threshold                            |
| CFD       | • Constant Fraction Discriminator | TU   | • Timing Unit  |
| Comp. Tr. | • Computer Trigger                | S1   | } beam telescope scintillators 1 and 2, respectively |
| D         | • Discriminator                   | S2   |  |
| GG        | • Gate Generator                  | D1   | x-ray detector Nr. 1                                 |
| LA        | • Linear Amplifier                |      | (and so on)  |
| PA        | • Preamplifier                    |      |  |
| Sc        | • Scaler                          |      |  |
| TDC       | • Time - Digital - Converter      |      |  |

Abbildung 6. Blockschaltbild der Elektronik

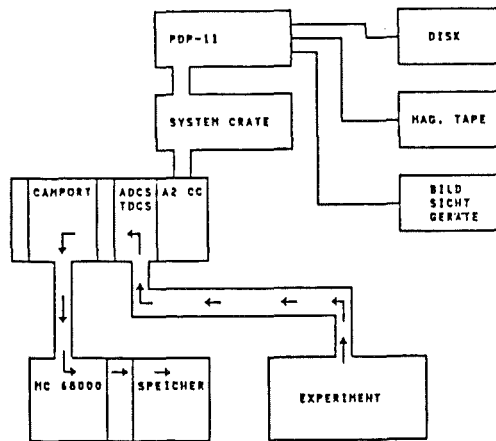
Timing-Filter-Verstärker (TFA) und je ein Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) dienen zum Setzen einer unteren und einer oberen Energieschwelle. Die untere Schwelle ist nötig, um das elektronische Rauschen zu unterdrücken, die obere Schwelle dient zum Einstellen des Energiebereiches des Detektors und zum Verwerfen hoher Pulse, welche beim Durchgang geladener Teilchen durch den Detektor entstehen. Liegt die Energie des Ereignisses innerhalb des gewählten Energiefensters, so entsteht aus dem Signal des CFD für die untere Schwelle und dem negierten Signal des CFD für die obere Schwelle das sogenannte Detektorzeitsignal. Die Koinzidenz dieses Signals mit dem verzögerten Teleskopsignal ( $S1 \cdot S2$ ), welches ein einlaufendes Antiproton definiert, zeigt ein gültiges Ereignis an, dessen Energie- und Zeitinformation ausgelesen werden soll. Dieses Koinzidenzsignal startet den ADC des Energiezweiges, welcher das vom Linearverstärker gelieferte analoge Signal in digitale Information umwandelt. Die Detektorelektronik ist sechsfach vorhanden. Die Ausgänge der sechs Zeitweige sind auf eine ODER-Schaltung geführt. Aus mindestens einem Koinzidenzsignal und dem Teleskopsignal wird nun ein Computertrigger erzeugt, welcher den Zeit-Digital-Wandler (TDC) startet und zur Vermeidung von Störungen der Elektronik durch nachfolgende Antiprotonen während des Auslesevorganges das Teleskop blockiert. Das verzögerte Detektor-Koinzidenzsignal stoppt den TDC. Nachdem ADC und TDC konvertiert haben, startet der solange verzögerte Computertrigger die Datenauslese. Nach erfolgter Auslese werden alle Einheiten zurückgesetzt und das Teleskop wieder freigegeben.

Eine sehr detaillierte Beschreibung der Elektronik, des zeitlichen Verlaufs der Signale, der verwendeten Elektronikbausteine sowie der Abstimmung der Elektronik für eine Strahlzeit findet man in der Dissertation von A.Kreissl [KRE86].

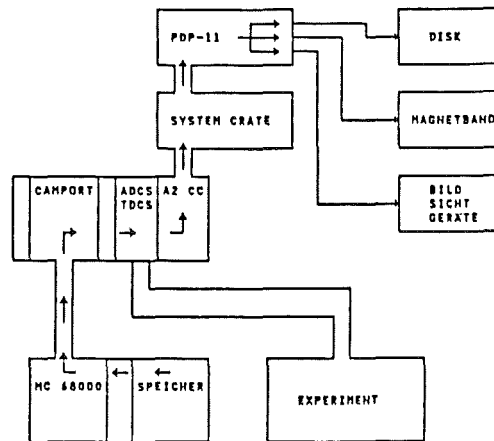
Infolge der im Vergleich zu früheren Messungen deutlich höheren Ereignisrate ( $10^4$  Ereignisse/s, [RAI84]) sowie der geforderten Qualität der Spektren von 4096 Energie- und 32 Zeitkanälen pro Detektor war es erforderlich, ein vollkommen neues Datenaufnahmesystem zu entwickeln, welches auch der Spillstruktur Rechnung trägt. Die Aufzeichnung der zweidimensionalen Spektren während des Spills wird von einem schnellen Mikroprozessor (MC68000) übernommen, welcher die Daten in einen großen Halbleiterspeicher schreibt. Während der Spillpausen werden die Spektren zu einem Minicomputer (PDP 11/34) transferiert und dort auf Magnetband bzw. -platte geschrieben. Als Interface zwischen dem Mikroprozessor und den CAMAC-Einheiten der Detektorelektronik wurde eine CAMAC-Einheit, CAMPORT genannt, entwickelt. Diese übernimmt auch die Kopplung zwischen Mikroprozessor und Minicomputer.

Abbildung 7 zeigt den Datenfluß während des Spills und während der Spillpause. Eine genaue Beschreibung des Datenerfassungssystems findet man in der Dissertation von U.Raich [RAI84].

Von der PDP werden die Daten auf die IBM des CERN übertragen. Die endgültige Auswertung erfolgt am CERN auf einem weiteren Minicomputer vom Typ LSI 11/23 und dem dortigen CDC-Großrechner. Zur IBM des Kernforschungszentrums Karlsruhe werden die Daten via EARN (European Academic



Datenfluß während des LEAR Spills



Datenfluß während des Transfers der Spektren

Abbildung 7. Der Datenfluß während und nach einem Spill

and Research Network) übertragen. Auf der IBM des KfK werden die Daten auf Magnetband geschrieben und am gruppeneigenen Minicomputer CADMUS 9200 (Firma PCS, München) wieder eingelesen. Auf diesem Rechner wird dann die Datenauswertung durchgeführt (s. Anhang A).

### 2.3 DIE STRAHLZEIT IM MAI 1985

An dieser Stelle sollen die Details der Strahlzeit im Mai 1985 aufgeführt werden, welche für die Auswertung der Daten (s. Kapitel 3) wichtig sind.

Der Impuls der Antiprotonen betrug während der Messungen im Mai 1985 300 MeV/c. Die sechs verwendeten Halbleiterdetektoren waren durchweg sogenannte HPGe-Detektoren, d.h. sie bestanden aus hochreinem, p-leitenden Germanium. HPGe-Detektoren bieten den Vorteil eines großen sensitiven Volumens. Außerdem ist die bei Halbleiterdetektoren allgemein notwendige Kühlung zur Vermeidung von Diffusionsprozessen im Kristall bei HPGe-Detektoren nur während der Messung erforderlich, wo sie zur Rauschverminderung der Diode und des Vorverstärkers dient.

In Tabelle 5 sind die Daten der verwendeten Detektoren zusammengefaßt. Spalte 3 und 4 enthalten die Fläche bzw. die Dicke des Halbleiterkristalles. Spalte 5 enthält den Energiebereich. Sind dort zwei Zahlen angegeben, so wurde die Verstärkereinstellung während der Messung geändert. Die Spektren aller sechs Detektoren haben 4096 Kanäle.

Detektor	Typ	Fläche (mm <sup>2</sup> )	Dicke (mm)	Energiebereich (keV)
D1	PGT 205	200	5	365
D2	DSG 516	500	16	620
D3	DSG 210	200	10	430
D4	DSG 513	500	13	600
D5	Ortec GEM	2172	66.6	3000 / 1290
D6	Berkeley	1134	12.5	640 / 590

Tabelle 5. Die HPGe-Detektoren

Die drei für diese Arbeit relevanten Targets lagen in metallischem Zustand vor. Alle drei hatten quadratische Form. Die Kantenlänge der Lithiumtargets betrug 5.0 cm, die des Calciumtargets 3.5 cm. Die Lithiumtargets waren 330 mg/cm<sup>2</sup> (6.18 mm) dick, das Calciumtarget 300 mg/cm<sup>2</sup> (1.94 mm). Die Targethüllen bestanden aus zwei 50 µm dicken Mylarfolien, in welche die Targets eingeschweißt waren. Als Targetträger diente ein dünner Aluminiumrahmen. Für einen Überblick über die pro Target verwendete Anzahl Spills sowie die Anzahl der gestoppten Antiprotonen siehe Tabelle 12 und Tabelle 23 .

Um eine maximale Stopprate von Antiprotonen in den Targets zu erhalten, wurden Reichweitenkurven aufgenommen. Beim Durchgang durch den Moderator und das Target verlieren die Antiprotonen durch Vielfachstreuung an den Elektronen des bremsenden Materials Energie. Da es sich dabei um statistische Prozesse handelt, verlieren nicht alle Antiprotonen gleich viel Energie, sodaß eine Stoppverteilung in Strahlrichtung resultiert. Die Dicke des Moderators muß so gewählt werden, daß das Zentrum dieser Verteilung in Targetmitte liegt. Zur Bestimmung der Reichweitenkurve wurde die Intensität einer starken antiprotonischen Röntgenlinie für mehrere Moderatorstellungen gemessen und auf die Koinzidenzrate (S1\*S2) der beiden Teleskopzähler normiert. Für die Messungen wurde die Moderatorstel-

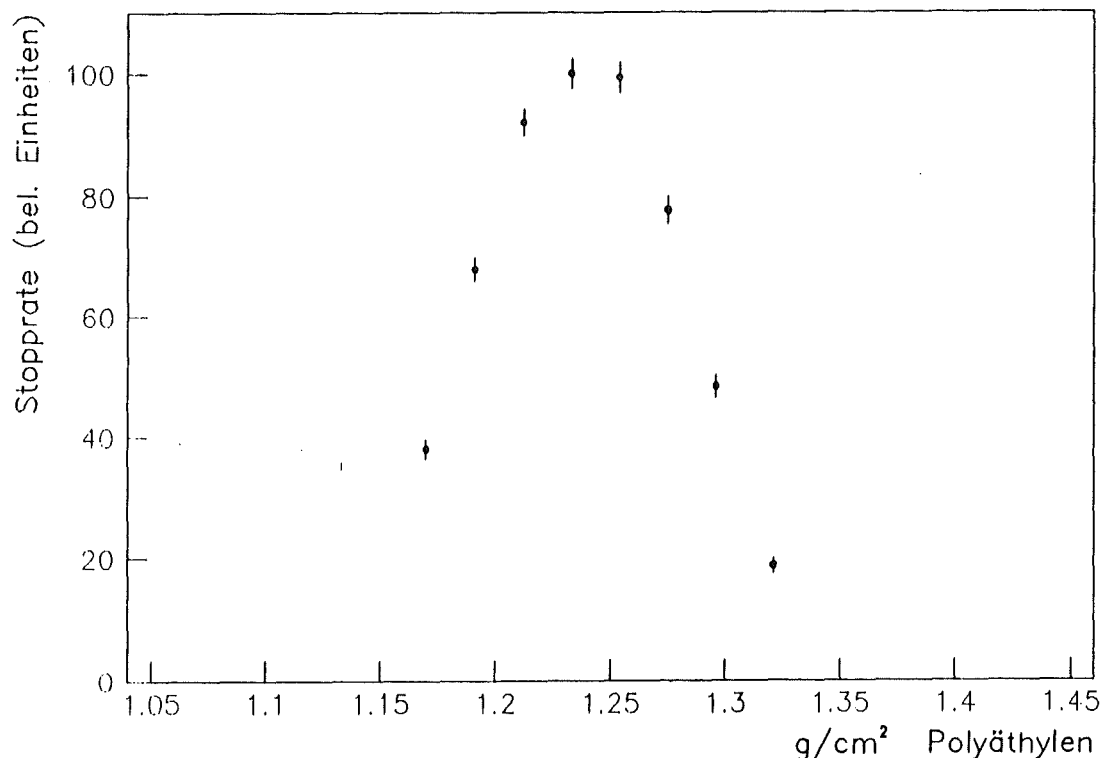


Abbildung 8. Die Reichweitenkurve für das Calciumtarget

lung gewählt, welche dem Maximum der Verteilung entsprach. In Abbildung 8 ist die Reichweitenkurve für das Calciumtarget dargestellt. Aus dieser Abbildung läßt sich die Halbwertsbreite der Stoppverteilung in Strahlrichtung ermitteln, deren Kenntnis für Targetkorrekturrechnungen (s. Kapitel 3.4.6) erforderlich ist. Sie betrug etwa  $120 \text{ mg/cm}^2$ . Dies entspricht in Lithium  $2.20 \text{ mm}$ , in Calcium  $0.76 \text{ mm}$ .

Die Vielfachstreuung an den Elektronen des Moderatormaterials führt auch zu einer Winkelverteilung der Antiprotonen, welche sich in einer Aufblähung des Strahles äußert. Die Halbwertsbreiten der daraus resultierenden Stoppverteilung senkrecht zum Strahl betragen etwa  $2 \text{ cm}$  und wurden ermittelt, indem photographische Platten am Targetort plaziert wurden.

Zur Energieeichung und zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren (s. Kapitel 3.3) wurden vor und nach der Strahlzeit bzw. in den Spillpausen radioaktive Quellen in Targetposition gebracht und Eichspektren aufgenommen. Die verwendeten Quellen waren  $^{75}\text{Se}$  [LED78],  $^{133}\text{Ba}$  [LED78],  $^{241}\text{Am}$  [GUI81] und  $^{228}\text{Th}$  [LED78]. Bei jeder Quelle ist auf die Literatur verwiesen, welcher die Energien und relativen Intensitäten der Linien entnommen werden.

Im nun folgenden Teil der Arbeit werden die einzelnen Schritte der Datenauswertung erläutert. Kapitel 3.1 bis 3.3 enthalten die Vorbereitung der Auswertung. Im darauffolgenden Kapitel wird die Analyse der Calcium-Spektren beschrieben, wobei ausführlich auf alle Details wie z.B. das Verhalten der Detektoren unter Strahlbedingungen oder die Anpassung der Röntgenkaskade an die gemessenen Linienintensitäten eingegangen wird. In Kapitel 3.5, "Analyse der Lithium-Spektren", kann dann darauf zurückgegriffen werden.

### 3.1 BERECHNUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN ENERGIEN

Zu Beginn der Auswertung wurde großer Wert auf eine möglichst genaue Kenntnis der rein elektromagnetischen Übergangsenergien für alle Isotope gelegt, deren Röntgenlinien in den Spektren zu identifizieren sind. Neben den antiprotonischen Linien der Targetisotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{Ca}$  sind dies antiprotonische Linien von  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  und  ${}^{27}\text{Al}$ , sowie pionische Linien von  ${}^{27}\text{Al}$ . Die Linien haben als Ursprung die Bildung exotischer Atome in Luft, in der Mylarfolie der Targethülle, in Oxiden bzw. Nitriden auf den Targetoberflächen sowie im Aluminiumrahmen der Targethalterung. Die pionischen Linien stammen von negativen Pionen, die bei der Annihilation des Antiprotons mit einem Nukleon entstehen, das Target verlassen und größtenteils im Targetrahmen gestoppt werden.

Die Energien antiprotonischer Übergänge werden mit dem Programm PBAR [BOR85, JÖD85] berechnet, die Energien pionischer Übergänge mit dem Programm PIATOM [PIA85]. In Tabelle 7 und Tabelle 8 sind die für die Berechnung der Energie erforderlichen Größen und die Literatur angegeben, aus welcher diese entnommen wurden.

Als Kernladungsverteilungen werden die Harmonische Oszillatorverteilung (HO) oder die zwei- bzw. dreiparametrische Fermiverteilung verwendet (2pF bzw. 3pF).

$$\text{HO : } \quad \rho(r) = \rho_0 (1 + \alpha(r/a)^2) e^{-(r/a)^2} \quad (3.1)$$

$$\text{3pF: } \quad \rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/c)^2}{1 + e^{(r-c)/z}} \quad (3.2)$$

2pF: entspricht 3pF mit  $w = 0$



Der für die Kernpolarisierbarkeit in [ERI72] angegebene semiempirische Zusammenhang lautet:

$$\alpha_N = 3.2 \cdot 10^{-3} A^{5/3} \text{ fm}^3 \quad (3.3)$$

Experimentelle Werte für die Polarisierbarkeit einiger Kerne findet man in [AHR76]. Sie wurden aus gemessenen totalen Kern-Photon-Wirkungsquerschnitten bestimmt.

Isotop	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>12</sup> C	<sup>14</sup> N	<sup>16</sup> O	<sup>27</sup> Al	<sup>40</sup> Ca
ERI72	0.063	0.082	0.201	0.260	0.325	0.778	1.497
AHR76	0.180 <sup>1</sup>	0.210 ±0.003	0.316 ±0.006	0.490 <sup>1</sup>	0.585 ±0.010	1.100 ±0.020	2.230 ±0.028

Tabelle 6. Vergleich der Kernpolarisierbarkeiten  
Werte in fm<sup>3</sup>, <sup>1</sup> interpolierte Werte

In Tabelle 6 sind die mit Gleichung (3.3) berechneten Werte für die Kernpolarisierbarkeit und die experimentellen Werte aus [AHR76] für die hier relevanten Isotope einander gegenübergestellt. Die berechneten Werte sind durchweg zu niedrig. Die nicht gemessenen Kernpolarisierbarkeiten von <sup>6</sup>Li und <sup>14</sup>N werden daher durch Interpolation der experimentellen Werte bestimmt. Diese Werte sind ebenfalls in Tabelle 6 eingetragen.

In Tabelle 7 und Tabelle 8 sind die relevanten Kernparameter, die in die Berechnung der Übergangsenergien eingehen, aufgeführt. In Tabelle 7 ist bei allen Isotopen noch der letzte im antiprotonischen Röntgenspektrum beobachtbare Übergang (l.b.Ü.) angegeben.

Kriterium für die Wahl einer bestimmten Kernladungsverteilung ist der in [JAG74] angegebene Bereich des Impulsübertrages q<sup>2</sup> des gestreuten Elektrons auf den Kern. Da das Antiproton in atomaren Niveaus nur kleine Impulse auf den Kern übertragen kann, werden die Kernladungsverteilungen bevorzugt, die aus Experimenten mit möglichst kleinen unteren Werten für q<sup>2</sup> resultieren.

Isotop	Masse (amu)	Spin	$\mu$	Q (fm <sup>2</sup> )	Kernpol. (fm <sup>3</sup> )	l.b.Ü.
<sup>6</sup> Li	6.01512	1	0.822	-0.08	0.180	3 - 2
<sup>7</sup> Li	7.01600	3/2	3.256	-4.00	0.210	3 - 2
<sup>12</sup> C	12.00000	0			0.316	4 - 3
<sup>14</sup> N	14.00307	1	0.404	1.00	0.490	4 - 3
<sup>16</sup> O	15.99491	0			0.585	4 - 3
<sup>27</sup> Al	26.98154	5/2	3.641	15.00	1.100	5 - 4
<sup>40</sup> Ca	39.96259	0			2.230	5 - 4
Referenz	WAP77	FUL76	FUL76	FUL76	AHR76	

Tabelle 7. Eingabewerte für PBAR und PIATOM  
 Spalte 4: magnetisches Moment (in Kernmagnetonen)  
 Spalte 5: elektrisches Quadrupolmoment  
 Spalte 7: letzter beobachtbarer Übergang

Isotop		c (fm)	z oder a (fm)	w oder $\alpha$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm <sup>2</sup> )	Referenz
<sup>6</sup> Li	HO		1.890	0.327	2.56	GUI81, JAG74
<sup>7</sup> Li	HO		1.770	0.327	2.39	JAG74
<sup>12</sup> C	HO		1.647	1.288	2.45	JAG74
<sup>14</sup> N	HO		1.729	1.291	2.54	JAG74
<sup>16</sup> O	HO		1.833	1.544	2.718	JAG74
<sup>27</sup> Al	2pF	2.84	0.569	0.0	3.050	JAG74
<sup>40</sup> Ca	3pF	3.766	0.586	-0.161	3.482	JAG74

Tabelle 8. Kernladungsverteilungen  
 Bedeutung der Parameter s. Gleichung (3.1) und (3.2)

### 3.2 GENAUIGKEIT DER BERECHNETEN ENERGIEN

Die Genauigkeit der mit dem Programm PBAR berechneten Übergangsenergien, d.h. die Genauigkeit, mit der alle Korrekturen wie Vakuumpolarisation, Effekt durch endliche Kernaushdehnung usw. erfaßt werden, beträgt etwa 1 eV [JÖD85a]. Im folgenden sollen diejenigen Ungenauigkeiten der Übergangsenergien diskutiert werden, die aus Unsicherheiten in den für die Energieberechnungen relevanten Größen resultieren.

#### 3.2.1 EINFLUSS VERSCHIEDENER KERNLADUNGSVERTEILUNGEN

Neben den in Tabelle 8 angegebenen Parametern für die Kernladungsverteilungen findet man in [JAG74] weitere Parametrisierungen der Kernladungsverteilungen einzelner Isotope. Mit dem Programm PBAR werden für diese Verteilungen ebenfalls die Übergangsenergien berechnet.

Isotop	$\Delta E$ (meV)	Übergang
$^{12}\text{C}$	< 5	4 - 3
$^{14}\text{N}$	< 30	4 - 3
	< 20	n - 4
$^{16}\text{O}$	< 300	4 - 3
	< 30	n - 4
$^{27}\text{Al}$	< 60	5 - 4
	< 40	n - 5
$^6\text{Li}$	< 1000	3 - 2
	< 300	n - 3
$^7\text{Li}$	< 100	3 - 2
	< 30	n - 3
$^{40}\text{Ca}$	< 2000	5 - 4
	< 1000	n - 5
	< 30	n - 6

Tabelle 9. Einfluß verschiedener Kernladungsverteilungen auf die Übergangsenergie E

In Tabelle 9 sind die einzelnen Isotope und die Abweichungen in den berechneten Übergangsenergien angegeben, bezogen auf die mit den Kernladungsverteilungen in Tabelle 8 erhaltenen. Betrachtet werden nur solche

Übergänge, die als Endzustand zirkuläre Bahnen haben, d.h. Übergänge in einen Zustand  $(n, \ell=n-1)$ , da nur diese mit ausreichender Intensität in den Spektren auftreten. Übergänge, welche nicht aufgeführt sind, weisen weniger als 5 meV Unterschied in der Energie E auf. Es zeigt sich, daß die Unsicherheiten der Übergangsenergien, verglichen mit den experimentellen Fehlern der Linienpositionen, stets vernachlässigbar sind.

### 3.2.2 EINFLUSS DER KERNPOLARISIERBARKEIT

Da die semiempirische Formel von Ericson und Hüfner die Polarisierbarkeit leichter Kerne ( $Z \leq 20$ ) nur äußerst ungenau beschreibt [JÖD85], sind die Übergangsenergien stets dann mit Unsicherheiten behaftet, wenn kein experimenteller Wert für die Kernpolarisierbarkeit vorliegt. Hier ist dies der Fall für die Isotope  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{14}\text{N}$ . Die für diese Isotope verwendeten Kernpolarisierbarkeiten werden durch Interpolation der experimentellen Werte von Ahrens et al. [AHR76] ermittelt (siehe Tabelle 6).

Isotop	$\Delta B$ (eV)	Niveau
${}^{12}\text{C}$	0.2	$n=3, \ell=2$
${}^{14}\text{N}$	0.6	$n=3, \ell=2$
${}^{16}\text{O}$	1.2 0.1	$n=3, \ell=2$ $n=4, \ell=3$
${}^{27}\text{Al}$	1.2 0.2	$n=4, \ell=3$ $n=5, \ell=4$
${}^6\text{Li}$	0.4	$n=2, \ell=1$
${}^7\text{Li}$	0.5	$n=2, \ell=1$
${}^{40}\text{Ca}$	15.0 2.0 0.4 1.3 0.1 0.3 < 0.2	$n=4, \ell=3$ $n=5, \ell=4$ $n=6, \ell=5$ $n=6, \ell=4$ $n=7, \ell=6$ $n=7, \ell=5$ $n=8, \ell \geq 4$

Tabelle 10. Beitrag der Kernpolarisierbarkeit zur Bindungsenergie B

In Tabelle 10 findet man die Beiträge zur Bindungsenergie. Betrachtet werden nur das letzte beobachtbare Niveau sowie solche Niveaus, deren Bahndrehimpuls größer als der des letzten beobachtbaren Niveaus ist. Sind solche Niveaus nicht angegeben, so ist der Beitrag der Kernpolarisierbarkeit zur Bindungsenergie kleiner als 0.05 eV.

Für alle Isotope außer  $^{40}\text{Ca}$  sind die Energiekorrekturen klein ( $\leq 1.2$  eV), für dieses Isotop selbst jedoch gut bekannt, da ein experimenteller Wert für die Kernpolarisierbarkeit vorliegt. Unsicherheiten der Übergangsenergien durch den Beitrag der Kernpolarisierbarkeit zur Bindungsenergie können daher vernachlässigt werden.

### 3.3 BESTIMMUNG DER EICHUNG UND DER EFFIZIENZ DER DETEKTOREN

Jede Messung von Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung erfordert zur Bestimmung der Energie der Strahlung die Kenntnis der Energieeichfunktion, zur Bestimmung ihrer Intensität die Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeit (Effizienz) der verwendeten Detektoren.

Bei einem idealen Halbleiterdetektor ist die Anzahl der gebildeten Elektron-Loch-Paare und damit die Höhe des Ausgangsimpulses proportional zur Energie des einlaufenden Photons (s. Gleichung (A.1)). Ein realer Detektor weicht jedoch oft geringfügig von diesem streng linearen Zusammenhang ab, z.B. infolge des Einflusses der Elektronik oder möglicher Verluste bei der Ladungssammlung. Bei der Bestimmung der Eichfunktion kann dieses Verhalten durch die Verwendung von Polynomen zweiten oder auch dritten Grades berücksichtigt werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit den Elektronen des Halbleiterkristalls ist energieabhängig, sodaß auch die Detektoreffizienz einen energieabhängigen Verlauf zeigt. Qualitativ kann man sich diesen folgendermaßen erklären. Bei kleinen Energien wechselwirkt das Photon infolge der großen Absorption sehr nahe an der Oberfläche des Kristalles, in einem Bereich geringer Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. hoher Wahrscheinlichkeit für den Verlust von Sekundärelektronen [CAM72]. Mit steigender Energie gelangt das Photon in das aktive Volumen des Halbleiterdetektors, die Ansprechwahrscheinlichkeit steigt. Nach Erreichen eines Maximalwertes nimmt die Effizienz wieder ab, da nun der Kristall infolge sinkender Wirkungsquerschnitte für das Photon immer durchsichtiger wird.

Zunächst werden mit dem in Anhang A beschriebenen Verfahren die Eichspektren aller Detektoren ausgewertet, d.h. Positionen und Intensitäten der Quellenlinien bestimmt. Bei der Auswertung werden auch nicht aufzulösende Linienkomplexe (insbesondere in den  $^{241}\text{Am}$ -Eichspektren) durch Koppeln der Linienpositionen und Intensitäten gemäß den Literaturwerten berücksichtigt.

Es erweist sich als ausreichend, die Energie-Kanal-Relation durch einen linearen Zusammenhang zu beschreiben. Dazu wird mittels der Methode der kleinsten Quadrate eine Ausgleichsgerade berechnet. Die Koeffizienten der Eichfunktionen sind in Tabelle 11 angegeben. Der Detektor 4 ist nicht aufgeführt, da er über die gesamte Meßzeit eine extrem schlechte Linienform (ausgeprägte nieder- und hochenergetische Füße) aufweist und die Spektren daher in der Auswertung nicht berücksichtigt werden. Für die Detektoren 5 und 6 sind zwei Eichungen angegeben, da während der Strahlzeit die Verstärkereinstellungen verändert wurden.

Detektor	a	b
D1	-0.2416	0.0897
D2	-0.0364	0.1498
D3	-0.2064	0.1049
D5a	0.0209	0.7588
D5b	1.6574	0.3152
D6a	11.4343	0.1561
D6b	11.5245	0.1446

Tabelle 11. Quelleneichungen  
Energie/keV = a + b • Kanal

Die Kurve für die Detektoransprechwahrscheinlichkeit wird aufgenommen mit radioaktiven Quellen, deren relative Linienintensitäten mit hoher Genauigkeit bekannt sind. In der vorliegenden Arbeit werden nur relative Ansprechwahrscheinlichkeiten benutzt. Dazu ist es nicht nötig, die Aktivität der Quellen zu kennen. Auch ein Kenntnis des Raumwinkels ist nicht erforderlich, sofern die Quellen zur Aufnahme der Eichspektren in Targetposition gebracht werden (s. auch Kapitel 2.3).

Zur Bestimmung der relativen Effizienz  $\eta$  der Detektoren werden die aus der Anpassung erhaltenen Intensitäten (Fläche unter der Kurve) der Eichlinien bezüglich ihrer relativen Intensität korrigiert.

$$\eta \propto I_{\text{exp}}/I_{\text{rel}} \quad (3.4)$$

Die Verwendung von zwei (oder mehr) radioaktiven Quellen erlaubt es, den gesamten Energiebereich der Detektoren zu erfassen. Die so erhaltenen Werte geben, normiert auf den Maximalwert, die relative Detektoransprechwahrscheinlichkeit  $\eta$  für diskrete Energien wieder. Den Fehler dieser Werte erhält man aus den Fehlern der experimentellen Linienintensitäten und den Fehlern der relativen Intensitäten.

Eine semiempirische Formel zur Beschreibung der relativen Detektoreffizienz  $\eta$  findet man in [HAJ74]. Die Autoren berücksichtigen darin die Energieabhängigkeit der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse wie Photo-

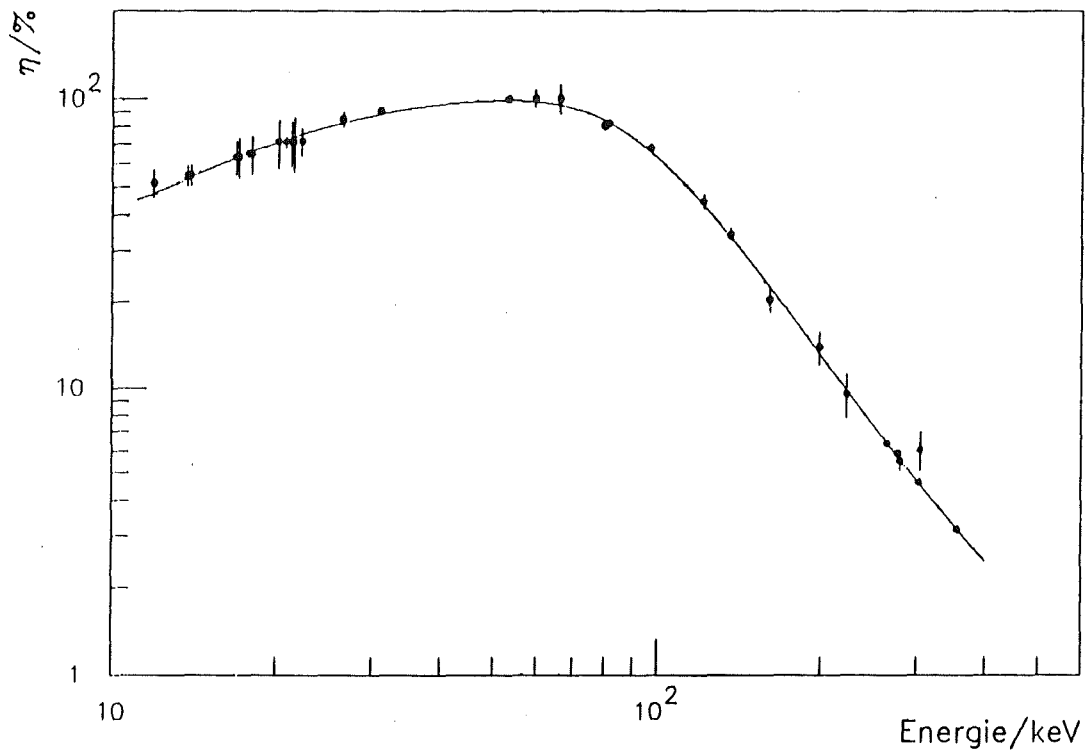


Abbildung 9. Relative Effizienz Detektor 1

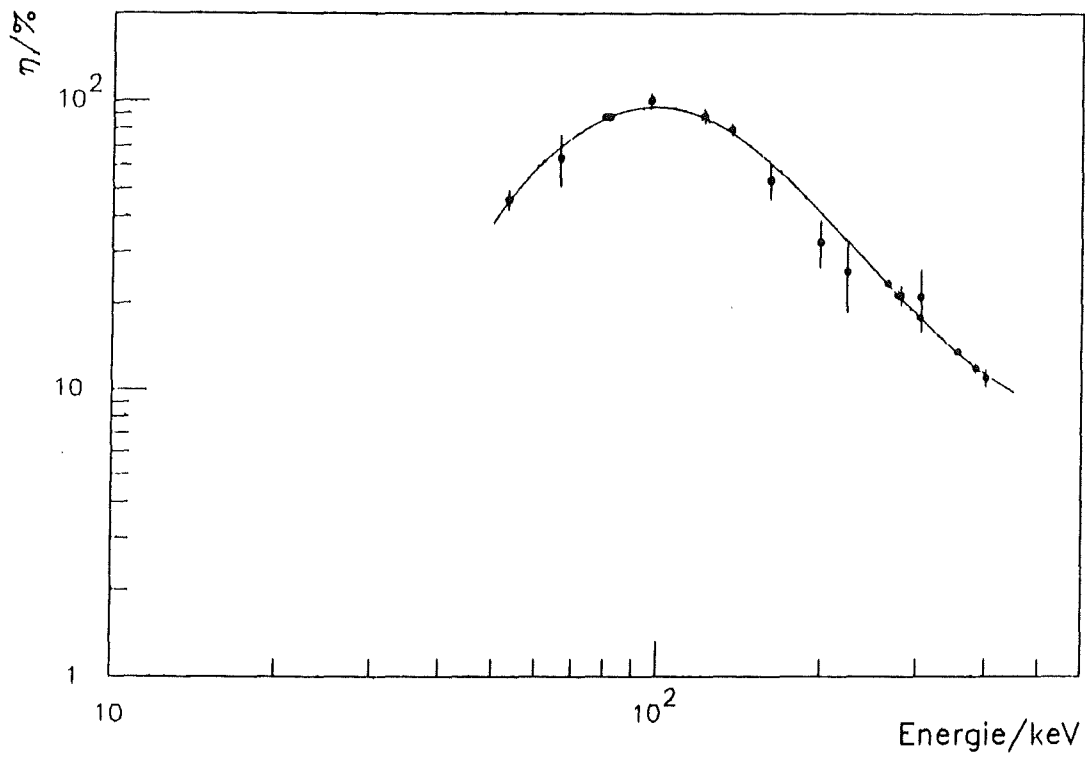


Abbildung 10. Relative Effizienz Detektor 2

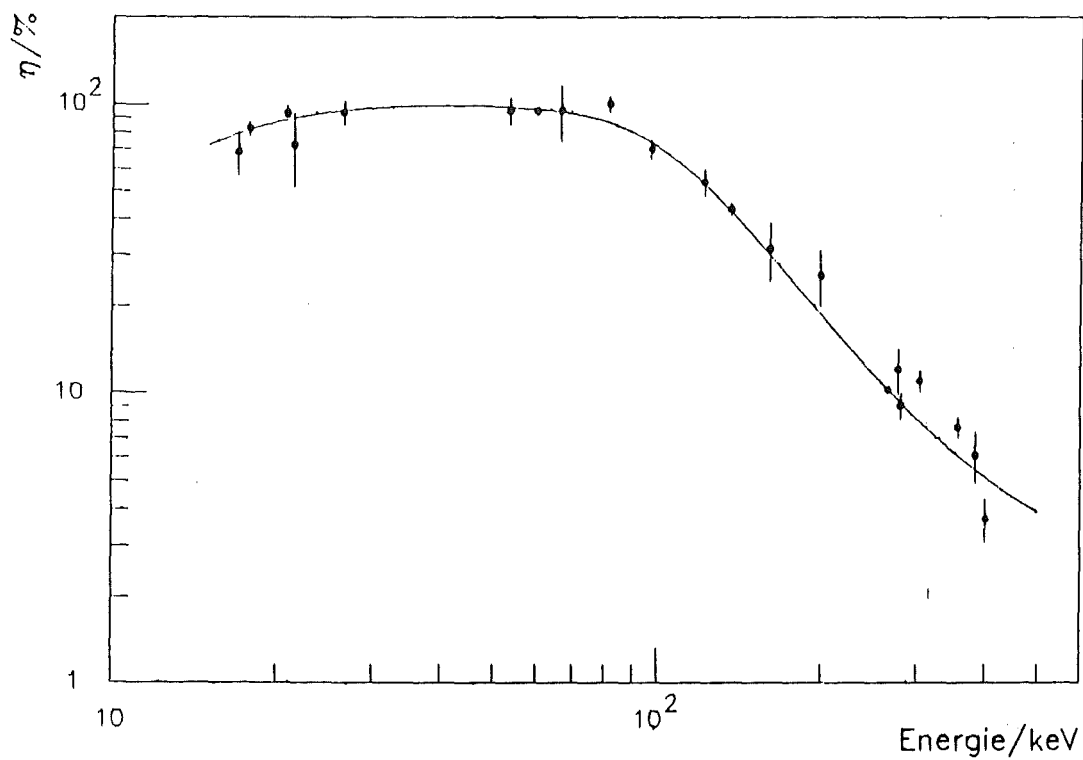


Abbildung 11. Relative Effizienz Detektor 3

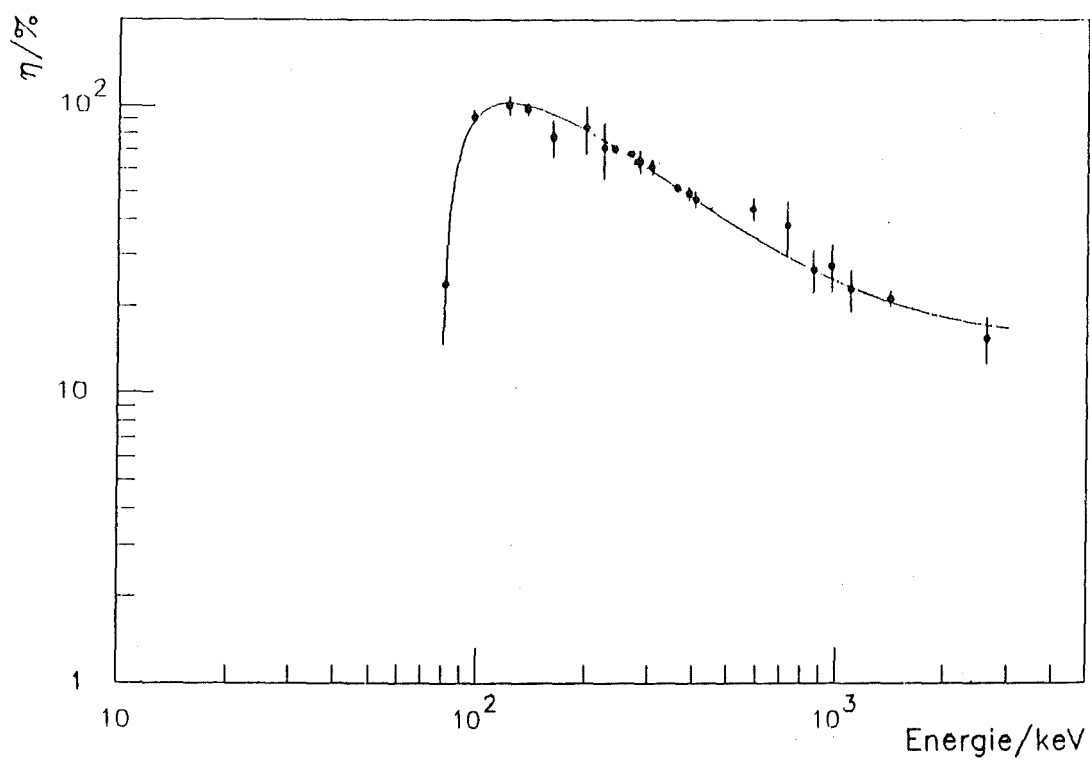


Abbildung 12. Relative Effizienz Detektor 5



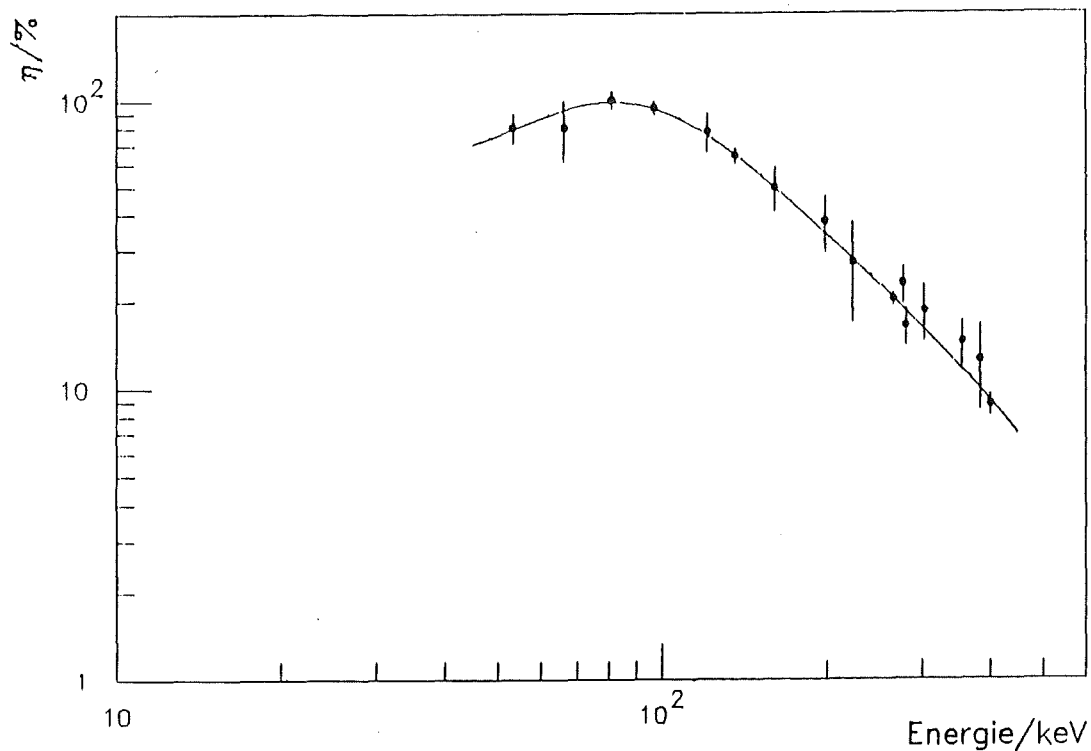


Abbildung 13. Relative Effizienz Detektor 6

effekt, einfache und doppelte Comptonstreuung und Paarbildung. Unbekannte Kenngrößen des Detektors, wie z.B. die effektive Dicke des Halbleiterkristalls, werden als Parameter betrachtet, welche durch Anpassung an die experimentell bestimmten diskreten Werte von  $\eta$  ermittelt werden. Die so erhaltene Kurve beschreibt den Verlauf der relativen Effizienz  $\eta$  über den Energiebereich des Detektors. In Abbildung 9 bis Abbildung 13 sind diese Kurven für die einzelnen Detektoren dargestellt.

### 3.4 ANALYSE DER CALCIUM-SPEKTREN

#### 3.4.1 VERHALTEN DER DETEKTOREN UNTER STRAHLBELASTUNG

Wie eine erste Inspektion der Daten zeigt, weicht das Verhalten der Detektoren bei Aufnahme der Röntgenspektren, d.h. unter Strahlbelastung, von demjenigen bei der Aufnahme der Eichspektren ab. Die Abweichung äußert sich in einer Veränderung der Linienform und in einer Änderung der Energieeichung. Dies gilt für alle Detektoren.

Bei Aufnahme der Röntgenspektren sind die Detektoren einem Fluß von Teilchen ausgesetzt. Es sind dies Pionen, welche bei der Annihilation der Antiprotonen mit einem Nukleon des Targetkernes entstehen, sowie

Nukleonen, welche von den dabei verbleibenden, hoch angeregten Restkernen emittiert werden können (s. Kapitel 3.4.4).

Die geladenen Teilchen erzeugen beim Durchgang durch den Detektor einen hohen Puls mit langer Abklingzeit. Gegen diese hohen Pulse wird zwar durch Setzen eines Energiefensters diskriminiert (s. Kapitel 2.2), es ist jedoch möglich, daß ein Röntgenquant noch während des Abklingens dieses Pulses im Detektor nachgewiesen wird. Das resultierende Signal ist dann die Summe des abklingenden und des Signales des Röntgenquantens. Diesen Effekt bezeichnet man mit "Pile-up". Ein Pile-up kann auch hervorgerufen werden durch Untergrundstrahlung oder  $\gamma$ -Strahlung der Restkerne (s. Kapitel 3.4.4).

Die Belastung der Detektoren durch geladene Teilchen ist abhängig von der Intensität des Antiprotonenstrahls, welche im zeitlichen Verlauf eines Spills Schwankungen unterworfen ist. Dies bedeutet, daß auch der Spektrumsnullpunkt und somit die Linienpositionen zeitlich schwanken, was zu einer Verschmierung der Linien und damit zu einer Verschlechterung der Linienform gegenüber der Linienform der Eichspektren führt. Die Linien der Röntgenspektren müssen daher im allgemeinen beschrieben werden durch Gaußfunktionen, welche exponentielle Füße auf der nieder- bzw. hochenergetischen Seite besitzen (s. Anhang A). In Bezug auf die Eichung äußert sich die Strahlbelastung darin, daß sich die Eichfunktionen aller Spektren im Achsenabschnitt unterscheiden, da die Spillstruktur von Spill zu Spill völlig unterschiedlich sein kann.

### 3.4.2 AUSWAHL UND ADDITION DER SPEKTREN

Infolge der geringen Statistik des 5-4 Überganges in den Einzelspektren erweist sich nur die Auswertung der Summenspektren als sinnvoll. Bei der Erzeugung dieser Summenspektren genügt es jedoch nicht, die Einzelspektren kanalweise aufzuaddieren. Vielmehr stellt sich heraus, daß die Linienpositionen infolge unterschiedlicher Spillstruktur von Einzelspektrum zu Einzelspektrum schwanken (s. Kapitel 3.4.1). Es ist daher notwendig, bei der Addition der Einzelspektren eine Korrektur bezüglich dieser Shift der Linienpositionen vorzunehmen. Man wählt im unteren und oberen Teil eines Spektrums eine Röntgenlinie mit guter Statistik, sodaß sich deren Position mit kleinem statistischen Fehler bestimmen läßt. Die Linien werden als Feinstruktur-Triplett angepaßt, wobei die Positionen der Komponenten gemäß den mit dem Programm PBAR berechneten Übergangsenergien gekoppelt und gemeinsam variiert werden. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten wird gemäß Gleichung (1.6) im Fit festgehalten. Für jeden Detektor wird die Linienform optimiert, d.h. die Parameter, welche nieder- und hochenergetische Füße beschreiben, so bestimmt, daß sich die beste Anpassung der Linien ergibt (siehe Anhang A). Die so erhaltenen Parameter werden für jeden Detektor und über den gesamten Energiebereich festgehalten. Die aus der Anpassung erhaltenen Positionen der '+'-Komponenten werden gegen die Run-Nummer aufgetragen. In Abbildung 14 ist dies für den Detektor 3 dargestellt.

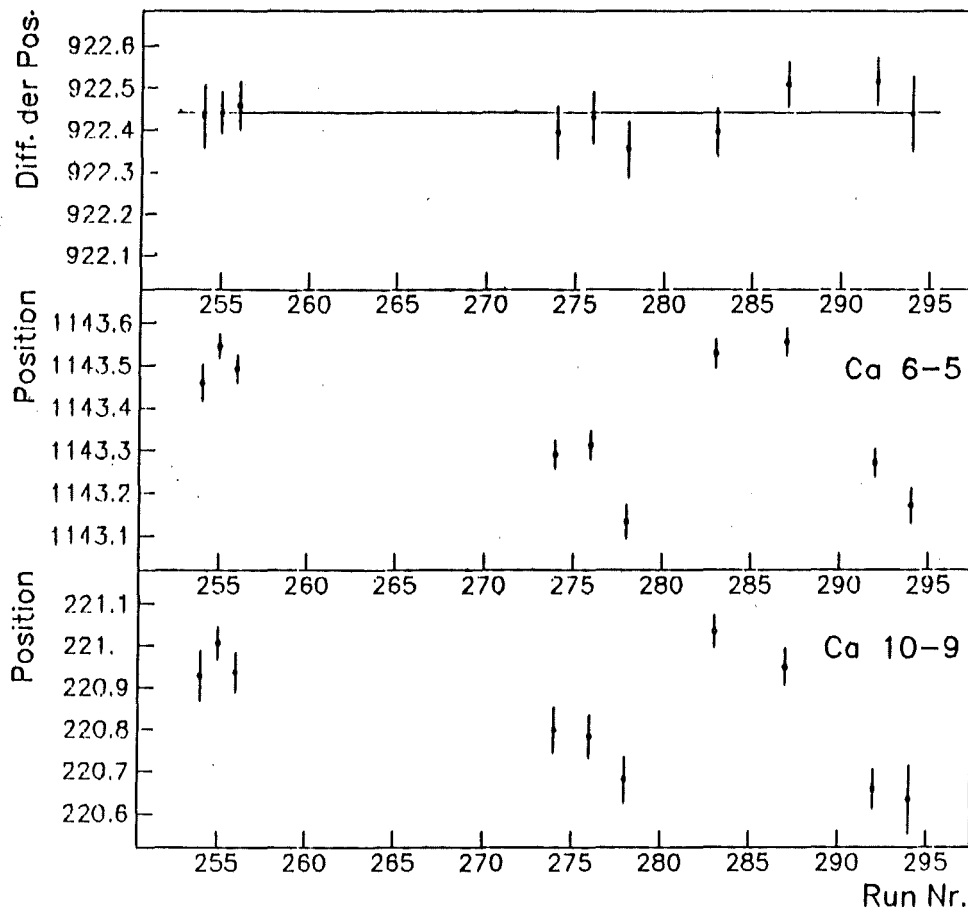


Abbildung 14. Shift der Linienpositionen im Detektor 3: Die Linienpositionen sind in Kanälen angegeben.

Die Belastung der Detektoren mit geladenen Teilchen unter Strahlbedingungen äußert sich in einer über das ganze Spektrum konstanten Verschiebung der Linienpositionen, was aus der in Abbildung 14 dargestellten Differenz der Linienpositionen ersichtlich ist. Die Größe der Verschiebung ist von der Spillstruktur abhängig. Diese Beobachtungen rechtfertigen das im folgenden beschriebene Verfahren.

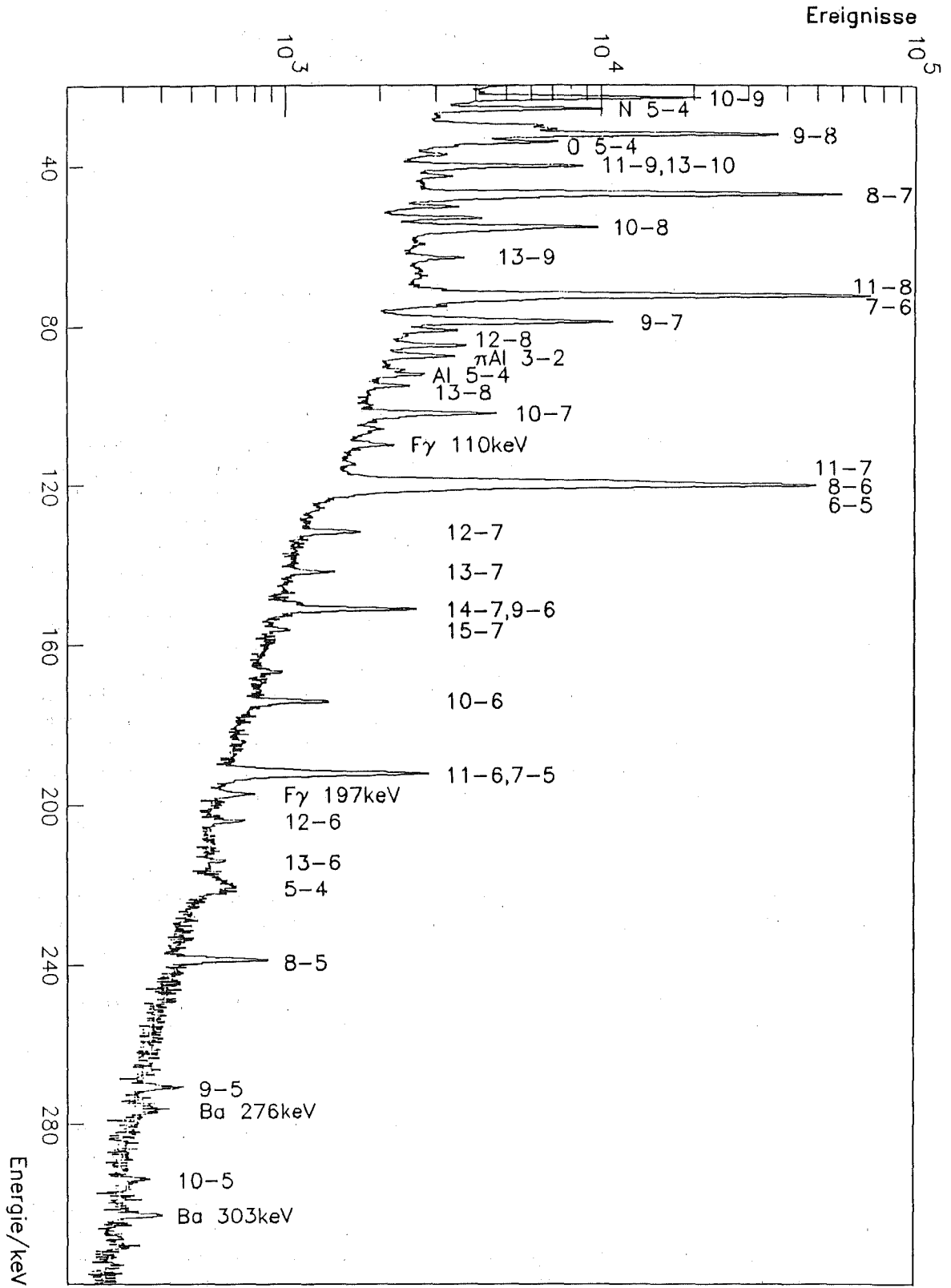
Man wählt ein Spektrum, bei dem die einzelnen Linienpositionen etwa in der Mitte der Verteilungen liegen, als Referenzspektrum. Im Falle des Detektors 3 ist dies der Run 276. Hinsichtlich dieser Positionen werden die zu addierenden Spektren korrigiert, indem sie auf das Referenzspektrum abgebildet, d.h. durch neues Zusammenfassen der Kanalinhalte so verschoben werden, daß die Linienpositionen auf diejenigen des Referenzspektrums zu liegen kommen.

Im folgenden wird für jeden Detektor die Auswahl der Spektren erläutert.

Detektor 1 :

Es werden alle verfügbaren Spektren addiert. Infolge der kleinen absoluten Effizienz dieses Detektors weist das Summenspektrum insbesondere

Abbildung 15.  $^{40}\text{Ca}$ -Summenspektrum (Detektor 6)



bei den für die Anpassung der Kaskade besonders wichtigen höherenergetischen Linien des  $^{40}\text{Ca}$  (O-Serie) eine deutlich schlechtere Statistik auf als die anderen Detektoren. Auf eine Auswertung des Detektors 1 wird daher verzichtet.

Detektor 2 :

Es werden alle verfügbaren Spektren addiert und das Summenspektrum ausgewertet.

Detektor 3 :

Der Detektor 3 war während der Runs 171 bis 174 defekt. Ab Run 254 werden alle Spektren addiert und das Summenspektrum ausgewertet.

Detektor 4 :

Dieser Detektor wird in der Auswertung nicht berücksichtigt, da alle Spektren eine extrem schlechte Linienform aufweisen (ausgesprochen stark ausgeprägte nieder- und hochenergetische Füße).

Detektor 5 :

Die Verstärkereinstellung dieses Detektors wurde während der Meßzeit verändert. Bis einschließlich Run 256 erstreckt sich der Energiebereich bis 3 MeV, d.h. ein Kanal entspricht etwa 760 eV. Die daraus resultierende schlechte Auflösung sowie das zu beobachtende starke Schwanken der Linienpositionen von Spill zu Spill führen dazu, daß diese Spektren verworfen werden. Ab Run 274 erstreckt sich der Energiebereich nur noch bis 1.3 MeV, d.h. ein Kanal entspricht 310 eV. Diese Spektren werden addiert und das Summenspektrum ausgewertet.

Detektor 6 :

Die Verstärkereinstellung dieses Detektors wurde während der Meßzeit ebenfalls verändert. Die Spektren der Runs 171 bis 174 (Eichung D6a) werden verworfen, da eine Verringerung des Abstandes Detektor-Target eine deutliche Verbesserung der Statistik der Spektren ab Run 254 (Eichung D6b, s. Tabelle 11) bewirkte. Diese Spektren werden addiert und das Summenspektrum ausgewertet.

Detektor	Anzahl Spills	Anzahl Antiprotonen ( $10^6$ )	Ereignisse in Ca 6-5	Ereignisse in Ca 5-4
D2	14 <sup>1</sup>	2687 <sup>1</sup>	99789 ± 399	1374 ± 414
D3	10	1566	79957 ± 210	1073 ± 343
D5	7	1132	50926 ± 333	7242 ± 711
D6	9	1375	323164 ± 694	6656 ± 464

Tabelle 12. Überblick über die Calcium-Summenspektren

<sup>1</sup> Gesamtanzahl der Spills und Gesamtanzahl der in  $^{40}\text{Ca}$  gestoppten Antiprotonen

In Tabelle 12 sind für die Summenspektren die Anzahl addierter Spills und gestoppter Antiprotonen und zum Vergleich der Statistik dieser Spektren die Ereignisse in der 6-5 und 5-4 Linie des  ${}^4\text{Ca}$  angegeben. In Abbildung 15 ist das Summenspektrum des Detektors 6 dargestellt.

### 3.4.3 BESTIMMUNG DER EICHUNG UND EFFIZIENZ UNTER STRAHLBELASTUNG

Wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben, ändert sich das Verhalten der Detektoren unter Strahlbelastung, sodaß die Eichfunktionen neu bestimmt werden müssen. Auch eine Kontrolle der Detektoreffizienz ist notwendig, da sich der Pile-up der Detektorpulse in einem ständigen Schwanken der Nulllinie der Detektorsignale gegenüber der unteren Energieschwelle äußert. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren im niederenergetischen Teil des Spektrums von dieser Schwelle beeinflußt wird, ist vor allem im unteren Bereich des Energiefensters eine Änderung der Detektoreffizienz zu erwarten.

Die Summenspektren werden mit dem im Anhang A dargestellten Verfahren ausgewertet. Die Spektren werden in Intervalle eingeteilt, innerhalb derer der Untergrund als Polynom beschrieben werden kann, wozu stets ein Polynom ersten, zweiten oder maximal dritten Grades ausreicht. Die antiprotonischen Röntgenlinien werden wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben als Feinstruktur-Tripletts angepaßt, wobei für die zum Koppeln der Linienpositionen notwendige Eichbeziehung die Quelleneichung zugrunde gelegt wird (s. Tabelle 11). Benachbarte, teilweise überlappende Linien wie z.B. die 11-7, 8-6 und 6-5 Linien des  ${}^4\text{Ca}$  werden gefittet, indem die Linienpositionen gemäß den mit PBAR berechneten Übergangsenergien gemeinsam variiert werden. Die bei der Addition der Spektren bestimmte Linienform, d.h. die Parameter für nieder- und hochenergetische Füße, werden überprüft und gegebenenfalls korrigiert.

Die Gaußbreite der Linien in eV, aufgetragen gegen die Energie der Linien, ergibt die sogenannte Auflösungskurve. In Abbildung 16 ist der Verlauf der Energieauflösung des Detektors 6 dargestellt.

Die Gaußbreiten überlappender Linien werden gemeinsam angepaßt, die Gaußbreiten schwacher Linien durch lineare Interpolation der Auflösungskurve ermittelt. Die interpolierten Werte werden dann im Fit festgehalten oder nochmals zusammen mit den Breiten der intensiven Nachbarlinien angepaßt.

Zur Energieeichung der Detektoren werden die antiprotonischen Übergänge benutzt, die noch nicht von der starken Wechselwirkung beeinflußt und die mit guter Statistik gemessen und nicht von anderen Linien gestört sind. Die Energie-Kanal-Relation wird wieder als Polynom in der Kanalzahl parametrisiert. Mit Ausnahme des Detektors 6, für den eine quadratische Eichbeziehung eine Verbesserung bewirkt, reicht in allen Fällen eine lineare Eichbeziehung aus. Die Koeffizienten der Eichfunktionen sind in Tabelle 13 aufgeführt. Die Strahlbelastung der

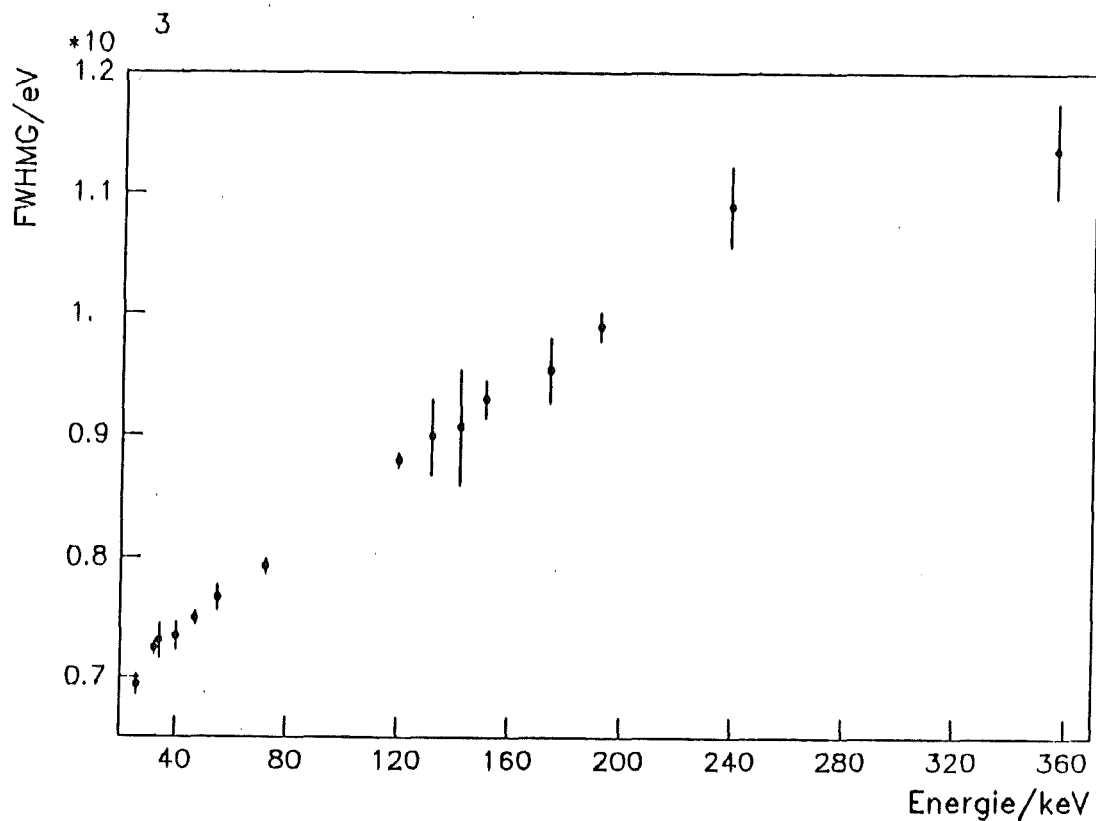


Abbildung 16. Verlauf der Auflösung des Detektors 6

Detektoren hat zur Folge, daß sich der Achsenabschnitt verändert, während die Steigung nahezu konstant bleibt (s. Tabelle 11).

In Tabelle 14 sind in Spalte 2 die theoretischen und in den Spalten 3 bis 6 die experimentell bestimmten Energien der antiprotonischen Röntgenlinien des  $^{40}\text{Ca}$  gegenübergestellt. Die Genauigkeit der theoretischen Berechnungen beträgt etwa 1 eV. Die gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Werten zeigt die Konsistenz der Eichbeziehungen.

Detektor	a	b	c
D1 <sup>1</sup>			
D2	-0.195985	0.149988	0.0
D3	-0.252668	0.104994	0.0
D5	1.430462	0.315364	0.0
D6	11.447101	0.144431	0.147478e-06

Tabelle 13. Eichung der Detektoren unter Strahlbelastung

<sup>1</sup> Detektor nicht ausgewertet

$$\text{Energie/keV} = a + b \cdot \text{Kanal} + c \cdot (\text{Kanal})^2$$

Zur Kontrolle der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren unter Strahlbedingungen wurde während des Runs 256 für 40 s eine  $^{75}\text{Se}/^{133}\text{Ba}$ -Quelle, montiert auf eine Aluminiumplatte, in Targetposition gebracht, sodaß in den Summenspektren auch Linien dieser Quellen auftreten. Da sie nur infolge zufälliger Koinzidenzen durchfüttern, sind nur die intensivsten zu identifizieren. Obwohl das Spektrum des Runs 256 nicht zum Summenspektrum des Detektors 5 addiert wird, sind in diesem ebenfalls die 80.999 keV Linie und die Linien ab 275 keV der  $^{133}\text{Ba}$ -Quelle zu identifizieren. Sie stammen von einer im Areal vorhandenen Quelle. Diese Quellenlinien können in hervorragender Weise dazu verwendet werden, die Effizienz-Eichung der Detektoren unter Strahlbelastung zu überprüfen.

Während infolge der besseren Auflösung im Summenspektrum des Detektors 3 die Intensität der 53.156 keV Linie der  $^{133}\text{Ba}$ -Quelle bestimmt werden kann, ist diese Linie in den Detektoren 2 und 6 vom 12-9 Übergang des  $^{40}\text{Ca}$  maskiert, sodaß für diese Detektoren die Effizienz erst ab 80 keV kontrolliert werden kann. Für den Detektor 5 gilt die Aussage, daß die Linien ab 275 keV den Verlauf der relativen Effizienz  $\eta$  gut reproduzieren, bei der 80.999 keV Linie dagegen deutliche Abweichungen ( $\approx 20\%$ ) unter Strahlbelastung auftreten. Dies wird auch beim Vergleich der Intensitäten der antiprotonischen Linien des  $^{40}\text{Ca}$  in Kapitel 3.4.6 deutlich (s. Tabelle 20).

Die relative Effizienz  $\eta$  ändert sich unter Strahlbelastung in den folgenden Energiebereichen nicht :

- o Detektor 2 :  $E \geq 80 \text{ keV}$
- o Detektor 3 :  $E \geq 50 \text{ keV}$
- o Detektor 5 :  $E \geq 270 \text{ keV}$
- o Detektor 6 :  $E \geq 80 \text{ keV}$

Diese Feststellung ist von Wichtigkeit für die Bestimmung der relativen Intensitäten der Linien von  $^{40}\text{Ca}$  (s. Kapitel 3.4.6).



Über- gang	Energie (keV)	Detektor 2	Detektor 3	Detektor 6	Detektor 5
11-10	16.951		16.971±.005		
10- 9 <sup>1</sup>	22.922		22.928±.002		
12-10	29.829	29.831±.005	29.830±.003		
14-11	30.853		30.853±.003		
9- 8	32.064	32.068±.005	32.065±.001		
11- 9 <sup>2</sup>	39.862	39.844±.015	39.873±.003		
8- 7	46.800	46.801±.002	46.801±.001	46.801±.001	
12- 9	52.742	52.720±.008	52.750±.003	52.718±.017	
10- 8	54.971	54.951±.008	54.981±.003	54.974±.004	
13- 9	62.764	62.793±.039	62.791±.019	62.751±.014	
14- 9	70.714	70.712±.002	70.756±.029	70.690±.021	
11- 8	71.914	71.913±.002	71.914±.001	71.899±.005	
7- 6	72.165	72.165±.002	72.165±.001	72.151±.001	
15- 9	77.125		77.125±.003	77.116±.004	
9- 7	78.843	78.850±.007	78.844±.003	78.836±.004	
12- 8	84.797	84.809±.016	84.790±.008	84.786±.010	
13- 8	94.821	94.863±.045	94.879±.034	94.875±.030	
10- 7	101.755	101.801±.012	101.789±.006	101.772±.005	101.813±.049
14- 8	102.772	102.819±.012	102.806±.006	102.788±.005	102.830±.049
11- 7	118.702	118.697±.002	118.699±.002	118.697±.001	118.633±.075
8- 6	118.933	118.928±.002	118.930±.002	118.927±.001	118.864±.075
6- 5	119.791	119.787±.002	119.788±.002	119.784±.001	119.723±.018
12- 7	131.588	131.718±.036	131.702±.018	131.624±.015	131.414±.088
13- 7	141.713	141.690±.063	141.690±.035	141.716±.023	141.449±.127
14- 7	149.565	149.596±.073	149.595±.055	149.598±.034	149.570±.033
9- 6	150.994	151.016±.015	151.014±.010	151.018±.007	150.990±.033
15- 7	155.979			156.127±.055	
10- 6	173.902	173.947±.035	173.930±.024	173.957±.014	173.932±.046
11- 6	190.853	190.877±.083	190.856±.011	190.877±.046	190.764±.013
7- 5	191.905	191.937±.016	191.907±.011	191.931±.008	191.916±.013
12- 6	203.742	203.834±.135	203.777±.046	203.764±.038	203.743±.146
13- 6	213.770			213.794±.038	213.775±.146
5- 4	220.717			219.637±.117	219.687±.155
14- 6	221.723			221.752±.038	221.733±.146
8- 5	238.688	238.682±.038	238.631±.039	238.683±.017	238.622±.032
9- 5	270.749	271.079±.106		270.745±.047	270.963±.063
10- 5	293.674			293.779±.086	293.684±.128
11- 5	310.629			310.762±.086	310.494±.149

Tabelle 14. Berechnete und gemessene Energien  
 Angegeben ist die Energie der '++'-Komponente; der  
 Fehler ist der rein statistische.

<sup>1</sup> : zusammen mit 13-11, <sup>2</sup> : zusammen mit 13-10

#### 3.4.4 IDENTIFIKATION DER STÖRLINIEN

Unter "Störlinie" wird im folgenden jede Linie im Spektrum verstanden, die nicht antiprotonische Röntgenlinie des Targetisotopes  $^{40}\text{Ca}$  ist.

**RÖNTGENLINIEN:** Anhand ihrer Energie können eindeutig antiprotonische Linien von  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{27}\text{Al}$  sowie pionische Linien von  $^{27}\text{Al}$  identifiziert werden. Als Ursprungsort dieser Fremdelemente im Strahlbereich kommen die Luft, die Mylarfolie der Targethülle, Oxide auf den Targetoberflächen sowie die Targethalterung in Betracht. Die pionischen Linien rühren her von bei der Annihilation des Antiprotons im Kern entstehenden negativen Pionen, welche größtenteils im Targetrahmen gestoppt werden.

In Tabelle 15 sind in den Spalten 3 bis 6 die gemessenen Übergangsenergien der in den einzelnen Spektren identifizierten Linien aufgeführt. Spalte 2 enthält zum Vergleich die berechneten bzw. die den angegebenen Referenzen entnommenen Energien dieser Übergänge. Die für die Anpassung des letzten beobachtbaren Überganges der Störelemente notwendigen Absorptionsbreiten werden ebenfalls diesen Referenzen entnommen.

Weiterhin sind in den Spektren elektronische K-Übergänge des  $^{208}\text{Pb}$  zu sehen. Sie stammen von Fluoreszenz der im Areal vorhandenen Bleiverunreinigungen. Diese Linien werden zusammen mit den Positionen benachbarter Röntgenlinien angepaßt, wobei die Intensitätsverhältnisse und Energien der Bleilinen [LED78] entnommen werden.

Die 511 keV Linie der Elektron-Positron-Annihilation tritt ebenfalls in allen Spektren auf.

**KERN-GAMMA-LINIEN:** Die Röntgenkaskade des Antiprotons wird dadurch beendet, daß dieses mit einem Nukleon an der Oberfläche des Kernes annihilirt. Bei dieser Reaktion wird im Kern eine Energie von nahezu 2 GeV frei, welche sich auf im Mittel 5.0 Pionen verteilt [CL082]. Diese wiederum können mit den Nukleonen des Kernes wechselwirken. Theoretische Berechnungen für  $^{40}\text{Ca}$ , welchen das "Intranuclear Cascade Model (INC)" zugrunde liegt [CAH82, CAH83], sagen voraus, daß im Mittel etwa 550 MeV auf die Nukleonen übertragen werden und 4.7 Pionen den Kern verlassen, welcher die aufgenommene Energie durch Emission schneller Teilchen (p, n, d, t,  $\alpha$ ) wieder abgibt. Dabei verliert er im Mittel etwa ein Fünftel der Nukleonen. Die Abregung des Restkernes erfolgt durch Verdampfungsprozesse, wobei langsame Nukleonen emittiert werden, sowie durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung, anhand welcher der Restkern identifiziert werden kann. Die in Tabelle 16 angegebenen Linien werden solcher  $\gamma$ -Strahlung von Restkernen des  $^{40}\text{Ca}$  zugeordnet, jedoch soll die Identifikation nicht als endgültig verstanden werden. Im folgenden wird auch auf Restkerne nach Antiproton-Annihilation nicht weiter eingegangen (siehe dazu [KAN86] sowie die darin angegebenen Referenzen).

Übergang	Energie (keV)	Detektor 2	Detektor 3	Detektor 6
C 6 - 4 5 - 4 5 - 3 4 - 3	28.889		28.889±0.078	28.959±0.058
	18.730		18.712±0.016	
	59.262 <sup>1</sup>	59.270±0.103	59.449±0.123	59.365±0.093
	40.539 <sup>1</sup>	40.522±0.029	40.607±0.042	40.569±0.055
N 5 - 4 4 - 3	25.791		25.778±0.006	25.884±0.012
	55.763 <sup>2</sup>	55.717±0.063	55.781±0.026	55.832±0.122
O 6 - 5 5 - 4 4 - 3	18.439		18.420±0.016	
	33.983	33.861±0.056	33.969±0.028	34.031±0.046
	73.413 <sup>3</sup>	73.458±0.089	73.458±0.060	73.437±0.043
Al 8 - 7 7 - 6 6 - 5 5 - 4	19.519		19.502±0.016	
	30.097		30.102±0.059	30.164±0.039
	49.962	49.911±0.053	49.958±0.017	49.956±0.023
	92.078 <sup>1</sup>	92.181±0.087	92.118±0.057	92.089±0.036
πAl 4 - 3 3 - 2	30.447		30.446±0.009	30.513±0.039
	87.479 <sup>1</sup>	87.494±0.033	87.474±0.015	87.423±0.024

Tabelle 15. Röntgenlinien der Fremdelemente  
<sup>1</sup>[POT79], <sup>2</sup>[ROH86a], <sup>3</sup>[KÖH86]

Energie (keV)	mögliche Zuordnung	
	Energie (keV)	Restkern
67.35 ± 0.05	67	<sup>32</sup> Cl
78.01 ± 0.02	78.1	<sup>32</sup> P
105.74 ± 0.04	105.6	<sup>28</sup> P
152.77 ± 0.14		?
328.68 ± 0.03	328.5	<sup>38</sup> K

Tabelle 16. Restkerne nach Antiproton-Annihilation am Calcium  
 Spalte 1: gemessene Energie  
 Spalte 2: mögliche Identifikation nach [LED78]

Die nach der Annihilation emittierten Nukleonen verursachen Kernreaktionen in den in der Umgebung vorhandenen Materialien, wobei ebenfalls  $\gamma$ -Strahlung emittiert werden kann (s. z.B. [BUN74]). In Tabelle 17 sind solche Linien und deren möglicher Ursprung aufgeführt. Im Gegensatz zu

den in Tabelle 16 angegebenen Linien treten sie in allen bzw. fast allen im Experiment PS176 aufgenommenen Spektren auf.

Energie (keV)	mögliche Zuordnung	
	Energie (keV)	Ursprung
90.90 ± 0.04	91.0	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ (Al-Rahmen)
109.79 ± 0.03	109.89	$^{19}\text{F}(n,n')$ (Teflon)
166.60 ± 0.05	166.9	$^{20}\text{F}$ (Al-Rahmen)
184.14 ± 0.12	184.6	$^{77}\text{Zn}$
	185.9	$^{66}\text{Cu}$
197.18 ± 0.04	197.15	$^{19}\text{F}(n,n')$ (Teflon)
350.28 ± 0.03	350.5	$^{21}\text{Ne}$ (Al-Rahmen)
390.24 ± 0.11	389.9	$^{71}\text{Ga}$
419.04 ± 0.05	416.9	$^{26}\text{Al}$ (Al-Rahmen)
443.56 ± 0.05	439.9	$^{23}\text{Na}$ (Al-Rahmen)

Tabelle 17. Kernreaktionen mit Materialien aus der Umgebung  
 Spalte 1: gemessene Energie  
 Spalte 2: mögliche Identifikation nach [BUN74]  
 und [LED78]

### 3.4.5 ANALYSE DES 5G-4F ÜBERGANGES

Wegen ihres kleineren Volumens haben die Detektoren 2 und 3 eine kleinere absolute Effizienz im Vergleich zu den Detektoren 5 und 6. Deutlich zu identifizieren ist der 5g-4f Übergang daher nur in den Summenspektren dieser Detektoren, sodaß zur Bestimmung der Verschiebung und Breite des 4f-Niveaus nur die Summenspektren der Detektoren 5 und 6 herangezogen werden können. Eine versuchsweise Anpassung des Bereiches der 5g-4f Linie in den Summenspektren der Detektoren 2 und 3 liefert Ergebnisse für die Verschiebung und Breite, welche infolge ihrer sehr großen statistischen Fehler (etwa 300 eV für die Verschiebung bzw. etwa 1.2 keV für die Breite) sehr gut mit den Resultaten aus den anderen beiden Detektoren verträglich sind.

Die 5g-4f Linie wird als Feinstruktur-Triplett angepaßt, die Energieaufspaltung entspricht der rein elektromagnetischen. Als Linienform wird für jede der drei Komponenten eine Lorentzkurve, gefaltet mit einer Gaußkurve (Voigtprofil, s. Anhang A), zugrunde gelegt. Die Breiten der Lorentzkurven werden als gleich angenommen und im Fit gekoppelt. Die Intensitätsverhältnisse der drei Komponenten werden gemäß Gleichung (1.6) festgehalten.

Die Annahme, daß die Energieaufspaltung der 5g-4f Linie rein elektromagnetischer Natur ist sowie die Annahme, daß die Breiten der drei Komponenten gleich sind, entspricht einem Vernachlässigen eines möglichen Spin-Bahn-Termes der starken Wechselwirkung, wie er von Theoretikern vorhergesagt (s. Kapitel 1.2) und bereits im Rahmen des Experimentes PS176 für das Isotop  $^{174}\text{Yb}$  nachgewiesen wurde [KRE86]. Wie man an den  $\chi^2$ -Werten in Tabelle 18 sieht, sind bereits die Anpassungen ohne Berücksichtigung eines solchen LS-Effektes hervorragend. Es wird daher auf eine diesbezügliche Untersuchung der 5g-4f Linie verzichtet. Um einen möglichen LS-Term der starken Wechselwirkung im  $^{40}\text{Ca}$  nachzuweisen, sind Messungen mit noch besserer Statistik und noch besserer Auflösung erforderlich.

Die Detektorauflösung wird durch Interpolation der Auflösungskurve ermittelt, welche man bei der Anpassung der nicht verbreiterten Röntgenlinien erhält (s. Abbildung 16). Im folgenden wird für beide Summenspektren die Anpassungsprozedur und die Abschätzung der systematischen Fehler beschrieben.

SUMMENSPEKTRUM DETEKTOR 6 (s. Abbildung 17): Als Linienform der Gaußlinien wird die bei der Anpassung des restlichen Spektrums (s. Kapitel 3.4.3) ermittelte Linienform verwendet. Die Positionen der der 5-4 Linie direkt benachbarten Übergänge 12-6, 13-6 und 14-6 werden gemäß der Eichbeziehung im Fit gemeinsam variiert. Die einzelnen Linien werden als Feinstruktur-Tripletts angepaßt. Der Untergrund ist im Bereich der Anpassung linear, eine versuchsweise Berücksichtigung eines quadratischen Termes erweist sich als unberechtigt, da dann der Untergrund in die 5-4 Linie "hineingezogen" wird.

Der aus der Eichung resultierende Fehler der Energie des 5g-4f Überganges wird aus dem Fehler der Positionen der direkt benachbarten intensiven Linien 7-5 und 8-5 und deren Abweichung von den berechneten Übergangsenergien ermittelt. Er trägt zum systematischen Fehler der Linienposition bei.

Zusätzlich zu den rein statistischen Fehlern der Linienposition und -breite müssen noch deren systematische berücksichtigt werden. Sie werden ermittelt durch Erweiterung des Fitintervalls nach oben und unten sowie durch Variation der Detektorauflösung um  $\pm 10\%$  im Bereich der Anpassung. Der Einfluß der 12-6, 13-6 und 14-6 Linien auf die Ergebnisse der Anpassung wird abgeschätzt, indem die Positionen dieser Linien innerhalb ihres doppelten statistischen Fehlers variiert werden. Die Parameter der 5g-4f Linie erweisen sich als relativ unempfindlich gegenüber all diesen Anpassungsvarianten, sodaß die systematischen Fehler etwa halb so groß wie die statistischen sind.

In Tabelle 18 sind die Bestwerte der Anpassung, die statistischen und systematischen Fehler angegeben, wobei sich diese aus allen oben erwähnten Beiträgen zusammensetzen. Zusätzlich ist der  $\chi^2$ -Wert der besten Anpassung und die Signifikanz der Linie angegeben, d.h. das Verhältnis von Intensität der Linie zur Fluktuation des Untergrundes, definiert durch die Wurzel aus der Zahl der Untergrundereignisse im Bereich der

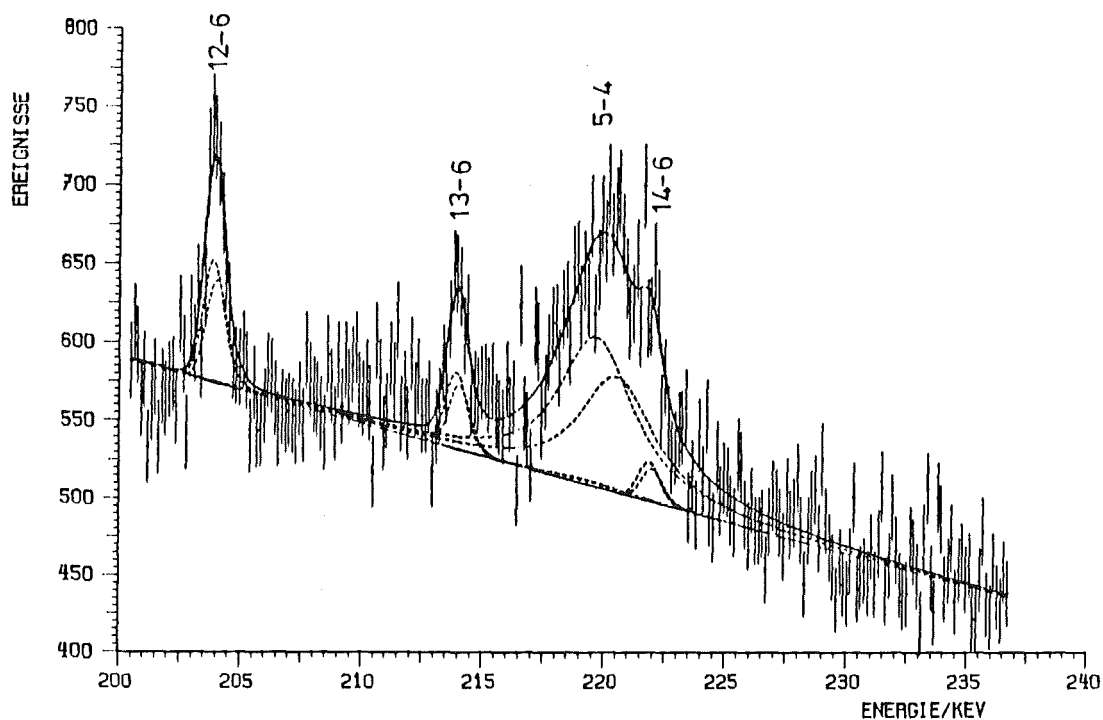


Abbildung 17. Anpassung des 5g-4f Übergangs (Detektor 6)

Anpassung. In Abbildung 17 ist das Ergebnis der Anpassung graphisch dargestellt. Die gestrichelten Kurven entsprechen den Feinstrukturkomponenten der einzelnen Linien.

SUMMENSPEKTRUM DETEKTOR 5 (s. Abbildung 20): Die Anpassung dieses Spektrums im Bereich des 5-4 Überganges wird gegenüber der oben beschriebenen Anpassung durch folgendes erschwert:

- o Der Untergrund ist erheblich höher und seine Form muß durch ein Polynom dritten Grades beschrieben werden (s. Abbildung 20). Er wird ermittelt unter Ausklammerung der 5-4 Linie und Ausdehnung des Fitbereiches über die 7-5 und 8-5 Linien hinaus. Bei der Anpassung des 5g-4f Überganges wird der Untergrund festgehalten.
- o Auf der niederenergetischen Seite der 5-4 Linie ist eindeutig eine Linie zu sehen, welche im Summenspektrum des Detektors 6 nicht auftritt.

Der Ursprung dieser Linie konnte nicht vollständig geklärt werden, jedoch erscheint wegen der großen Breite folgende qualitative Erklärung einleuchtend (s. [KNO79], Kapitel 10):

Der Detektor 5 ist eine Diode mit großem Volumen und großer Oberfläche. Zusätzlich zu der auf der Frontseite der Diode eintretenden Strahlung werden aus dem Detektorgehäuse durch Comptoneffekt Quanten zurückgestreut, die durch die Mantelfläche in den Detektor gelangen (s. Abbildung 18). Der Verlauf der Energie des zurückgestreuten  $\gamma$ -Quantes ist in

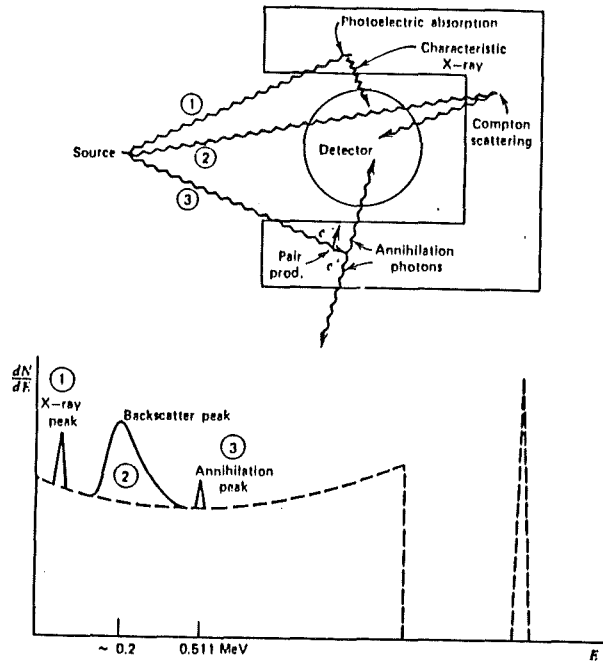


Abbildung 18. Einfluß des Detektorgehäuses auf das Spektrum : Zusätzlich zum Compton-Kontinuum und Photopeak (gestrichelte Kurven) treten infolge der angegebenen Prozesse weitere Linien im Spektrum auf.

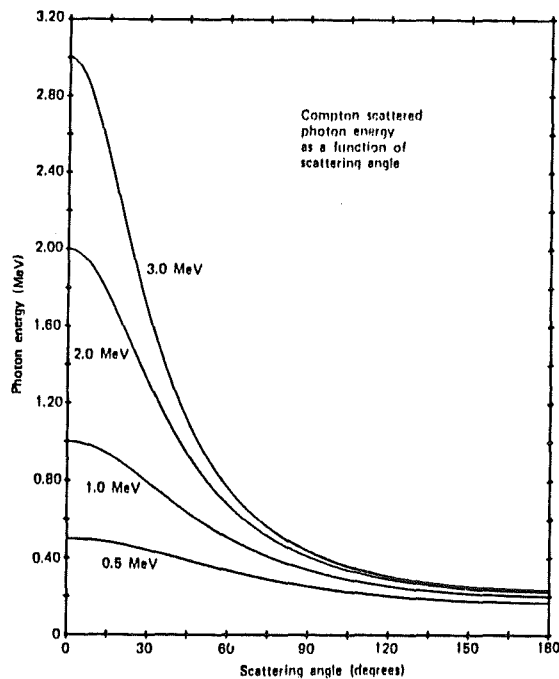


Abbildung 19. Abhängigkeit der Energie des gestreuten Photons vom Streuwinkel bei der Comptonstreuung

Abbildung 19 als Funktion des Streuwinkels aufgetragen. Nahezu unabhängig von der Energie des einlaufenden beträgt die Energie des gestreuten Photons für Streuwinkel  $\geq 130^\circ$  etwa 200 keV. Die im Spektrum auftretende Linie liegt etwa bei 210 keV und ist daher mit dieser Überlegung verträglich. Die um den Faktor 7.5 größere Mantelfläche und das um den Faktor 10.2 größere Volumen des Detektors 5 könnten eine Erklärung dafür sein, daß die Rückstreulinie im Detektor 6 nicht auftritt.

Die Rückstreulinie wird als Gaußlinie angepaßt, jedoch mit einer wesentlich größeren Breite als die der Detektorauflösung. Die Anpassung des 5g-4f Überganges ist analog zu der oben beschriebenen. Zusätzlich werden für die Intensitätsverhältnisse der 12-6, 13-6 und 14-6 Linien die bei der Auswertung des Spektrums des Detektors 6 erhaltenen Werte verwendet, da die Unsicherheit in den Parametern der Rückstreulinie vor allem die Intensität des 13-6 Überganges beeinflusst.

Die systematischen Fehler werden in der beschriebenen Weise ermittelt. Zusätzlich wird die Gaußbreite der Störlinie variiert. Die Parameter, insbesondere die Lorentzbreite der 5-4 Linie, erweisen sich als äußerst empfindlich auf die Variationen in der Anpassung, sodaß die systematischen Fehler den statistischen vergleichbar werden. Den Hauptbeitrag zu den systematischen Fehlern liefert die unbekannt Form der Rückstreulinie. Die Bestwerte der Anpassung und die Fehler sind in Tabelle 18 angegeben. In Abbildung 20 ist das Ergebnis der Anpassung graphisch dargestellt.

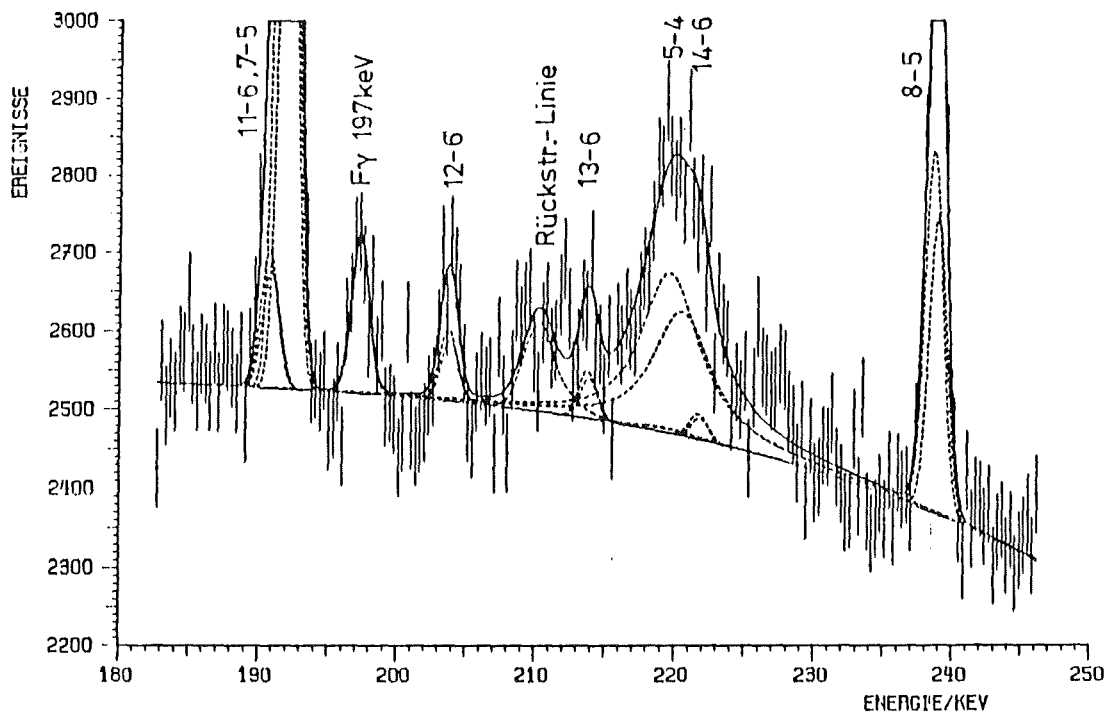


Abbildung 20. Anpassung des 5g-4f Übergangs (Detektor 5)



	Detektor 5	Detektor 6
el. magn. Energie (keV)	220.717	
exp. Energie (keV)	219.687	219.637
Shift $\varepsilon(4f)$ (eV)	-1030	-1080
statist. Fehler	155	117
system. Fehler	81	45
Breite $\Gamma(4f)$ (eV)	4280	3460
statist. Fehler	570	335
system. Fehler	500	175
$\chi^2$	1.00	0.99
Signifikanz ( $\sigma$ )	13.9	18.6
Tabelle 18. Bestwerte für den 5g-4f.Übergang		

### 3.4.6 AUSWERTUNG DER INTENSITÄTEN

Zur Bestimmung der Intensitäten der antiprotonischen Röntgenlinien des  ${}^4\text{Ca}$  werden die Summenspektren der Detektoren 2, 3, 5 und 6 herangezogen. Vor Anpassung der Intensitäten aus Kaskadenrechnungen an die experimentellen Intensitäten müssen diese noch korrigiert werden hinsichtlich Detektoransprechwahrscheinlichkeit  $\eta$  und Targetselbstabsorption  $\tau$ :

$$I = \frac{I_{\text{exp}}}{\eta \tau} \quad (3.5)$$

Da zur Bestimmung der 5g-Breite und zur Kaskadenanalyse relative Linienintensitäten ausreichen, werden für die Größen  $\eta$  und  $\tau$  ebenfalls nur relative Werte benötigt.

#### Korrektur durch Detektoransprechwahrscheinlichkeit

Die energieabhängige relative Effizienz  $\eta$  der Detektoren wird mit radioaktiven Quellen bestimmt und unter Strahlbelastung nachgeprüft (s. Kapitel 3.3 und 3.4.3). Der Verlauf der Detektoransprechwahrscheinlichkeit wird durch eine semiempirische Formel beschrieben (s. Kapitel 3.3), welche an die diskreten Werte angepaßt wird. Der Fehler von  $\eta$  ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus dieser Anpassungsprozedur.

#### Korrektur durch Targetselbstabsorption

Die Verteilung der im Target gestoppten Antiprotonen ist nicht punktförmig, sondern weist infolge Aufblähung des Strahls im Moderator eine transversale, infolge Reichweitenstraggling und Impulsunschärfe der Antiprotonen eine longitudinale Ausdehnung auf (s. Kapitel 2.3). Die Stoppverteilung der Antiprotonen im Target wird in Strahlrichtung beschrieben durch eine Lorentzkurve (differentielle Reichweitenkurve), senkrecht zur Strahlrichtung durch eine zweidimensionale Gaußverteilung. Die Halbwertsbreiten der Verteilungen sind in Kapitel 2.3 angegeben.

Die im Target entstehende Röntgenstrahlung wird beim Durchgang durch das Targetmaterial und die Targethülle abgeschwächt. In Abhängigkeit vom Entstehungsort ist der in Richtung Detektor zu durchlaufende Weg unterschiedlich lang. Die durch variable Quellenstärke, unterschiedliche zu durchlaufende Wegstrecken und Energieabhängigkeit der Extinktionskoeffizienten notwendigen Intensitätskorrekturen werden berechnet, indem das Target in kleine Volumenelemente zerlegt, die energieabhängige Absorption der Strahlung im Target- und Targethüllenmaterial auf dem Weg zum Detektor für jedes einzelne dieser Elemente berechnet und mit dem

zugehörigen Wert der Stoppverteilung gewichtet wird. Anschließend Addition der Beiträge aller Volumenelemente und Normieren auf den Wert der Targetkorrektur für den 6-5 Übergang liefert die relative Targetkorrektur  $\tau$ .

Mit dem Programm TARGET [TAR76] wird nach dieser Methode für alle der in den Spektren identifizierten Röntgenlinien diese Targetkorrektur  $\tau$  bestimmt. Die Werte der energieabhängigen Extinktionskoeffizienten von  $^{40}\text{Ca}$  und Mylar erhält man wie in Anhang B beschrieben.

Der Fehler der Werte der Targetkorrektur wird abgeschätzt, indem die Parameter der Stoppverteilung variiert und die Berechnungen wiederholt werden. Die im folgenden angegebenen Änderungen von  $\tau$  beziehen sich auf die in Abbildung 21 angegebenen Parameter der Stoppverteilung.

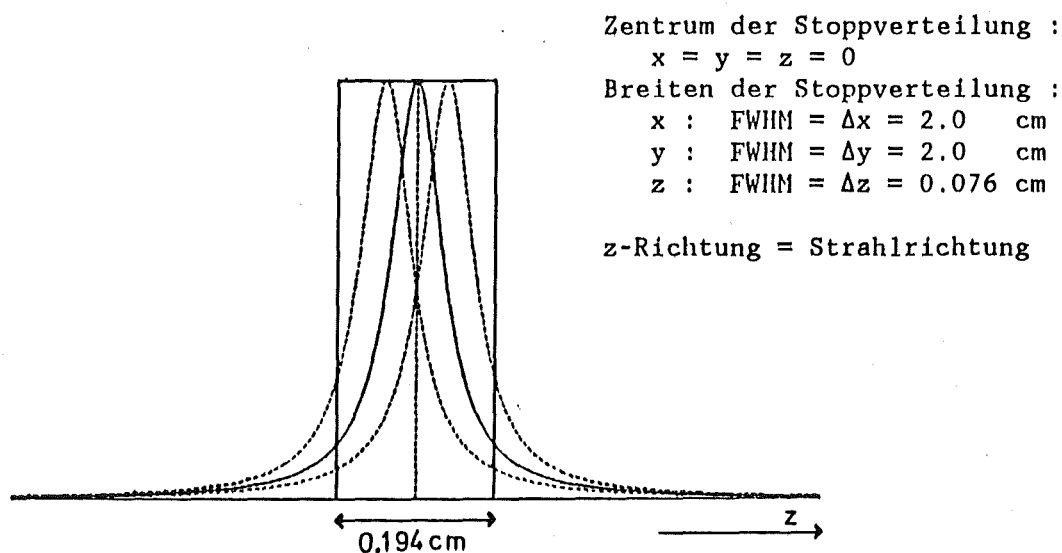


Abbildung 21. Stoppverteilung der Antiprotonen im Target

Es stellt sich heraus, daß die Resultate sehr unempfindlich sind gegenüber großen Variationen der Halbwertsbreiten der Stoppverteilung. So ändern sich die Werte der Targetkorrektur  $\tau$  für Energien größer als 40 keV bei 0.5- bzw. 1.5-fachen Werten der Halbwertsbreiten um weniger als 0.3 %, für Energien um 200 keV beträgt die Änderung weniger als 0.01 %.

Einen wesentlich größeren Effekt hat das Verschieben des Zentrums der Stoppverteilung in Strahlrichtung. In Tabelle 19 sind die Abweichungen angegeben, die sich bei Verschieben der Stoppverteilung um die Hälfte der Breite  $\Delta z$  der Verteilung in Strahlrichtung ergeben (s. Abbildung 21).

Energie (keV)	20	45	80	200	300
$\tau$ (z=0)	0.28	0.85	0.97	1.01	1.02
$\Delta\tau/\tau$ (z= $\pm\Delta z/2$ )	45.4%	4.8%	0.8%	0.3%	0.4%

Tabelle 19. Änderung der Targetkorrektur (Detektor 6)

In Abbildung 22 ist die Energieabhängigkeit der Targetkorrekturen graphisch dargestellt. Aus Tabelle 19 und Abbildung 22 geht hervor, daß die Fehler infolge der notwendigen Targetkorrekturen insbesondere bei den höherenergetischen Linien ( $E \geq 80$  keV), welche zur Anpassung der Kaskade und zur Berechnung der 5g-Breite von Bedeutung sind, nahezu vernachlässigbar gegenüber den experimentellen Fehlern der Linienintensitäten werden.

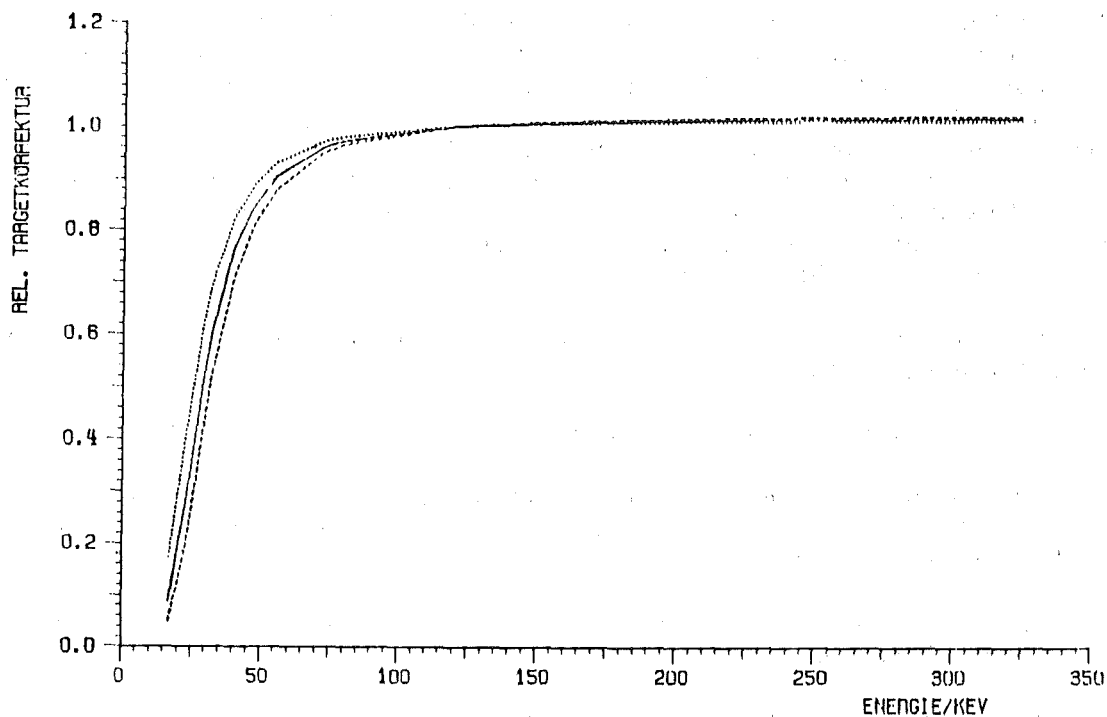


Abbildung 22. Verlauf der Targetkorrektur für den Detektor 6 : Die durchgezogene Kurve entspricht den mit der in Abbildung 21 angegebenen Stoppverteilung berechneten Targetkorrekturen, die gestrichelten Kurven entsprechen der in Strahlrichtung verschobenen Stoppverteilung.

## Relative Intensitäten

In Tabelle 20 ist in der ersten Spalte der Übergang, in der zweiten die berechnete Übergangsenergie der '++'-Komponente, in den Spalten 3 bis 6 die auf die Intensität des 6-5 Überganges normierten, bzgl. Detektoransprechwahrscheinlichkeit und Targetselbstabsorption korrigierten Intensitäten angegeben. Die einzelnen Linien der mit (<sup>3</sup>,<sup>4</sup>,<sup>5</sup>) markierten Linienkomplexe können nur im Summenspektrum des Detektors 3 aufgelöst werden. Die Intensitätsverhältnisse dieser Linien werden bei der Auswertung der drei anderen Summenspektren gemäß den aus dem Detektor 3 erhaltenen Werten festgehalten. Die Fehler der angegebenen Intensitäten setzen sich quadratisch zusammen aus dem Fehler der gemessenen Intensität und den Fehlern der beiden Korrekturen. Für die Targetkorrektur wird das Zentrum der Stoppverteilung in Targetmitte angenommen.

Mit Ausnahme der Intensitäten aus dem Summenspektrum des Detektors 5 stimmen die Werte für Energien größer als 100 keV innerhalb der Fehler hervorragend überein, während für kleinere Energien teilweise beträchtliche Abweichungen auftreten. Diese großen Diskrepanzen (z.B. bei den Intensitäten der 8-7 Linie) können durch fehlerhafte Targetkorrekturen nicht erklärt werden, da die Effekte bei den oben betrachteten Verschiebungen der Stoppverteilung nur in der Größenordnung von 5 % liegen, die Detektoren 2 und 3 zudem in Strahlrichtung gesehen beide vor dem Target stehen, wodurch Änderungen der Targetkorrekturen somit gleiches Vorzeichen hätten. Vielmehr ist der Grund für die Abweichungen in einer Änderung der relativen Effizienz der Detektoren unter Strahlbelastung zu sehen. Wie in Kapitel 3.4.3 diskutiert, kann die Effizienz unter Strahlbelastung nicht über den gesamten Energiebereich überprüft werden, für den Detektor 5 weicht sie erwiesenermaßen ab.

Die für die Anpassung der Kaskade verwendeten Intensitäten werden daher wie folgt ausgewählt:

- o die Ergebnisse aus dem Detektor 5 werden nicht berücksichtigt
- o für die Intensitäten der Linien mit Energien größer als 100 keV wird das fehlergewichtete Mittel der Intensitäten aus den drei anderen Detektoren berechnet
- o für Linien mit Energien kleiner als 100 keV werden die Intensitäten aus dem Detektor 3 verwendet
- o Linien mit Energien kleiner als 45 keV werden nicht berücksichtigt, da die Targetkorrekturen selbst größer als 20 % werden und deren Fehler infolge ungenauer Kenntnis der Lage des Zentrums der Stoppverteilung im Target erheblich zunimmt.

Die so ermittelten Linienintensitäten sind in Tabelle 22 in Spalte 3 aufgeführt.

Übergang	Energie (keV)	Detektor 2	Detektor 3	Detektor 6	Detektor 5
11-10	16.951		46.78±24.26		
10- 9 <sup>1</sup>	22.922		88.27±36.14		
12-10	29.829		9.19± 2.72		
14-11	30.853		1.63± 0.66		
9- 8	32.064		85.56±22.50	120.04±32.60	
11- 9 <sup>2</sup>	39.862		11.13± 1.57	15.34± 2.47	
8- 7	46.800	159.57±23.26	87.36± 5.91	120.05±11.54	
12- 9	52.742	4.52± 0.42	2.82± 0.15	3.67± 0.30	
10- 8	54.971	15.37± 1.11	10.06± 0.50	13.06± 0.94	
13- 9	62.764	1.73± 0.15	1.29± 0.11	1.80± 0.12	
14- 9	70.714	1.84± 0.15	0.90± 0.07	1.17± 0.07	
11- 8 <sup>3</sup>	71.914	4.39± 0.14	3.44± 0.35	3.77± 0.19	
7- 6 <sup>3</sup>	72.165	121.88± 3.84	95.79± 4.59	104.57± 5.11	
15- 9	77.125		0.56± 0.05	0.41± 0.05	
9- 7	78.843	14.55± 0.44	12.43± 0.59	12.95± 0.59	
12- 8	84.797	2.12± 0.11	1.95± 0.10	1.90± 0.09	
13- 8	94.821	1.05± 0.08	0.75± 0.06	0.87± 0.04	
10- 7 <sup>4</sup>	101.755	4.99± 0.20	4.87± 0.24	4.87± 0.20	3.39± 0.32
14- 8 <sup>4</sup>	102.772	0.59± 0.02	0.58± 0.06	0.56± 0.02	0.40± 0.03
11- 7 <sup>5</sup>	118.702	2.17± 0.07	2.17± 0.19	2.17± 0.10	2.17± 0.06
8- 6 <sup>5</sup>	118.933	14.65± 0.45	14.65± 0.76	14.65± 0.66	14.65± 0.39
6- 5 <sup>5</sup>	119.791	100.00± 3.13	100.00± 5.08	100.00± 4.33	100.00± 2.59
12- 7	131.588	1.49± 0.10	1.69± 0.11	1.52± 0.09	1.94± 0.30
13- 7	141.713	0.88± 0.09	0.94± 0.09	0.99± 0.07	1.42± 0.31
14- 7	149.565	0.58± 0.10	0.58± 0.08	0.53± 0.04	1.36± 0.28
9- 6	150.994	4.73± 0.24	4.98± 0.28	4.98± 0.23	8.15± 0.43
15- 7	155.979			0.44± 0.04	
10- 6	173.902	2.38± 0.19	2.49± 0.21	2.38± 0.12	6.06± 0.43
11- 6	190.853	1.33± 0.26	1.44± 0.15	1.29± 0.08	3.37± 0.40
7- 5	191.905	10.12± 0.50	10.23± 0.54	10.72± 0.46	29.10± 0.47
12- 6	203.742	0.67± 0.12	0.99± 0.20	0.78± 0.05	1.87± 0.24
13- 6	213.770			0.53± 0.05	1.29± 0.18
5- 4	220.717			5.57± 0.44	19.30± 1.93
14- 6	221.723			0.29± 0.07	0.70± 0.10
8- 5	238.688	3.18± 0.30	3.10± 0.21	3.40± 0.17	12.08± 0.61
9- 5	270.749	1.36± 0.19		1.15± 0.08	6.03± 0.46
10- 5	293.674			0.57± 0.07	3.23± 0.33
11- 5	310.629			0.39± 0.07	2.61± 0.35

Tabelle 20. Intensitäten der Calcium-Linien

<sup>1</sup> : zusammen mit 13-11, <sup>2</sup> : zusammen mit 13-10,

<sup>3</sup>, <sup>4</sup>, <sup>5</sup> : siehe Text

### 3.4.7 BERECHNUNG DER 5g-BREITE UND KASKADENANALYSE

Die Breite des 5g-Niveaus erhält man aus einer Intensitätsbilanz, in welche die Summe P der Intensitäten aller das 5g-Niveau bevölkernden Übergänge und die Intensität I des 5g-4f Überganges eingehen (s. Kapitel 1.4). Die Gleichungen (1.20) bis (1.22) lauten im Falle des Calciums:

$$P = \sum_{i=1}^{\infty} \{I_{xA}[(5+i,5) \rightarrow (5,4)] + I_{xA}[(5+i,3) \rightarrow (5,4)]\} \quad (3.6)$$

$$I = I_x[(5,4) \rightarrow (4,3)] \quad (3.7)$$

$$\Gamma(5g) = \left(\frac{P}{I} - 1\right)\Gamma_x - \Gamma_A \quad (3.8)$$

$$\Delta\Gamma(5g) = \Gamma_x \frac{P}{I} \left( \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

Es soll nochmals betont werden, daß für alle Betrachtungen relative Intensitäten vollständig ausreichen.

Mit den gemessenen Intensitäten der O-Serie erhält man zunächst einen unkorrigierten Wert für die Population P und damit einen unkorrigierten Wert für die 5g-Breite.

$$P^{\text{unkorr}} = \sum_{i=6}^{11} I[i-5] = (115.8 \pm 4.4) \%$$

$$I = (5.6 \pm 0.5) \%$$

$$\Gamma_x = 1.732 \text{ eV} \quad \Gamma_A = 4.543 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\Gamma^{\text{unkorr}}(5g) = (34.3 \pm 3.2) \text{ eV}$$

Der gemessene Wert für die Population P muß aus drei Gründen korrigiert werden :

- o Das 5g-Niveau kann auch durch Auger-Übergänge bevölkert werden. Da diese jedoch nur im oberen Teil der Kaskade dominieren, fällt diese Korrektur klein aus.
- o Parallelübergänge, das sind Übergänge der O-Serie, die jedoch nicht im 5g-Niveau enden, tragen zur gemessenen Intensität der Linien der O-Serie bei, da sie energetisch nicht aufgelöst werden können.
- o Es wurde nicht die gesamte O-Serie gemessen.

Die Korrektur wird mittels Kaskadenrechnungen durchgeführt. Den Rechnungen wird das Modell von Eisenberg und Kessler [EIS61] zugrunde gelegt, welches ursprünglich für myonische und pionische Atome entwickelt wurde, mittlerweile aber mit gutem Erfolg auch auf andere exotische Atome angewendet wird. Das Modell macht keine Aussagen über den Einfangprozeß und das Durchlaufen der Elektronenhülle, sondern nimmt an, daß die Kaskade unterhalb der Elektronenhülle in einem Niveau mit der Hauptquantenzahl  $n$  beginnt. Die Bevölkerung der Drehimpulszustände  $\ell$  in diesem Niveau wird durch eine modifizierte statistische Anfangsverteilung beschrieben :

$$P_{n\ell} \propto (2\ell + 1)e^{\alpha\ell} \quad (3.10)$$

$\alpha$  ist ein empirischer Parameter, um die Kaskade an die gemessenen Intensitäten anzupassen.

Die Rechnungen werden mit dem Programm CASCAD [CAS86] durchgeführt, welches aus einem ursprünglich von J. Hüfner geschriebenen Kaskadenprogramm weiterentwickelt wurde [HÜF66]. Eine gegebene Anfangsverteilung der eingefangenen Antiprotonen wird während des Abregungsprozesses verfolgt, indem die Raten der möglichen Übergänge berechnet werden. Ihre Verzweigungsverhältnisse und die Population im jeweiligen Ausgangszustand bestimmen den Verlauf der Kaskade und somit die Intensität der Röntgenlinien. Die Raten für elektrische Dipolstrahlung und Augerübergänge werden nach Gleichung (1.7) bzw. (1.8) mit nichtrelativistischen Wellenfunktionen berechnet, die Werte mit dem Fried-Martin-Faktor [FRI63] multipliziert, um die Erhöhung der Übergangsraten infolge der Bewegung des Kernes um den Schwerpunkt des Atomes zu berücksichtigen. In Abbildung 23 ist der Verlauf der Übergangsraten für zirkulare Übergänge dargestellt. Das Wiederauffüllen der Elektroschalen nach Auger-Effekt wird ebenfalls berücksichtigt, die Raten für diese Prozesse werden [SCO74, KRA79] entnommen.

Der Einfluß der hadronischen Wechselwirkung auf die Kaskade wird berücksichtigt, indem die aus der Verbreiterung des letzten beobachtbaren Überganges erhaltene untere Breite und die mit Gleichung (3.8) berechnete unkorrigierte obere Breite als Startwerte für die Skalierung der Breiten der zirkularen Niveaus benutzt werden [ROH86] :

$$\Gamma_{\ell_2+1, \ell_2} = \Gamma_{\ell_1+1, \ell_1} \frac{(2\ell_1+3)! (\ell_1+1)^{2\ell_1+3}}{(2\ell_2+3)! (\ell_2+1)^{2\ell_2+3}} \left(\frac{2ZR}{a_p}\right)^{2(\ell_2-\ell_1)} (\ell_2+1)^N$$

wobei  $a_p = \frac{\hbar^2}{m_p e^2}$  und  $R = 1.2 \text{ fm } A^{1/3}$  (3.11)

Der Ableitung dieser Formel liegt der störungstheoretische Ansatz

$$\Gamma_{n, \ell} = \int W(r) |\Psi_{n, \ell}(r)|^2 d^3 r \quad (3.12)$$



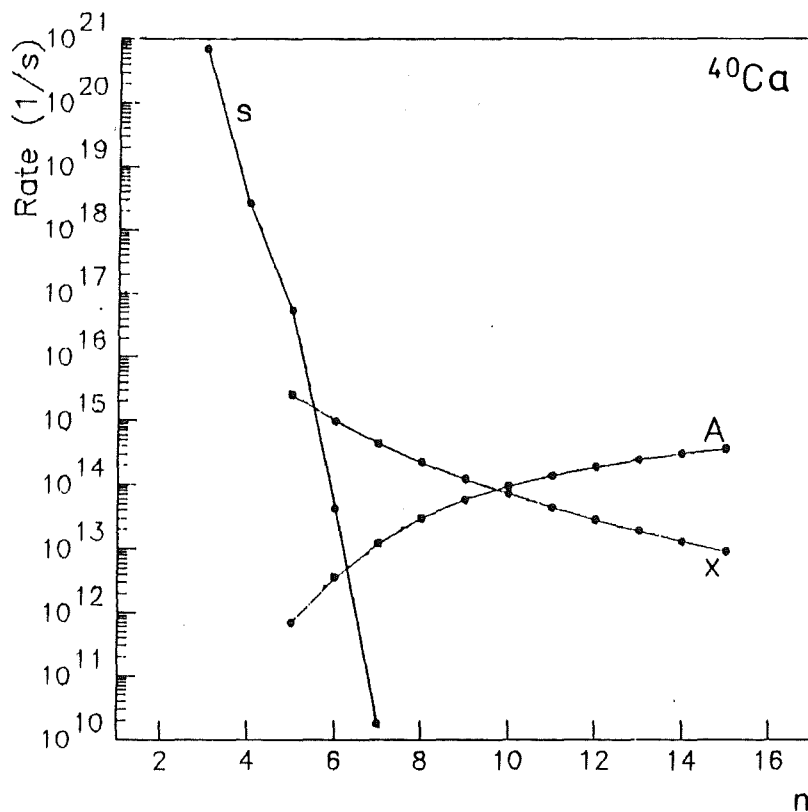


Abbildung 23. Übergangsraten für zirkulare Übergänge :  
 A: Augerübergangsraten; X: Röntgenübergangsraten;  
 S: Raten für Absorption durch starke Wechselwirkung.  
 n ist die Hauptquantenzahl des Anfangsniveaus.

zugrunde.  $W(r)$  ist der Imaginärteil des optischen Potentials, welcher der Kernladungsverteilung  $\rho(r)$  proportional ist :  $W(r) \propto \rho(r)$ . Unter Verwendung von nichtrelativistischen Wellenfunktionen und mit einer Rechteckverteilung für  $\rho(r)$  mit Radius  $R$  (s. Gleichung (3.11)) erhält man den Ausdruck (3.11), wenn man dort im letzten Term  $N = 0$  setzt. Dieser Term wurde hinzugefügt, da sich bei Anpassung der antiprotonischen Kaskade im Sauerstoff herausstellte, daß die Wahl von  $N = 2$  eine deutliche Verbesserung bewirkte [ROH86]. Die Skalierungsregel für Niveaus mit gleichem  $\ell$ , jedoch unterschiedlichem  $n$  ergibt sich ebenfalls aus dem Ansatz (3.12). Sie lautet [ROH86,WES58]:

$$\Gamma_{n_2, \ell} = \Gamma_{n_1, \ell} \frac{(n_2+n_1-1)!}{(2n_1-1)! (n_2-n_1)!} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2\ell+4} \quad (3.13)$$

Auf der Grundlage dieses Kaskadenmodells wird das Minimum des Ausdrucks

$$\chi^2 = \frac{1}{M - F + 1} \sum_{k=1}^M \left( \frac{I_k - C_k}{\Delta I_k} \right)^2 \quad (3.14)$$

bestimmt.  $I$  und  $\Delta I$  sind die gemessenen Intensitäten und deren Fehler.  $C$  sind die berechneten Röntgenintensitäten, wie die gemessenen normiert auf diejenige des 6-5 Überganges.  $M$  ist die Anzahl der Linien, deren Intensität zur Anpassung verwendet wird (Anzahl der Meßwerte),  $F$  ist die Anzahl der Parameter der Anpassung (Anzahl der Freiheitsgrade).

### Beschreibung des Anpassungsverfahrens

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß es nicht Ziel der vorliegenden Arbeit ist, den Kaskadenprozeß in antiprotonischen Atomen zu studieren. Vielmehr sollen die berechneten Intensitäten die gemessenen möglichst gut reproduzieren, um so die notwendigen Korrekturen durchführen zu können. Für eine Diskussion dieses Problems siehe z.B. [BAC75].

Für festes  $\Gamma(5g, \text{input}) = \Gamma(5g, \text{unkorr})$  werden zunächst folgende Eingabeparameter innerhalb der angegebenen Grenzen und mit den angegebenen Schrittweiten variiert :

Skalierung der Breiten	:	$-3 \leq N \leq +3,$	$\Delta N = 1$
Startniveau	:	$18 \leq n \leq 40,$	$\Delta n = 1$
$\alpha$ der Anfangsverteilung	:	$-0.5 \leq \alpha \leq 0.5,$	$\Delta \alpha = 0.05$

Vergleich der  $\chi^2$ -Werte in Abhängigkeit vom Skalierungsparameter  $N$  bei konstanten Werten von  $n$  und  $\alpha$  zeigt in allen Fällen ein ausgeprägtes Minimum für  $N = 0$ , sodaß dieser Wert für die weitere Analyse fest gewählt wird. Dann wird  $\alpha$  für alle  $n$  in Schritten von 0.01 um denjenigen Wert variiert, welcher für das jeweilige  $n$  den Ausdruck (3.14) minimal werden läßt. Für  $n = 27$ ,  $\alpha = 0.06$  ergibt sich das absolute Minimum in  $\chi^2$ .

Anschließend wird für  $n = 27$ ,  $\alpha = 0.06$  der Eingabewert für die obere Breite in Schritten von 0.1 eV variiert. Das Minimum in  $\chi^2$  ergibt sich für  $\Gamma(5g, \text{input}) = 35.0$  eV. Ein Wiederholen der Berechnungen für alle  $n$  und  $\alpha$  mit diesem Eingabewert für die obere Breite zeigt keine Verschiebung der Lage des absoluten Minimums. Der Eingabewert für die obere Breite ist in hervorragender Übereinstimmung mit dem berechneten Wert (s. Tabelle 21). Eine Variation des Eingabewertes für die 4f-Breite innerhalb deren Fehler hat keine Auswirkung auf die Anpassung der Kaskade.

In Abbildung 24 ist der Verlauf von  $\chi^2$  für  $n = 27$  als Funktion von  $\alpha$  dargestellt, in Abbildung 25 als Funktion von  $n$ , wobei für  $\alpha$  stets derjenige Wert gewählt ist, der  $\chi^2$  für das jeweilige  $n$  minimal werden läßt.

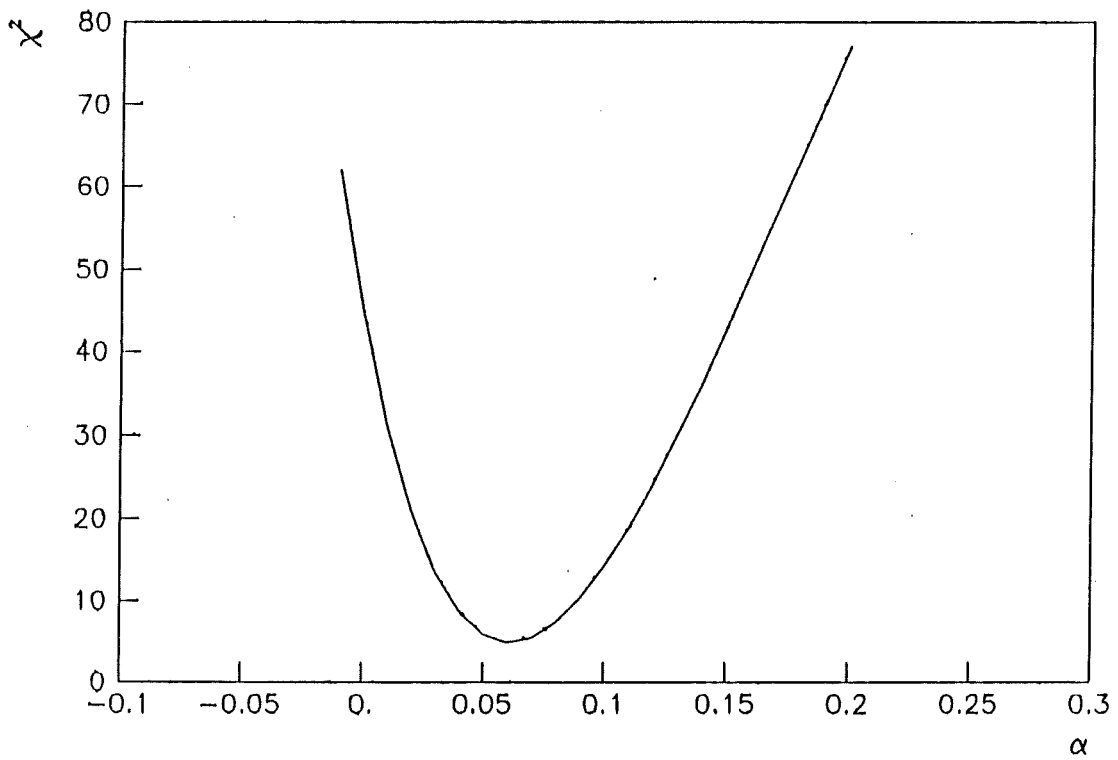


Abbildung 24. Verlauf von  $\chi^2$  für  $n=27$  als Funktion von  $\alpha$

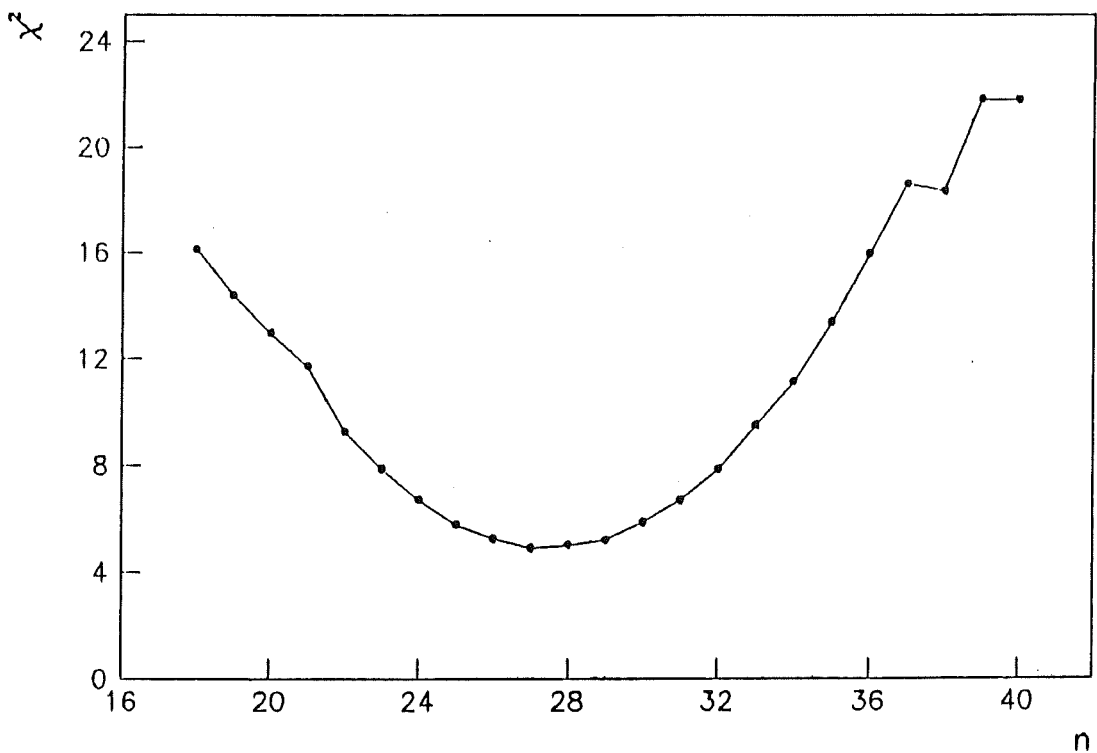


Abbildung 25. Verlauf von  $\chi^2$  als Funktion von  $n$

## Resultate der Anpassung

Die beste Anpassung der Kaskade an die gemessenen Intensitäten erhält man für folgende Parameterwerte:

$$N = 0, n = 27, \alpha = 0.06, \Gamma(5g, \text{input}) = 35.0 \text{ eV},$$

wobei  $\chi^2 = 4.91$ .

In Tabelle 22 sind die gemessenen Intensitäten und die Intensitäten der besten Kaskadenanpassung gegenübergestellt. In Tabelle 21 werden die für die Bestimmung der 5g-Breite relevanten Größen verglichen. Der korrigierte Wert der 5g-Breite wird berechnet gemäß Gleichung (3.15), wobei für die Intensität I des 5g-4f Überganges die gemessene Intensität benutzt wird.

$$\Gamma^{\text{korr}}(5g) = \left( \frac{P^{\text{korr}}}{I} - 1 \right) \Gamma_x - \Gamma_A \quad (3.15)$$

Zur Abschätzung des Fehlers des Anpassungsverfahrens werden das Startniveau n und der Parameter  $\alpha$  um jeweils eine Schrittweite nach oben und unten verändert und die Werte für  $\Gamma(5g)$  nach (3.15) berechnet. Diese Werte weichen jeweils um etwa 0.3 eV von der aus der besten Anpassung erhaltenen Breite ab. Der Gesamtfehler setzt sich durch quadratische Addition zusammen aus dem experimentellen Fehler und den Fehlern der Anpassungsprozedur:

$$\Delta\Gamma(5g) = ((3.2)^2 + (0.3)^2 + (0.3)^2)^{1/2} \text{ eV} = 3.3 \text{ eV}$$

Er wird also vom experimentellen Fehler dominiert.

	experimentelle Werte	korrigierte Werte
P (%)	115.8 ± 4.4	117.7
I (%)	5.6 ± 0.5	5.3
$\Gamma(5g)$ (eV)	34.3 ± 3.2	34.9 ± 3.3

Tabelle 21. Breite des 5g-Niveaus

Über- gang	Energie (keV)	gemessene Intens. (%)	berechnete Intens. (%)	Verhältnis
15- 9	77.125	0.56 ± 0.05	0.39	0.70
14- 9	70.714	0.90 ± 0.07	0.75	0.84
13- 9	62.764	1.29 ± 0.11	1.37	1.06
12- 9	52.742	2.82 ± 0.15	2.83	1.00
14- 8	102.772	0.58 ± 0.06	0.64	1.09
13- 8	94.821	0.75 ± 0.06	1.08	1.45
12- 8	84.797	1.95 ± 0.10	1.93	0.99
11- 8	71.914	3.44 ± 0.35	3.97	1.15
10- 8	54.971	10.06 ± 0.50	11.19	1.11
15- 7	155.979	0.44 ± 0.04	0.27	0.62
14- 7	149.565	0.54 ± 0.03	0.52	0.96
13- 7	141.713	0.94 ± 0.05	0.85	0.90
12- 7	131.588	1.56 ± 0.06	1.38	0.89
11- 7	118.702	2.17 ± 0.19	2.35	1.09
10- 7	101.755	4.87 ± 0.24	4.79	0.98
9- 7	78.843	12.43 ± 0.59	13.70	1.10
8- 7	46.800	87.36 ± 5.91	82.52	0.94
14- 6	221.723	0.29 ± 0.07	0.38	1.30
13- 6	213.770	0.53 ± 0.05	0.58	1.09
12- 6	203.742	0.77 ± 0.05	0.91	1.18
11- 6	190.853	1.33 ± 0.07	1.37	1.03
10- 6	173.902	2.40 ± 0.09	2.24	0.93
9- 6	150.994	4.89 ± 0.14	4.57	0.93
8- 6	118.933	14.65 ± 0.76	13.86	0.95
7- 6	72.165	95.79 ± 4.59	96.52	1.01
11- 5	310.629	0.39 ± 0.07	0.58	1.47
10- 5	293.674	0.57 ± 0.07	0.81	1.42
9- 5	270.749	1.18 ± 0.07	1.34	1.14
8- 5	238.688	3.26 ± 0.12	3.00	0.92
7- 5	191.905	10.39 ± 0.29	10.76	1.04
6- 5	119.791	100.00 ± 2.27	100.00	1.00
5- 4	219.637	5.57 ± 0.44	5.28	0.95

Tabelle 22. Gemessene und berechnete Intensitäten  
Spalte 4 : Bestwerte der Kaskadenanpassung  
Spalte 5 : Verhältnis der berechneten zu den gemessenen  
Intensitäten

### 3.5 ANALYSE DER LITHIUM-SPEKTREN

#### 3.5.1 AUSWAHL UND ADDITION DER SPEKTREN

Die Energien der für die Auswertung der Lithium-Spektren relevanten Röntgenlinien liegen zwischen 4 keV und 60 keV. In diesem Energiebereich haben nur die Detektoren 1 und 3 ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung. Die Spektren des Detektors 3 wiederum können nur zur Bestimmung der Breite und Verschiebung des 3d-2p Überganges herangezogen werden, da bereits die Übergangsenergien der M-Serie des Lithiums unterhalb der Schwelle dieses Detektors liegen.

Nach Detektor und Isotop getrennt werden die jeweils zwei Einzelspektren aufaddiert, wobei auf die in Kapitel 3.4.2 beschriebene Weise bezüglich der Shift der Linienpositionen korrigiert wird. Tabelle 23 gibt einen Überblick über diese Summenspektren, in Abbildung 26 und Abbildung 27 sind die Spektren graphisch dargestellt.

Isotop	Detektor	Anzahl Spills	Anzahl Antiprotonen ( $10^6$ )	Ereignisse in Li 3-2 Linie
$^6\text{Li}$	D1	2 <sup>1</sup>	295 <sup>1</sup>	2370 ± 202
	D3	2	295	1157 ± 140
$^7\text{Li}$	D1	2 <sup>1</sup>	385 <sup>1</sup>	2766 ± 190
	D3	2	385	1141 ± 130

Tabelle 23. Überblick über die Lithium-Summenspektren

<sup>1</sup> Gesamtanzahl der Spills und Gesamtanzahl der in  $^6\text{Li}$  bzw.  $^7\text{Li}$  gestoppten Antiprotonen

In Tabelle 24 sind die Koeffizienten der Eichpolynome angegeben. Im Falle des Detektors 1 werden zur Bestimmung der Eichung die vier Linien der M-Serie und intensive Störlinien (N 5-4, O 5-4) benutzt. Die für den Detektor 3 aufgeführten Parameter resultieren aus Interpolation der Positionen der N 5-4 und der O 5-4 Linien. Zum Vergleich mit den Quelleneichungen siehe Tabelle 11.

In Tabelle 25 sind die berechneten und gemessenen Energien beider Lithiumisotope einander gegenübergestellt.

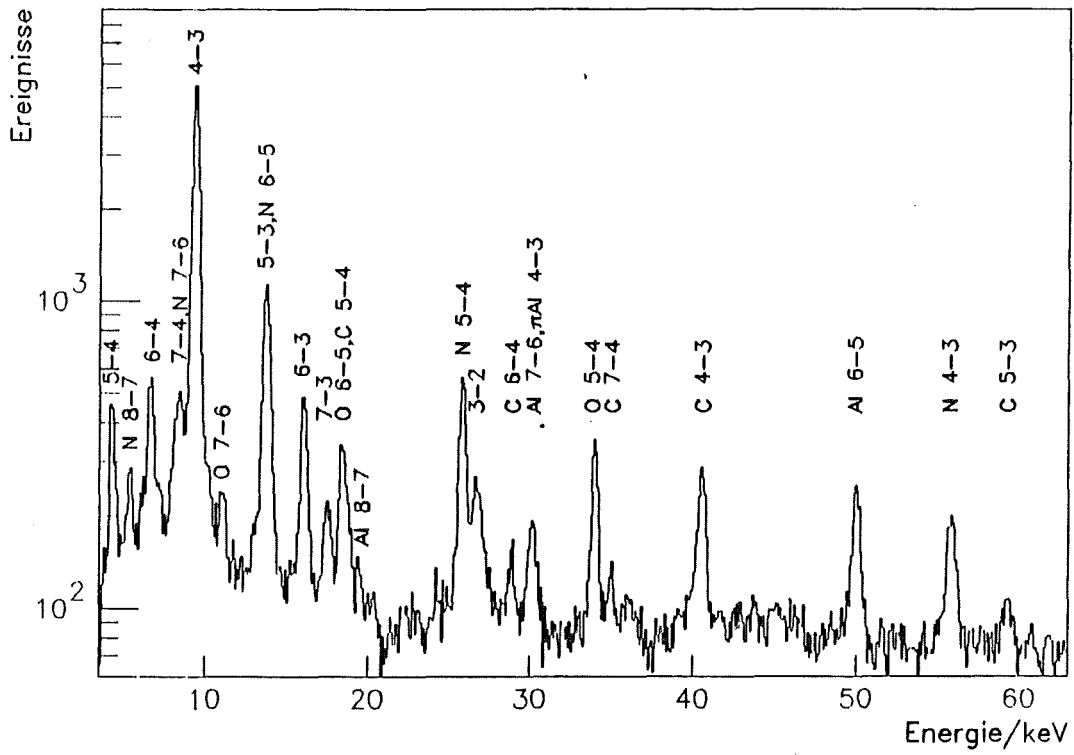


Abbildung 26.  ${}^6\text{Li}$ -Summenspektrum (Detektor 1)

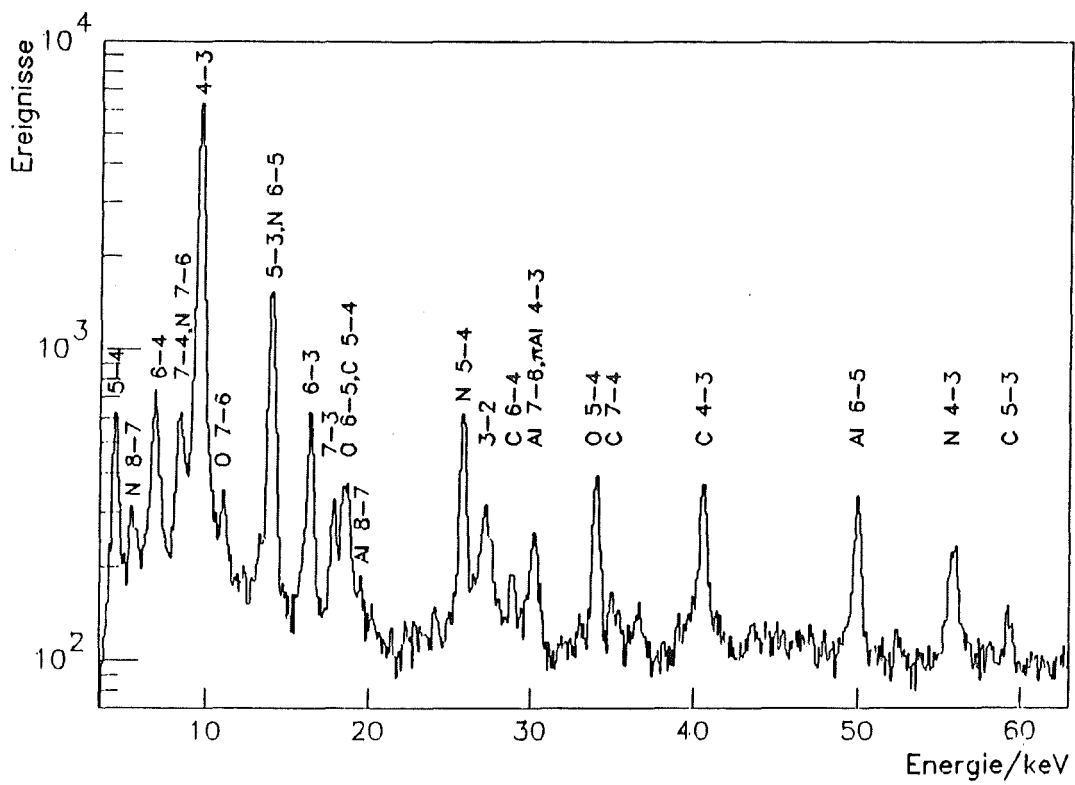


Abbildung 27.  ${}^7\text{Li}$ -Summenspektrum (Detektor 1)

Isotop	Detektor	a	b
<sup>6</sup> Li	D1	-0.376116	0.089926
	D3	-0.333716	0.105312
<sup>7</sup> Li	D1	-0.354164	0.089872
	D3	-0.365557	0.105399

Tabelle 24. Eichung der Detektoren unter Strahlbelastung  
Energie/keV = a + b • Kanal

Isotop	Über- gang	berechnete Energie (keV)	gemessene Energie (keV)
<sup>6</sup> Li	4-3	9.388	9.388 ± 0.002
	5-3	13.726	13.715 ± 0.010
	6-3	16.082	16.088 ± 0.007
	7-3	17.502	17.529 ± 0.014
	3-2	26.874	26.665 ± 0.022
<sup>7</sup> Li	4-3	9.585	9.584 ± 0.002
	5-3	14.013	14.024 ± 0.010
	6-3	16.418	16.405 ± 0.006
	7-3	17.868	17.876 ± 0.011
	3-2	27.438	27.169 ± 0.019

Tabelle 25. Berechnete und gemessene Energien (Detektor 1)  
Angegeben ist die Energie der '++'-Komponente; die Fehler sind die rein statistischen.

### 3.5.2 BESONDERHEITEN DES DETEKTORS 1

Bei niederen Energien wechselwirkt ein Photon hauptsächlich durch Photoeffekt mit den Elektronen eines Absorbers. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß steigt sprunghaft an, sobald die Energie des Photons ausreicht, Elektronen einer bestimmten atomaren Schale ins Kontinuum zu befördern. Man spricht dann von einer sogenannten "Kante". Den sprunghaften Anstieg im Wirkungsquerschnitt bei der Bindungsenergie der K-Elektronen nennt man "K-Kante". Die K-Kante des Germaniums liegt bei



$E = 11.104 \text{ keV}$ . Bei dieser Energie ist daher eine Unstetigkeit in der Detektoreffizienz zu erwarten.

Bei Energien oberhalb der K-Kante wechselwirkt das Photon infolge des großen Absorptionsquerschnittes sehr nahe an der Oberfläche des Kristalles, in einem Bereich geringer Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Detektoreffizienz fällt mit abnehmender Photonenenergie. Bei Energien unterhalb der K-Kante ist die Absorption deutlich kleiner, das Photon gelangt wesentlich weiter in den Kristall, was zu einem sprunghaften Anstieg der Effizienz führt. Abbildung 28 zeigt den typischen Verlauf der Effizienzkurve in der Nähe der Ge-K-Kante.

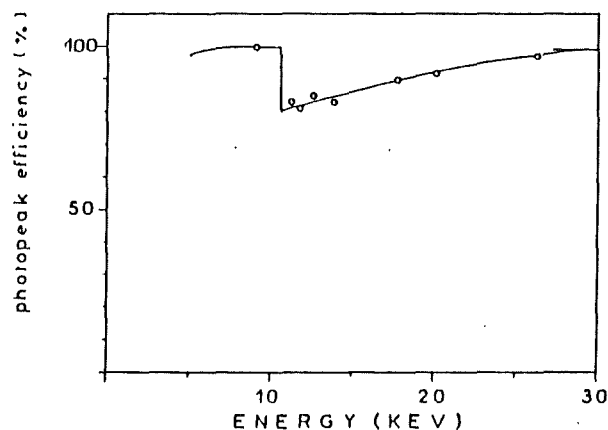


Abbildung 28. Verlauf der Detektoreffizienz im Bereich der Ge-K-Kante: Die durchgezogene Kurve resultiert aus theoretischen Berechnungen (aus [FOR73]).

Bei den vorliegenden Messungen ist die Eichlinie mit der kleinsten Energie die  $11.890 \text{ keV}$  Linie der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle, sodaß keine Information über den Verlauf der Effizienz  $\eta$  des Detektors 1 unterhalb der Ge-K-Kante vorliegt. Dies hat zur Folge, daß für die drei Linien der N-Serie und für die 4-3 Linie keine Korrekturen bezüglich Detektoreffizienz durchgeführt und somit keine Aussagen über deren relative Intensitäten gemacht werden können. Die Auswertung der beiden Lithium-Summenspektren beschränkt sich daher auf die Linien der M-Serie und den 3-2 Übergang, wobei die 4-3 Linie nur zur Bestimmung der Energieeichung verwendet wird.

Neben dem Einfluß auf den Verlauf der Effizienzkurve hat das Verhalten des Absorptionskoeffizienten im Bereich der K-Kante auch noch das Auftreten von sogenannten "Ge-K-Escape-Linien" im Spektrum zur Folge. Bei der photoelektrischen Absorption des einlaufenden Photons an einem K-Elektron entsteht ein angeregtes Ge-Atom. Die Abregung erfolgt durch Emission von K-Fluoreszenz-Strahlung, deren Energie im Falle des Germaniums  $E = 9.875 \text{ keV}$  beträgt [LED78].

Es besteht nun eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß dieses Quant den Detektorkristall verläßt, d.h. es wird nicht die Energie  $E$  des einlaufenden Photons nachgewiesen, sondern die Energie  $E' = E - 9.875 \text{ keV}$ . Im Spektrum treten daher als Antwort auf ein Photon zwei Linien auf: der

Photopeak bei der Energie  $E$  des Photons und die Ge-K-Escape-Linie bei der Energie  $E'$ .

Mit zunehmender Photonenenergie nimmt auch die Eindringtiefe in den Kristall zu, somit sinkt die Wahrscheinlichkeit für das Entkommen der K-Fluoreszenz-Strahlung aus dem Kristall und die Intensität der Escape-Linie nimmt ab. Abbildung 29 zeigt den typischen Verlauf des Verhältnisses der Intensitäten der K-Escape-Linie und des zugehörigen Photopeaks in Abhängigkeit von der Energie des einlaufenden Photons.

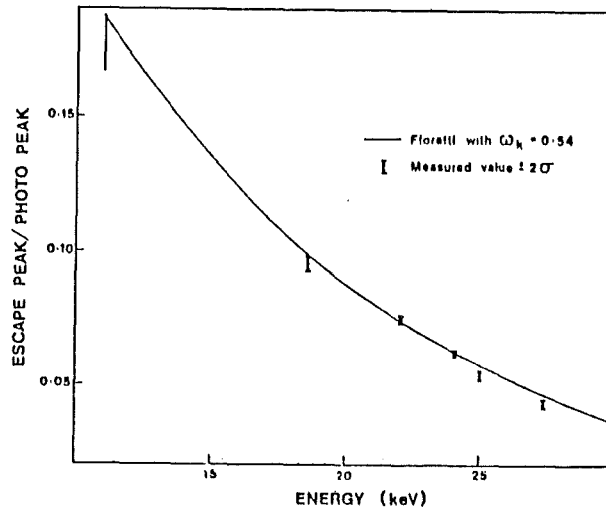


Abbildung 29. Verhältnis der Intensitäten von Escape-Linie und Photopeak: Die durchgezogene Kurve resultiert aus theoretischen Berechnungen (aus [CAN74]).

Eine ähnliche Kurve kann für den Detektor 1 bestimmt werden, wozu das  $^{40}\text{Ca}$ -Summenspektrum sowie das  $^{241}\text{Am}$ -Eichspektrum verwendet werden. Für Photonenenergien größer als 70 keV sind keine Escape-Linien mehr zu identifizieren (s. Abbildung 30).

#### Kontrolle der Detektoreffizienz mit Stickstoff-Linien

Wie in Kapitel 3.4.3 geschildert, kann die Strahlbelastung der Detektoren zu einer Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber dem mit radioaktiven Quellen bestimmten Verlauf führen. Es ist daher notwendig, die Effizienz des Detektors 1 zu überprüfen. Da im fraglichen Energiebereich keine Quellenlinien zu identifizieren sind, werden dazu antiprotonische Röntgenlinien des Stickstoffs verwendet, welche als Störlinien in den Spektren auftreten. Ihre relativen Intensitäten wurden aus anderen Spektren ermittelt, welche im Rahmen des Experimentes PS176 aufgenommen wurden [ROI86a].

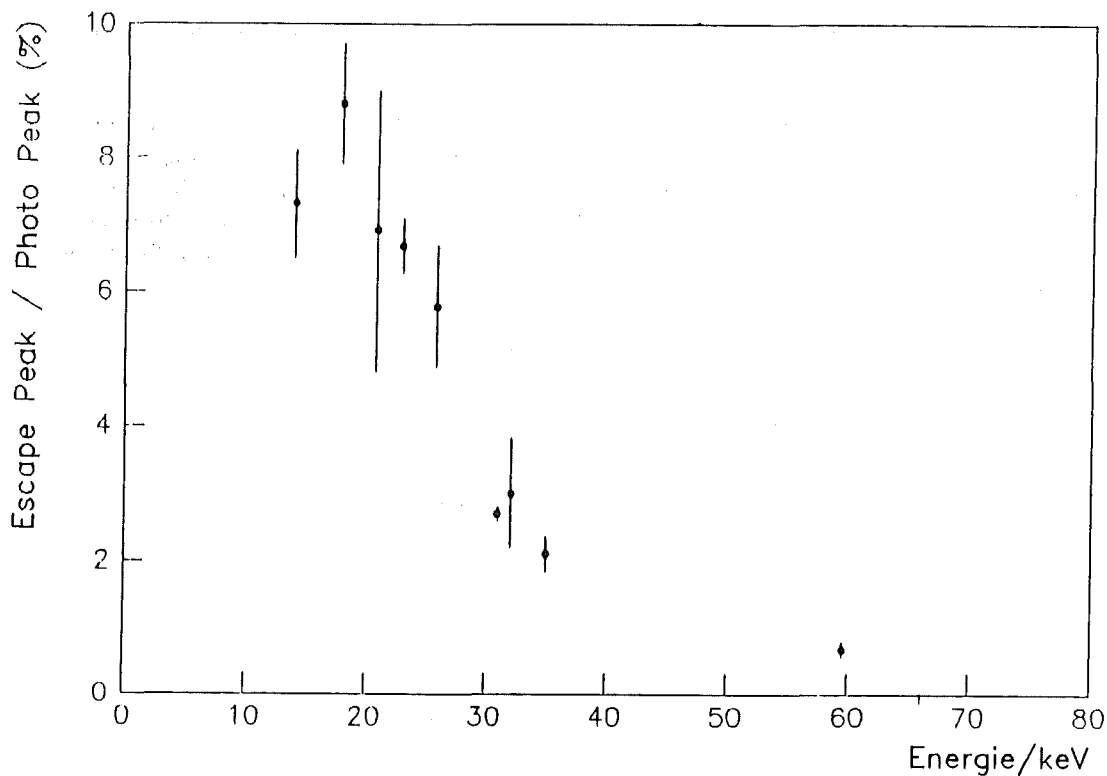


Abbildung 30. Detektor 1: Verhältnis der Intensitäten von Escape-Linie und Photopeak

Über- gang	Energie (keV)	relative Intensität	relative Effizienz ohne Strahl	relative Effizienz mit Strahl
N 6 - 5	13.994	109.3 ± 18.4	54.2 ± 1.8	57.8 ± 11.2
5 - 4	25.791	100.0 ± 6.3	81.8 ± 1.3	81.8 ± 5.7
4 - 3	55.763 <sup>2</sup>	35.7 ± 2.6	98.1 ± 1.3	106.5 ± 8.6

Tabelle 26. Kontrolle der Effizienz des Detektors 1  
<sup>2</sup>[ROI86a]

In Tabelle 26 sind in Spalte 2 die Energien und in Spalte 3 die relativen Intensitäten der in Spalte 1 angegebenen Übergänge aufgeführt. Spalte 4 enthält die Werte der Detektoreffizienz, wie sie dem Verlauf in Abbildung 9 entsprechen. In Spalte 5 schließlich sind die Effizienzwerte unter Strahlbelastung angegeben, wobei diese so angepaßt werden, daß die Werte für  $E = 25.791$  keV gleich sind. Die Übereinstimmung der Werte in den Spalten 4 und 5 ist gut, wobei jedoch auf die großen Fehler der Werte in Spalte 5 hinzuweisen ist.

### 3.5.3 IDENTIFIKATION DER STÖRLINIEN

Der Vollständigkeit halber sollen an dieser Stelle die Röntgenlinien aufgeführt werden, welche nicht von den Targetisotopen stammen und in den beiden Summenspektren des Detektors 1 identifiziert werden können. Es handelt sich wie bei den Calcium-Spektren um antiprotonische Linien von  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  und  $^{27}\text{Al}$  sowie um pionische Linien von  $^{27}\text{Al}$ .

Tabelle 27 enthält in den Spalten 3 und 4 die gemessenen Energien der in Spalte 1 angegebenen Übergänge, in Spalte 2 sind deren berechnete rein elektromagnetische Energien angegeben. Für die letzten beobachtbaren Übergänge der Störelemente werden die Energien den angegebenen Referenzen entnommen.

$\gamma$ -Strahlung von Restkernen bzw. von Kernreaktionen in Umgebungsmaterialien können in den beiden Spektren nicht identifiziert werden, dagegen treten wie in den Calcium-Spektren elektronische K-Übergänge des  $^{208}\text{Pb}$  auf.

Über- gang	Energie (keV)	$^6\text{Li}$ - Summenspektrum	$^7\text{Li}$ - Summenspektrum
C 7 - 4	35.012	$34.997 \pm 0.032$	$35.024 \pm 0.029$
6 - 4	28.889	$28.860 \pm 0.047$	$28.869 \pm 0.046$
5 - 4	18.730	$18.692 \pm 0.102$	$18.742 \pm 0.080$
5 - 3	$59.262^1$	$59.250 \pm 0.049$	$59.238 \pm 0.052$
4 - 3	$40.539^1$	$40.541 \pm 0.011$	$40.531 \pm 0.010$
N 6 - 5	13.994	$13.984 \pm 0.032$	$14.005 \pm 0.027$
5 - 4	25.791	$25.800 \pm 0.006$	$25.790 \pm 0.005$
4 - 3	$55.763^2$	$55.798 \pm 0.017$	$55.809 \pm 0.018$
O 6 - 5	18.439	$18.430 \pm 0.014$	$18.449 \pm 0.009$
5 - 4	33.983	$33.985 \pm 0.009$	$33.997 \pm 0.008$
4 - 3	$73.413^3$	$73.418 \pm 0.100$	$73.428 \pm 0.088$
Al 9 - 8	13.374	$13.361 \pm 0.095$	$13.382 \pm 0.089$
8 - 7	19.519	$19.485 \pm 0.056$	$19.534 \pm 0.042$
7 - 6	30.097	$30.074 \pm 0.017$	$30.082 \pm 0.016$
6 - 5	49.962	$49.951 \pm 0.011$	$49.955 \pm 0.010$
5 - 4	$92.078^1$	$92.067 \pm 0.037$	$92.116 \pm 0.027$
$\pi\text{Al}$ 4 - 3	30.447	$30.426 \pm 0.017$	$30.433 \pm 0.016$
3 - 2	$87.479^1$	$87.519 \pm 0.099$	$87.521 \pm 0.123$

Tabelle 27. Röntgenlinien der Fremdelemente (Detektor 1)  
<sup>1</sup>[POT79], <sup>2</sup>[ROH86a], <sup>3</sup>[KÖH86]

### 3.5.4 ANALYSE DES 3D-2P ÜBERGANGES

Im Gegensatz zum spinlosen, doppelt magischen  $^{40}\text{Ca}$ -Kern besitzen  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  einen Kernspin von 1 bzw. 3/2 und damit ein magnetisches Dipolmoment und ein elektrisches Quadrupolmoment. Die daraus resultierende Hyperfeinwechselwirkung führt zur Aufspaltung der Feinstruktur-niveaus. Den größten Beitrag zur Hyperfeinaufspaltung liefert das elektrische Quadrupolmoment, wohingegen der Beitrag des magnetischen Dipolmomentes nahezu vernachlässigbar ist.

Die für den 3d-2p Übergang relevanten Bindungsenergien werden mit dem Programm PBAR (s. Kapitel 1.1) berechnet. Sie sind in Tabelle 28 angegeben. Für  $^6\text{Li}$  beträgt die maximale Aufspaltung innerhalb der 3d-Niveaus etwa 3 eV, innerhalb der 2p-Niveaus etwa 24 eV, wohingegen infolge des deutlich größeren Quadrupolmomentes von  $^7\text{Li}$  (s. Tabelle 7) für dieses Isotop die maximale Aufspaltung innerhalb der 3d-Niveaus etwa 12 eV, innerhalb der 2p-Niveaus etwa 150 eV beträgt. Der Abstand der beiden äußersten HFS-Komponenten des 3d-2p Überganges im  $^7\text{Li}$  beträgt also etwa

$^6\text{Li}$ (I = 1)							
n, $\ell$ , j	FS BE	F	HFS BE	n, $\ell$ , j	FS BE	F	HFS BE
3, 2, 5/2	21.434	7/2	21.433	2, 1, 3/2	48.308	5/2	48.308
		5/2	21.434			3/2	48.308
		3/2	21.434			1/2	48.312
3, 2, 3/2	21.436	5/2	21.436	2, 1, 1/2	48.332	3/2	48.331
		3/2	21.436			1/2	48.332
		1/2	21.436				
$^7\text{Li}$ (I = 3/2)							
n, $\ell$ , j	FS BE	F	HFS BE	n, $\ell$ , j	FS BE	F	HFS BE
3, 2, 5/2	21.882	4	21.883	2, 1, 3/2	49.321	3	49.335
		3	21.879			2	49.268
		2	21.882			1	49.344
		1	21.887			0	49.419
3, 2, 3/2	21.885	3	21.885	2, 1, 1/2	49.345	2	49.344
		2	21.882			1	49.347
		1	21.886				
		0	21.891				
Tabelle 28. Hyperfeinstruktur der 2p- und 3d-Niveaus Alle Energien in keV. FS BE = Bindungsenergie der FS-Niveaus HFS BE = Bindungsenergie der HFS-Niveaus							

150 eV und ist damit siebenmal größer als der Abstand der beiden intensivsten FS-Komponenten. Es ist jedoch nicht möglich, einen zu erwartenden Feinstruktur- oder Hyperfeinstruktureffekt der starken Wechselwirkung (s. Kapitel 1.2.2) nachzuweisen, da die Auflösung des Detektors 1 und des Detektors 3 bei der Energie des 3d-2p Überganges etwa 450 eV beträgt.

Für die Anpassung der 3d-2p Linie gilt daher das im Zusammenhang mit der 5g-4f Linie des  $^{40}\text{Ca}$  Gesagte (s. Kapitel 3.4.5): die Linie wird als Feinstruktur-Triplett angepaßt, wobei die Energieaufspaltung der Komponenten der rein elektromagnetischen entspricht und deren Absorptionsbreiten als gleich angenommen und im Fit gekoppelt werden. Als Linienform wird ein Voigtprofil (s. Anhang A) zugrunde gelegt.

Die Linienpositionen der benachbarten Störlinien C 6-4, Al 7-6 und  $\pi\text{Al}$  4-3 werden gemäß den Eichbeziehungen gekoppelt und im Fit gemeinsam angepaßt. Die Gaußbreiten dieser Linien sowie der 3d-2p Linie werden durch Interpolation der Breiten der intensiven Störlinien N 5-4 und O 5-4 bestimmt und im Fit festgehalten.

Der Untergrund hat in allen Spektren im Bereich der Anpassung einen linearen Verlauf und wird unter Ausklammerung aller Linien ermittelt und bei der Anpassung der 3d-2p Linie festgehalten.

Der aus der Eichung resultierende Fehler der Position der 3d-2p Linie wird aus dem Fehler der Position der direkt benachbarten N 5-4 Linie und deren Abweichung von der berechneten Übergangsenergie ermittelt. Er trägt zum systematischen Fehler der Linienposition bei.

Die systematischen Fehler der Position und Breite des 3d-2p Überganges werden durch Variation der Anpassungsprozedur in der in Kapitel 3.4.5 beschriebenen Weise ermittelt. Während die Position der 3d-2p Linie relativ unempfindlich gegenüber den Anpassungsvarianten ist, zeigt sich, daß die Werte für die Breiten mit einem dem statistischen Fehler vergleichbaren systematischen Fehler aus der Anpassungsprozedur behaftet sind.

Im Gegensatz zu den Calcium-Spektren weisen die Lithium-Spektren im Bereich des letzten beobachtbaren Überganges ausreichende Statistik auf, sodaß neben der Auswertung der Summenspektren auch eine Einzelspillauswertung durchgeführt werden kann. Dabei beobachtet man bei beiden Isotopen von Spill zu Spill Änderungen der Position und Breite des 3d-2p Überganges, welche bedeutend größer als die statistischen Fehler sind. Dies kann man zurückführen auf das in Kapitel 3.4.1 beschriebene, von der Spillstruktur abhängige Verhalten der Detektoren unter Strahlbelastung. Die in Tabelle 29 angegebenen großen systematischen Fehler berücksichtigen diesen Effekt.

Die Bestwerte der Anpassung der 3d-2p Übergänge sind Tabelle 29 angegeben. Es handelt sich dabei um die aus den vier Summenspektren resultierenden Werte. Bildet man aus den Ergebnissen der Einzelspillauswertung jeweils die mit dem statistischen Fehler gewichteten Mittelwerte, so

sind diese nahezu identisch mit den in Tabelle 29 angegebenen Resultaten. Die Abweichungen werden im systematischen Fehler berücksichtigt. In Abbildung 31 und Abbildung 32 sind die Ergebnisse der Anpassung für den Detektor 1 graphisch dargestellt.

	<sup>6</sup> Li		<sup>7</sup> Li	
	Det. 1	Det. 3	Det. 1	Det. 3
el. magn. Energie (keV)	26.874		27.438	
exp. Energie (keV)	26.665	26.651	27.169	27.184
Shift $\epsilon(2p)$ (eV)	-210	-224	-269	-254
statist. Fehler	22	33	19	26
system. Fehler	18	23	8	10
Breite $\Gamma(2p)$ (eV)	670	644	775	570
statist. Fehler	71	103	65	78
system. Fehler	215	135	95	110
$\chi^2$	1.12	0.77	1.11	1.13
Signifikanz ( $\sigma$ )	25.7	13.4	26.1	12.3
Tabelle 29. Bestwerte für den 3d-2p Übergang				

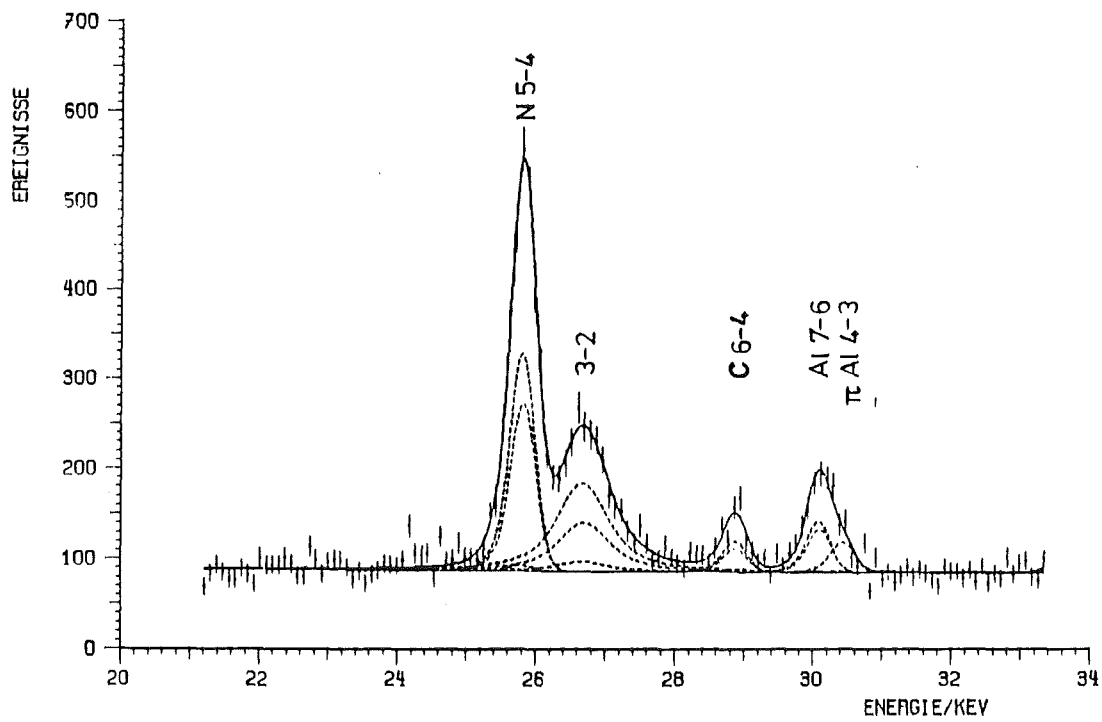


Abbildung 31. Anpassung des 3d-2p Übergangs im  ${}^6\text{Li}$  (Detektor 1)

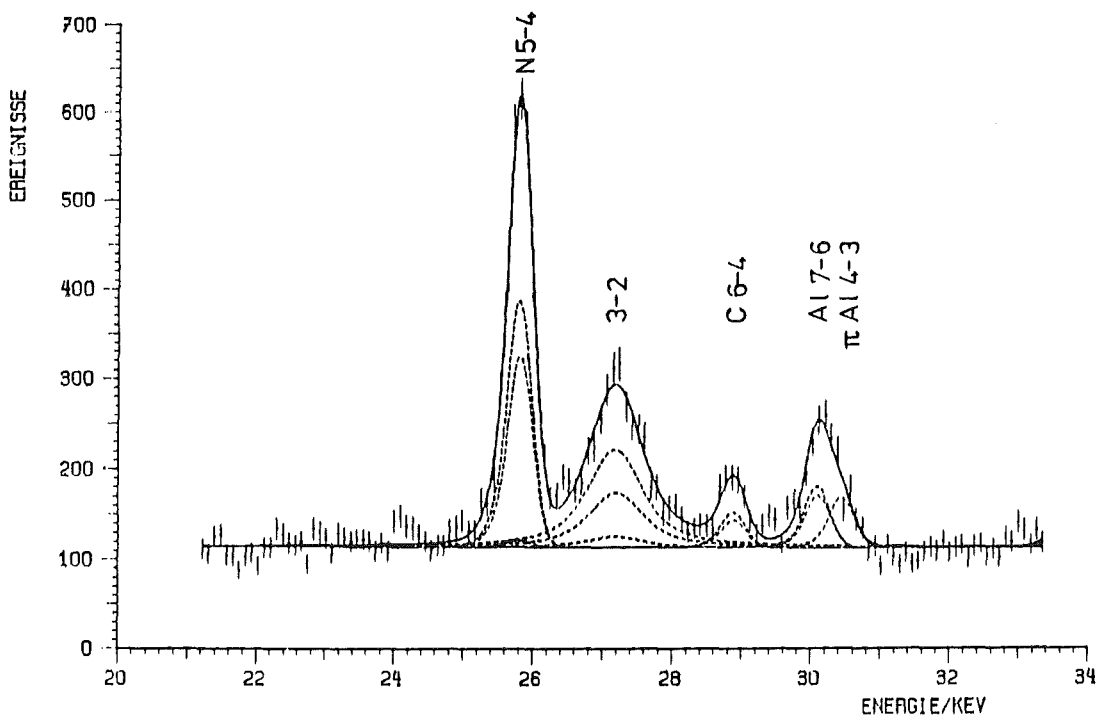


Abbildung 32. Anpassung des 3d-2p Übergangs im  ${}^7\text{Li}$  (Detektor 1)



### 3.5.5 AUSWERTUNG DER INTENSITÄTEN

Die Intensitäten der antiprotonischen Röntgenlinien der beiden Lithiumisotope werden aus der Anpassung der Summenspektren des Detektors 1 ermittelt. Wie in Kapitel 3.5.2 ausgeführt, können aus den vorliegenden Daten nur die Intensitäten der Übergänge 5-3, 6-3, 7-3 und 3-2 bestimmt werden.

Vor Korrektur der experimentellen Intensitäten dieser Linien bezüglich Detektoransprechwahrscheinlichkeit  $\eta$  und Targetselbstabsorption  $\tau$  (s. Kapitel 3.4.6) muß noch überprüft werden, ob durch Ge-K-Escape-Linien die Intensitäten verfälscht werden. Dies ist in der Tat für den 6-3 Übergang der Fall, welcher im  ${}^6\text{Li}$  bei 16.082 keV, im  ${}^7\text{Li}$  bei 16.418 keV liegt ('++'-Komponenten). Addiert man zu diesen Energien 9.875 keV, so erhält man etwa 26 keV, d.h. die Ge-K-Escape-Linien der N 5-4 ( $E = 25.791$  keV) und Li 3-2 Linien ( $E = 26.874$  keV bzw.  $E = 27.438$  keV) liegen genau unter der 6-3 Linie, was sich in der Anpassung dieser Linie darin äußert, daß sie in beiden Spektren befriedigend nur mit einer größeren Gaußbreite als es der Auflösungskurve entspräche gefittet werden kann.

Aus Abbildung 30 liest man ab, daß bei einer Photonenenergie von  $E = 26$  keV die Intensität der Escape-Linie etwa  $(6 \pm 1.5)$  % der Intensität des Photopeaks beträgt. Von den Intensitäten der 6-3 Linien werden daher 6 % der Summe der Intensitäten der N 5-4 und Li 3-2 Linien subtrahiert.

Über- gang	${}^6\text{Li}$		${}^7\text{Li}$	
	diese Messung	GUI81	diese Messung	GUI81
4-3	$100.00 \pm 4.75$	100.0	$100.00 \pm 5.05$	100.0
5-3	$23.40 \pm 1.13^1$	$23.4 \pm 1.4$	$24.40 \pm 1.25^1$	$24.4 \pm 1.4$
6-3	$8.37 \pm 0.48$	$7.8 \pm 0.7$	$8.83 \pm 0.46$	$8.3 \pm 0.7$
7-3	$2.95 \pm 0.15$	$2.6 \pm 0.5$	$3.54 \pm 0.16$	$3.4 \pm 0.4$
3-2	$8.97 \pm 0.99$	$7.1 \pm 2.5$	$9.14 \pm 0.82$	$4.5 \pm 1.3$

Tabelle 30. Intensitäten der Lithium-Linien  
<sup>1</sup> angepaßt an die Werte von [GUI81]

Die Intensitäten werden nun auf Detektoreffizienz  $\eta$  und Targetselbstabsorption  $\tau$  korrigiert wie in Kapitel 3.4.6 beschrieben. Der Fehler der Targetkorrektur wird wiederum abgeschätzt durch Variation der Halbwertsbreiten und Verschieben des Zentrums der Stoppverteilung in Strahlrichtung (s. Abbildung 21). Wie im Falle des Calciums ist der Effekt bei Änderung der Breiten vernachlässigbar, bei Verschieben der Stoppverteilung ändert sich der Wert für  $\tau$  bei  $E = 14$  keV um 1.0 %, bei  $E = 27$  keV um 1.4 %.

In Tabelle 30 sind die relativen Intensitäten der Linien beider Isotope sowie die Ergebnisse einer früheren Messung [GUI81] angegeben. Da die Intensitäten der 4-3 Linien hier nicht verwertbar sind, wird diesem Umstand dadurch Rechnung getragen, daß auf die Intensität der 5-3 Linie normiert und die relativen Intensitäten dann so angepaßt werden, daß die Intensitäten der 5-3 Linien die Werte aus [GUI81] erhalten.

Die Übereinstimmung der Intensitäten der 6-3 und 7-3 Linien ist ausgezeichnet, wohingegen die Intensitäten der 3-2 Übergänge besonders im Falle von  ${}^7\text{Li}$  deutlich von den Werten aus [GUI81] abweichen. Dazu ist zu sagen, daß in der vorliegenden Arbeit die 3-2 Linien der beiden Lithiumisotope mit einer mehr als dreimal so hohen Signifikanz nachgewiesen wurden als in [GUI81]:  $26 \sigma$  gegenüber  $8 \sigma$ . Weiterhin traten bei den damaligen Messungen mehr sowie intensivere Störlinien in der Umgebung der 3-2 Linie auf als in den Spektren der vorliegenden Arbeit. Insbesondere wurde damals mit einem Argonsack gearbeitet, sodaß zusätzlich antiprotonische Linien des Argons die Auswertung erschwerten, da die Ar 9-8 Linie zwischen der N 5-4 und der Li 3-2 Linie liegt (s. Abbildung 33).

Setzt man voraus, daß sich der Verlauf der Effizienz des Detektors 1 unter Strahlbelastung nicht ändert, was durch die Kontrolle mit Hilfe der N-Störlinien sowie durch die Tatsache gewährleistet ist, daß sich die relativen Intensitäten der 6-3 und 7-3 Linien hervorragend reproduzieren lassen, so kommt man zu dem Schluß, daß die in [GUI81] angege-

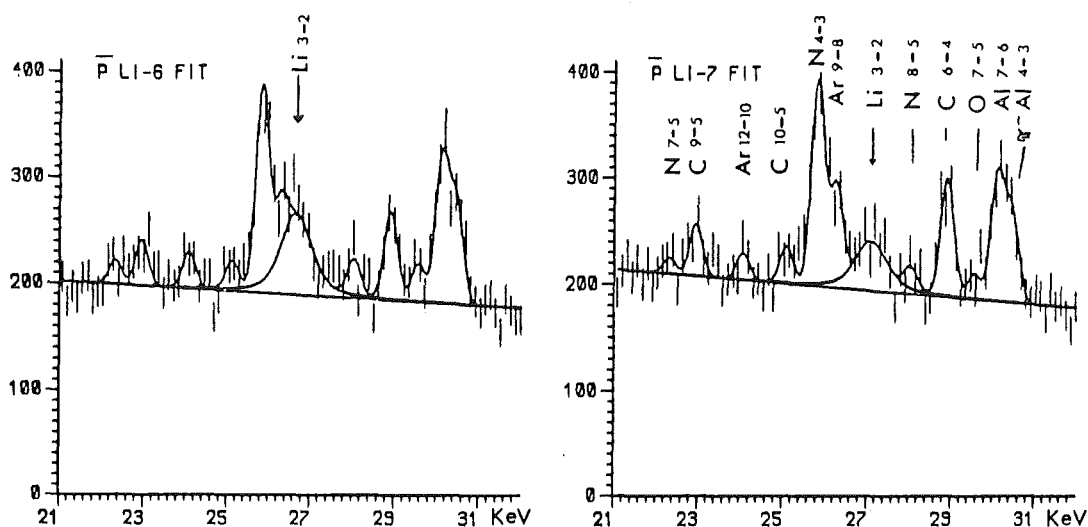


Abbildung 33. Bereich des 3d-2p Überganges in [GUI81]

benen Intensitäten der 3-2 Übergänge, die infolge der geringen Statistik und des Einflusses der zusätzlichen Störlinien nur unzulänglich zu identifizieren waren, drastisch modifiziert werden müssen.

### 3.5.6 BERECHNUNG DER 3D-BREITE UND KASKADENANALYSE

Im Falle der Lithiumisotope lauten die Gleichungen (1.20) bis (1.22) folgendermaßen:

$$P = \sum_{i=1}^{\infty} \{I_{xA}[(3+i,3) \rightarrow (3,2)] + I_{xA}[(3+i,1) \rightarrow (3,2)]\} \quad (3.16)$$

$$I = I_x[(3,2) \rightarrow (2,1)] \quad (3.17)$$

$$\Gamma(3d) = \left(\frac{P}{I} - 1\right)\Gamma_x - \Gamma_A \quad (3.18)$$

Mit den gemessenen Intensitäten der M-Serie erhält man zunächst unkorrigierte Werte für die Populationen P und damit unkorrigierte Werte für die 3d-Breiten:

- o unkorrigierte 3d-Breite für  ${}^6\text{Li}$ :

$$P^{\text{unkorr}} = \sum_{i=4}^7 I[i-3] = (134.7 \pm 4.9) \%$$

$$I = (9.0 \pm 1.0) \%$$

$$\Gamma_x = 8.980 \cdot 10^{-3} \text{ eV} \quad \Gamma_A = 4.737 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

$$\Gamma^{\text{unkorr}}(3d) = (0.126 \pm 0.016) \text{ eV}$$

- o unkorrigierte 3d-Breite für  ${}^7\text{Li}$ :

$$P^{\text{unkorr}} = \sum_{i=4}^7 I[i-3] = (136.8 \pm 5.2) \%$$

$$I = (9.1 \pm 0.8) \%$$

$$\Gamma_x = 8.666 \cdot 10^{-3} \text{ eV} \quad \Gamma_A = 4.745 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

$$\Gamma^{\text{unkorr}}(3d) = (0.121 \pm 0.013) \text{ eV}$$

Die notwendige Korrektur der Population P wird wieder mittels Kaskadenrechnungen durchgeführt (s. Kapitel 3.4.6), wobei die Kaskade an die Intensitäten der M-Serie und die Intensität der 3d-2p Linie angepaßt wird.

## Beschreibung des Anpassungsverfahrens

Erste Rechnungen mit dem Programm CASCAD [CAS86] zeigen auf, daß bis herab zu  $n = 25$  der Verlauf von  $\chi^2$  in Abhängigkeit von  $\alpha$  nahezu unabhängig vom gewählten Startniveau  $n$  ist, sodaß zur Beschleunigung der weiteren Analyse (Rechenzeit des Programmes !) das Startniveau  $n$  erst ab  $n = 25$  variiert wird.

Als Eingabewerte für die 3d-Breiten werden die unkorrigierten Werte verwendet. Die restlichen Eingabeparameter werden innerhalb der angegebenen Grenzen und mit den angegebenen Schrittweiten variiert:

Skalierung der Breiten	:	$0 \leq N \leq 4,$	$\Delta N = 1$
Startniveau	:	$10 \leq n \leq 25,$	$\Delta n = 1$
$\alpha$ der Anfangsverteilung	:	$-0.5 \leq \alpha \leq 0.5,$	$\Delta \alpha = 0.05$

Im Gegensatz zu  $^{40}\text{Ca}$  hat für die beiden Lithiumisotope die Wahl des Skalierungsparameters  $N$  keinen signifikanten Einfluß auf die Werte und den Verlauf von  $\chi^2$  in Abhängigkeit von  $n$  und  $\alpha$ . Da bei leichten antiprotonischen Atomen (O, N, F) mit  $N = 2$  gute Ergebnisse erzielt wurden [ROH86], wird für die weitere Analyse  $N = 2$  gewählt.

Der Parameter  $\alpha$  wird nun für alle  $n$  in Schritten von 0.01 um denjenigen Wert variiert, welcher für das jeweilige  $n$  den Ausdruck (3.14) minimal werden läßt. Das absolute Minimum in  $\chi^2$  ergibt sich

- o im Falle von  $^6\text{Li}$  für  $n = 19$ ,  $\alpha = -0.02$ ,
- o im Falle von  $^7\text{Li}$  für  $n = 19$ ,  $\alpha = -0.04$ .

Diese Werte von  $n$  und  $\alpha$  werden nun festgehalten und die Eingabewerte für die obere Breite in Schritten von 0.001 eV variiert. Das Minimum in  $\chi^2$  ergibt sich

- o im Falle von  $^6\text{Li}$  für  $\Gamma(3d, \text{input}) = 0.135$  eV,
- o im Falle von  $^7\text{Li}$  für  $\Gamma(3d, \text{input}) = 0.128$  eV.

Wie schon bei der Kaskadenanalyse für  $^{40}\text{Ca}$  festgestellt, zeigt ein Wiederholen der Berechnungen mit diesen Eingabewerten für die oberen Breiten keine Änderung der Lage der absoluten Minima von  $\chi^2$ .

Abbildung 34 zeigt für die beiden Lithiumisotope den Verlauf von  $\chi^2$  für  $n = 19$  in Abhängigkeit von  $\alpha$ , Abbildung 35 den Verlauf von  $\chi^2$  in in Abhängigkeit vom Startniveau  $n$ , wobei für jedes  $n$  dasjenige  $\alpha$  gewählt ist, welches für dieses  $n$   $\chi^2$  minimal werden läßt.

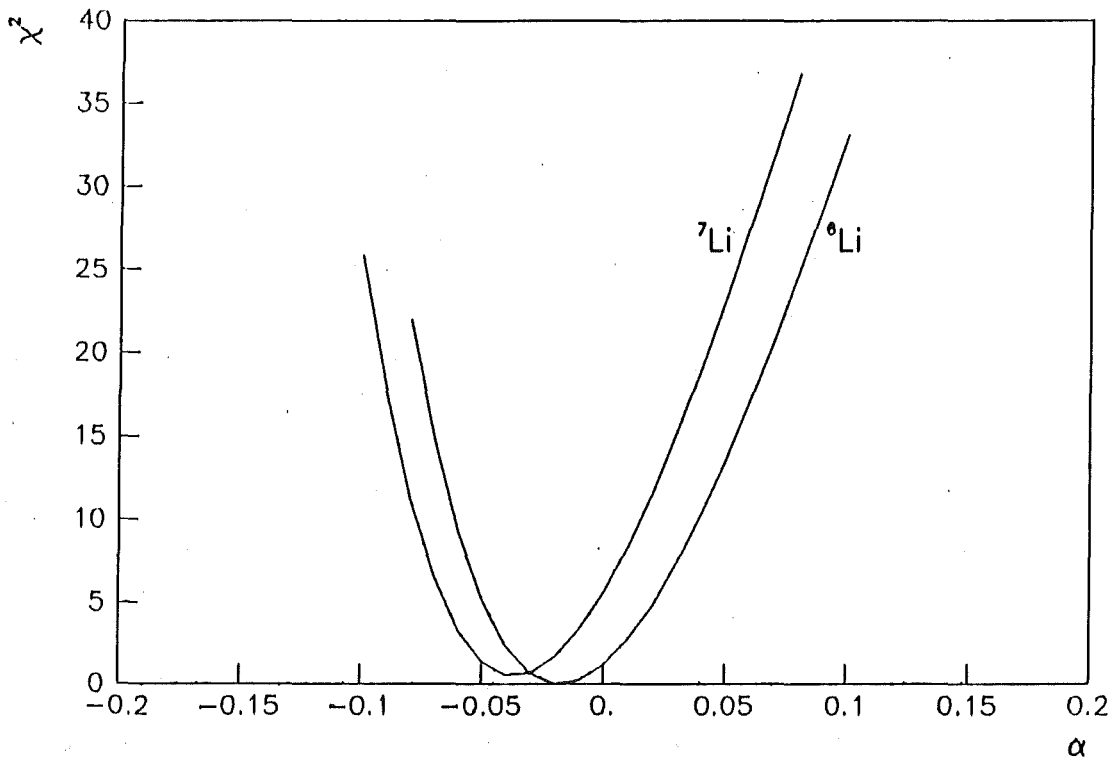


Abbildung 34. Verlauf von  $\chi^2$  für  $n=19$  als Funktion von  $\alpha$

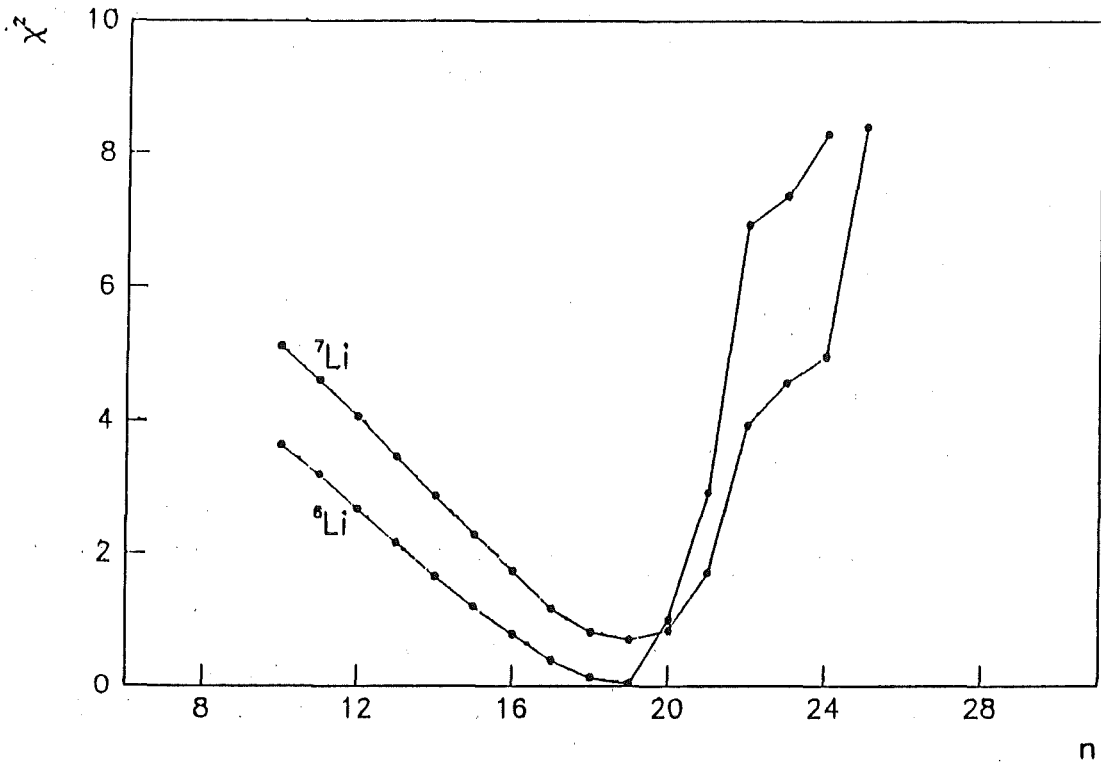


Abbildung 35. Verlauf von  $\chi^2$  als Funktion von  $n$ .

## Resultate der Anpassung

Die beste Anpassung der Kaskade in den beiden Lithiumisotopen ergibt sich für folgende Parameterwerte:

- o im Falle von  ${}^6\text{Li}$ :

$$N = 2, n = 19, \alpha = -0.02, \Gamma(3d, \text{input}) = 0.135 \text{ eV},$$

wobei  $\chi^2 = 0.04$ .

- o im Falle von  ${}^7\text{Li}$ :

$$N = 2, n = 19, \alpha = -0.04, \Gamma(3d, \text{input}) = 0.128 \text{ eV},$$

wobei  $\chi^2 = 0.69$ .

In Tabelle 32 sind gemessene und berechnete Intensitäten gegenübergestellt, in Tabelle 31 die in die Berechnung der 3d-Breiten eingehenden unkorrigierten und korrigierten Größen. Die korrigierten Werte der 3d-Breiten ergeben sich analog zu Gleichung (3.15).

Die angegebenen Fehler der 3d-Breiten setzen sich durch quadratische Addition zusammen aus den experimentellen Fehlern und den Fehlern der Anpassungsprozedur. Diese werden wie in Kapitel 3.4.7 beschrieben ermittelt. Sie sind im Falle der Lithiumisotope vernachlässigbar.

Der Einfluß des Skalierungsparameters  $N$  auf die Werte der 3d-Breiten wird durch Wiederholen der Berechnungen für  $N = 0$  und  $N = 3$  bestimmt. Er beträgt weniger als 0.01 %.

Isotop		experimentelle Werte	korrigierte Werte
${}^6\text{Li}$	P (%)	$134.7 \pm 4.9$	143.8
	I (%)	$9.0 \pm 1.0$	9.0
	$\Gamma(3d)$ (eV)	$0.126 \pm 0.016$	$0.135 \pm 0.016$
${}^7\text{Li}$	P (%)	$136.8 \pm 5.2$	145.4
	I (%)	$9.1 \pm 0.8$	9.2
	$\Gamma(3d)$ (eV)	$0.121 \pm 0.013$	$0.129 \pm 0.013$

Tabelle 31. Breiten der 3d-Niveaus

Isotop	Über- gang	Energie (keV)	gemessene Intens. (%)	berechnete Intens. (%)	Verhältnis
<sup>6</sup> Li	7-3	17.502	2.95 ± 0.15	2.98	1.01
	6-3	16.082	8.37 ± 0.48	8.45	1.01
	5-3	13.726	23.40 ± 1.13	23.71	1.01
	4-3	9.388	100.00 ± 4.75	100.00	1.00
	3-2	26.874	8.97 ± 0.99	8.97	1.00
<sup>7</sup> Li	7-3	17.868	3.54 ± 0.16	3.29	0.93
	6-3	16.418	8.83 ± 0.46	9.09	1.03
	5-3	14.013	24.40 ± 1.25	24.58	1.01
	4-3	9.585	100.00 ± 5.05	100.00	1.00
	3-2	27.438	9.14 ± 0.82	9.22	1.01

Tabelle 32. Gemessene und berechnete Intensitäten

Spalte 5 : Bestwerte der Kaskadenanpassung

Spalte 6 : Verhältnis der berechneten zu den gemessenen  
Intensitäten

## KAPITEL 4. ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefaßt und mit den Resultaten früherer Messungen sowie theoretischen Berechnungen verglichen.

Die Werte für die Verschiebung  $\varepsilon$  und Absorptionsbreite  $\Gamma$  der letzten beobachtbaren Niveaus von  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{Ca}$  ergeben sich durch Bildung der mit den statistischen Fehlern gewichteten Mittelwerte der Einzelergebnisse. Sie sind in Tabelle 33 aufgeführt. Die angegebenen Fehler enthalten die Beiträge der statistischen und der systematischen Fehler (s. Tabelle 18 und Tabelle 29). Weiterhin sind die Werte der Absorptionsbreiten der oberen Niveaus und deren Fehler angegeben.

Ebenfalls in Tabelle 33 zusammengefaßt sind die Ergebnisse theoretischer Berechnungen sowie im Falle der Lithiumisotope die Resultate früherer Messungen. Zu den Werten aus [GUI84] ist folgendes zu sagen. Die dort verwendeten Werte für die Strahlungsbreiten des 3d-2p Überganges sind um etwa 35 % zu klein [KOC86], sodaß die Absorptionsbreiten nach Gleichung (1.22) ebenfalls zu klein werden. Die in Tabelle 33 angegebenen Werte für die 3d-Breiten ergeben sich bei Berücksichtigung der korrekten Strahlungsbreiten.

Die Ergebnisse für  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$  stimmen innerhalb der Fehler gut mit denen von Guigas et al. [GUI84] überein, obwohl die 2p-Breiten deutlich größer, die 3d-Breiten insbesondere im Falle von  ${}^7\text{Li}$  deutlich kleiner sind. Infolge der in [ROB77] angegebenen großen Fehler ist auch die Übereinstimmung mit diesen Werten gut, mit Ausnahme des Wertes der 2p-Breite in  ${}^7\text{Li}$ , welcher um zwei Standardabweichungen abweicht. Trotz der großen systematischen Fehler sind die Ergebnisse für die Lithiumisotope einen Faktor 2 bis 3 besser als die der vorhergehenden Messungen, bei um zwei Größenordnungen kürzeren Meßzeiten. Innerhalb dieser Genauigkeit ist kein Isotopieeffekt zu beobachten.

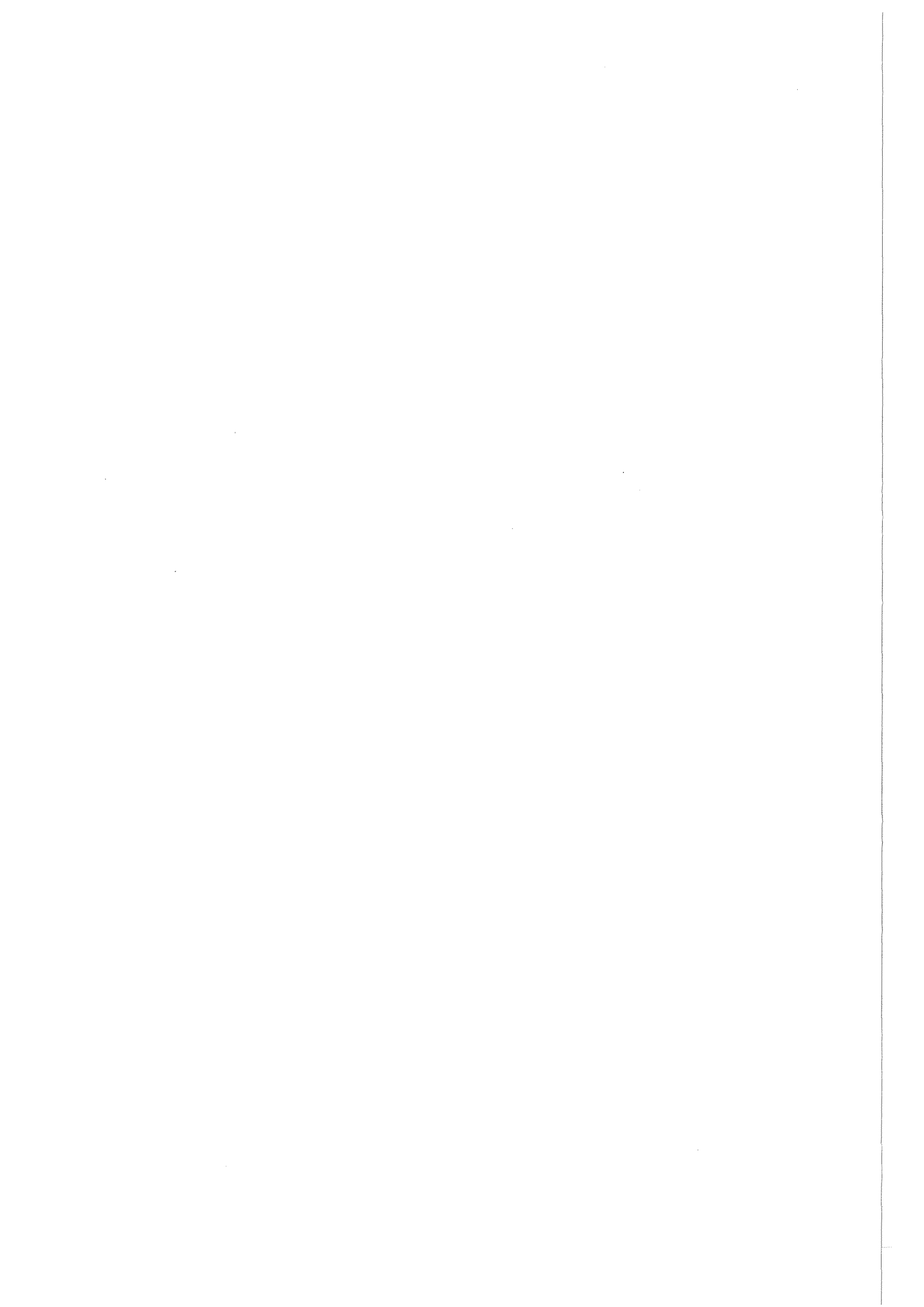
Die einzigen mikroskopischen Berechnungen für die Lithiumisotope wurden von Dumbrajs et al. [DUM86] durchgeführt. Sie berechneten die Verschiebungen und Absorptionsbreiten der beiden 2p-Feinstruktur-niveaus ( $j = 3/2$  bzw.  $j = 1/2$ ) unter Vernachlässigung des LS-Termes und des Tensortermes der starken Wechselwirkung. Sie erhalten für den  $j = 1/2$  Zustand um etwa 30 eV größere Verschiebungen und Breiten als für den  $j = 3/2$  Zustand. Die Mittelwerte sind in Tabelle 33 angegeben. Sie sind nahezu konsistent mit den experimentellen Werten, insbesondere ergibt sich aus den theoretischen Berechnungen ebenfalls kein Isotopieeffekt. Auf der Basis ihres einfachen Modells (s. Kapitel 1.2.2) berechneten Kaufmann und Pilkuhn [KAU86] ebenfalls die Absorptionsbreiten der 2p- und der 3d-Niveaus. Die Übereinstimmung der Werte für die 2p-Breiten ist hervorragend, die Werte für die 3d-Breiten weichen jedoch deutlich von den experimentellen Werten ab.



${}^6\text{Li}$				
	Referenz	$-\varepsilon(2p)$	$\Gamma(2p)$	$\Gamma(3d)$
Exp.	diese Messung	$215 \pm 25$	$660 \pm 170$	$0.135 \pm 0.016$
	ROB77	$70 \pm 170$	$340 \pm 310$	$0.34 \pm 1.45$
	GUI84	$230 \pm 72$	$443 \pm 210$	$0.18 \pm 0.07^1$
Theorie	DUM86	205	536	0.23
	KAU86		647	
${}^7\text{Li}$				
	Referenz	$-\varepsilon(2p)$	$\Gamma(2p)$	$\Gamma(3d)$
Exp.	diese Messung	$265 \pm 20$	$690 \pm 170$	$0.129 \pm 0.013$
	ROB77	$268 \pm 81$	$180 \pm 140$	$0.27 \pm 0.18$
	GUI84	$336 \pm 60$	$456 \pm 190$	$0.28 \pm 0.09^1$
Theorie	DUM86	203	569	0.31
	KAU86		766	
${}^4\text{Ca}$				
	Referenz	$-\varepsilon(4f)$	$\Gamma(4f)$	$\Gamma(5g)$
Exp.	diese Messung	$1060 \pm 130$	$3670 \pm 600$	$34.9 \pm 3.3$
Theorie	GRE83	1150	5380	54.8
		1000	5000	46.8
		1440	3520	31.4
Tabelle 33. Zusammenfassung der Ergebnisse Alle Werte in eV. <sup>1</sup> s. Text				

Der Effekt der starken Wechselwirkung im antiprotonischen  ${}^4\text{Ca}$  wurde erstmals gemessen. Für dieses Isotop existieren theoretische Vorhersagen von Green et al. [GRE83]. In Tabelle 33 sind unter dieser Referenz drei Sätze von Werten angegeben, da die Autoren Rechnungen für zwei verschiedene Parametrisierungen der Kerndichteverteilung von  ${}^4\text{Ca}$  bzw. für zwei verschiedene theoretische Ansätze für das optische Potential durchführten. In sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen sind die Werte in der letzten Zeile, während die anderen beiden Wertesätze deutlich zu große Absorptionsbreiten liefern, die Verschiebung jedoch besser reproduzieren.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß insgesamt eine befriedigende Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen besteht. Wünschenswert sind theoretische Aussagen über FS- bzw. HFS-Effekte der starken Wechselwirkung in den drei untersuchten Isotopen, um zu klären, ob eine Vernachlässigung dieser Effekte gerechtfertigt ist.



## ANHANG A. NUMERISCHE ANPASSUNG DER SPEKTREN

Zur Auswertung der Spektren wurde ein interaktives Fitprogramm auf einem Kleinrechner CADMUS 9200 (Firma PCS, München) installiert. Dieses Programm wurde in den Jahren 1983/84 von Th. Köhler und D. Rohmann am CERN geschrieben und läuft dort auf einer LSI bzw. PDP (Firma DEC). Das Programm FIT [FIT86] ermöglicht es, Startwerte für die Linienparameter sowohl über Tastatur als auch graphisch mit Hilfe des Cursors einzugeben und diese mit einem iterativen Verfahren zu verbessern. Die optische Kontrolle der Güte der Anpassung durch graphische Darstellung des Spektrums zusammen mit der angepaßten Funktion auf dem Bildschirm erleichtert die Auswertung stark. Im folgenden soll die analytische Funktion beschrieben werden, die zur numerischen Anpassung der Spektren verwendet wird. Eine Beschreibung des Iterationsverfahrens findet man in [GUI81].

Das einlaufende monoenergetische Photon wechselwirkt mittels Photoeffekt, Comptoneffekt und, sofern seine Energie genügend groß ist ( $E > 1.022 \text{ MeV}$ ), auch mittels Paarbildung mit dem Detektormaterial. Bei diesen Prozessen wird die gesamte oder ein Teil der Energie des Photons auf Sekundärteilchen übertragen, welche diese durch Gitteranregungen und durch Ionisation, d.h. durch atomare Anregungen und im Falle eines Halbleiterdetektors auch durch Bildung von Elektron-Loch-Paaren, wieder verlieren. Wird die gesamte Energie eines Photons im Detektor absorbiert, so resultiert daraus im Spektrum der sogenannte Photopeak. Prozesse, bei denen nur ein Bruchteil der Energie absorbiert wird, führen zu Escape-Linien bzw. zum Compton-Kontinuum [KNO79]. Im folgenden soll nur der Photopeak weiter betrachtet werden.

Während im Falle eines Szintillationsdetektors die Ausbeute an Licht ein Maß für die Energie  $E$  des Photons ist, so ist es im Falle eines Halbleiterdetektors die Anzahl  $N$  der erzeugten Elektron-Loch-Paare,

$$N = \frac{E}{\epsilon} , \quad \Delta N = \sqrt{N} \propto \sqrt{E} \quad (\text{A.1})$$

wobei  $\epsilon$  die für die Bildung eines Elektron-Loch-Paares aufzuwendende Energie ist (für Ge gilt:  $\epsilon = 2.96 \text{ eV}$ ). Diese Energie  $\epsilon$  ist unabhängig von der Energie  $E$  des Photons. Die Anzahl  $N$  ist Schwankungen unterworfen, herrührend von den statistischen Fluktuationen in der Aufteilung der Energie  $E$  zwischen Ionisationsprozessen und Gitteranregungen. Dies äußert sich in einer endlichen Breite der im Spektrum auftretenden Linien. Zu dieser rein statistischen und wegen konstantem  $\epsilon$  für alle Ge-Halbleiterdetektoren bei gleicher Energie gleichen Breite kommen noch weitere Beiträge, die hervorgerufen werden durch Instabilitäten der Verstärkerelektronik, elektronisches Rauschen und unvollständiger Sammlung der gebildeten Elektron-Loch-Paare.

Da die Anzahl  $N$  der gebildeten Ladungspaare eine große Zahl und der Beitrag zur Breite der Linien überwiegend statistischer Natur ist, läßt sich als Antwort des Detektors (Green'sche Funktion) auf ein monoenergetisches Photon eine normierte Gaußfunktion angeben:

$$G(x) = \frac{1}{b_g \sqrt{\pi}} e^{-x^2/b_g^2} \quad ; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} G(x) dx = 1 \quad (\text{A.2})$$

Eine Spektrallinie mit vernachlässigbarer natürlicher Linienbreite läßt sich als Delta-Funktion darstellen:

$$f_g(x) = n\delta(x-x_g) \quad (\text{A.3})$$

Die Verschmierung der Linie infolge der endlichen Auflösung erhält man durch Faltung der normierten Gaußfunktion mit dieser Delta-Funktion:

$$F_g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x') f_g(x-x') dx' = c_g e^{-(x-x_g)^2/b_g^2} \quad (\text{A.4})$$

Eine Spektrallinie mit nicht vernachlässigbarer natürlicher Linienbreite hat die Form einer Lorentzverteilung:

$$f_l(x) = c_l \frac{b_l^2}{(x-x_l)^2+b_l^2} \quad (\text{A.5})$$

Verschmierung durch den Detektor liefert:

$$F_v(x) = \frac{c_l}{b_g \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{b_l^2}{(x-x'-x_l)^2+b_l^2} e^{-x'^2/b_g^2} dx' \quad (\text{A.6})$$

Diese Verteilung heißt Voigtverteilung. Substitution liefert:

$$a = \frac{b_l}{b_g}, \quad v = \frac{x-x_l}{b_g}, \quad \xi = \frac{x'}{b_g};$$

$$F_v(x) = \frac{a^2 c_l}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi^2} \frac{d\xi}{(v-\xi)^2+a^2} \quad (\text{A.7})$$

Das Problem besteht also in der numerischen Berechnung des Integrals

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi^2} \frac{d\xi}{(v-\xi)^2+a^2} \quad (\text{A.8})$$

Eine Methode dafür findet man in [BAT76]. Es gilt:

$$I(x) = \frac{\pi}{a} \operatorname{Re} \omega(v+ia) \quad (\text{A.9})$$

$\omega(z)$  ist die komplexe Fehlerfunktion:

$$\omega(z) = e^{-z^2} \left( 1 - \frac{2}{\pi} \int_0^{-iz} e^{-t^2} dt \right), \quad z = v + ia \quad (\text{A.10})$$

Bei der iterativen Anpassung der Linienparameter werden auch die ersten Ableitungen nach diesen Parametern benötigt. Dies ist besonders einfach im Falle der komplexen Fehlerfunktion, da diese mit ihren partiellen Ableitungen verknüpft ist gemäß

$$\operatorname{Re} \frac{\partial \omega(z)}{\partial a} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} + 2v \operatorname{Im} \omega(z) + 2a \operatorname{Re} \omega(z) \quad (\text{A.11})$$

$$\operatorname{Re} \frac{\partial \omega(z)}{\partial v} = -2v \operatorname{Re} \omega(z) + 2a \operatorname{Im} \omega(z)$$

Der Untergrund in einem bestimmten Intervall des Spektrums wird in guter Näherung durch ein Polynom vom Grade L in der Kanalzahl beschrieben:

$$U(x) = \sum_{i=0}^L a_i x^i \quad (\text{A.12})$$

Der analytische Ausdruck für die Beschreibung eines Spektrums in einem bestimmten Bereich mit M gaußförmigen und N voigtförmigen Linien lautet also:

$$F(x; a_i) = U(x) + \sum_{i=1}^M F_g^i(x) + \sum_{j=1}^N F_v^j(x) \quad (\text{A.13})$$

Diese Funktion wird nach der Methode der kleinsten Quadrate an das gemessene Spektrum, repräsentiert durch Wertepaare  $(x, y)$ , angepaßt. Man bestimmt das Minimum der Funktion

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^m \frac{(y_k - F(x_k))^2}{\Delta y_k} = \sum_{k=1}^m \frac{(y_k - F(x_k))^2}{y_k} \quad (\text{A.13})$$

bezüglich der Parameter  $a$ . Die Größe  $\chi^2$  ist ein Maß für die Güte der Anpassung.

Das iterative Lösungsverfahren für dieses Problem ist in [GUI81] ausführlich beschrieben.

Die Form des Photopeaks ist in den meisten Fällen nicht ideal gaußförmig, sondern weist nieder- und/oder hochenergetische Füße auf. Der niederenergetische Fuß rührt her von unvollständiger Ladungssammlung im Detektor und Sekundärelektronenverlust, der hochenergetische Fuß von Pile-up-Effekten infolge hoher Zählraten [MNE75]. Auch die Asymmetrie des Photopeaks infolge Schwanken des Spektrumsnullpunkts durch Belastung des Detektors mit geladenen Teilchen und dadurch hervorgerufenem Hin- und Herschieben der Linienposition um einen Mittelwert kann durch nieder- und/oder hochenergetische Füße berücksichtigt werden (s. Kapitel 2.3). Eine Beschreibung erfolgt durch [ROU69]:

$$F_t(x) = \begin{cases} F_g(x) \cdot e^{-(t_l - (x - x_g)/b_g)^2} & \text{für } x < x_g + l \\ F_g(x) & \text{für } x_g + l \leq x \leq x_g + h \\ F_g(x) \cdot e^{-(t_h - (x - x_g)/b_g)^2} & \text{für } x > x_g + h \end{cases}$$

wobei  $l = t_l b_g < 0$  und  $h = t_h b_g > 0$ . (A.14)

$h$  und  $l$  sind die Abstände (in Kanälen) von der Position der Gaußlinie, ab denen die Füße berücksichtigt werden sollen. Die Multiplikation mit der Exponentialfunktion bewirkt ein "Hochziehen" der Linie gegenüber einem rein gaußförmigen Verlauf. Die Funktionen sind stetig differenzierbar aneinandergesetzt.

## ANHANG B. BESTIMMUNG DER EXTINKTIONSKOEFFIZIENTEN

Die für die Targetkorrekturrechnungen erforderlichen Extinktionskoeffizienten von Lithium, Calcium und Mylar werden aus [HUB82] entnommen und wie in [HAJ74] als Polynom in  $\ln(E/\text{keV})$  auf einer doppeltlogarithmischen Skala gefittet.

$$\ln\left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}\right) = \sum_{i=0}^N a_i \left[\ln\left(\frac{E}{\text{keV}}\right)\right]^i \quad (\text{B.1})$$

Ein Polynom vom Grade  $N = 7$  erweist sich als ausreichend. In Abbildung 36 ist als Beispiel der Verlauf der Extinktionskoeffizienten von Mylar und Calcium dargestellt.

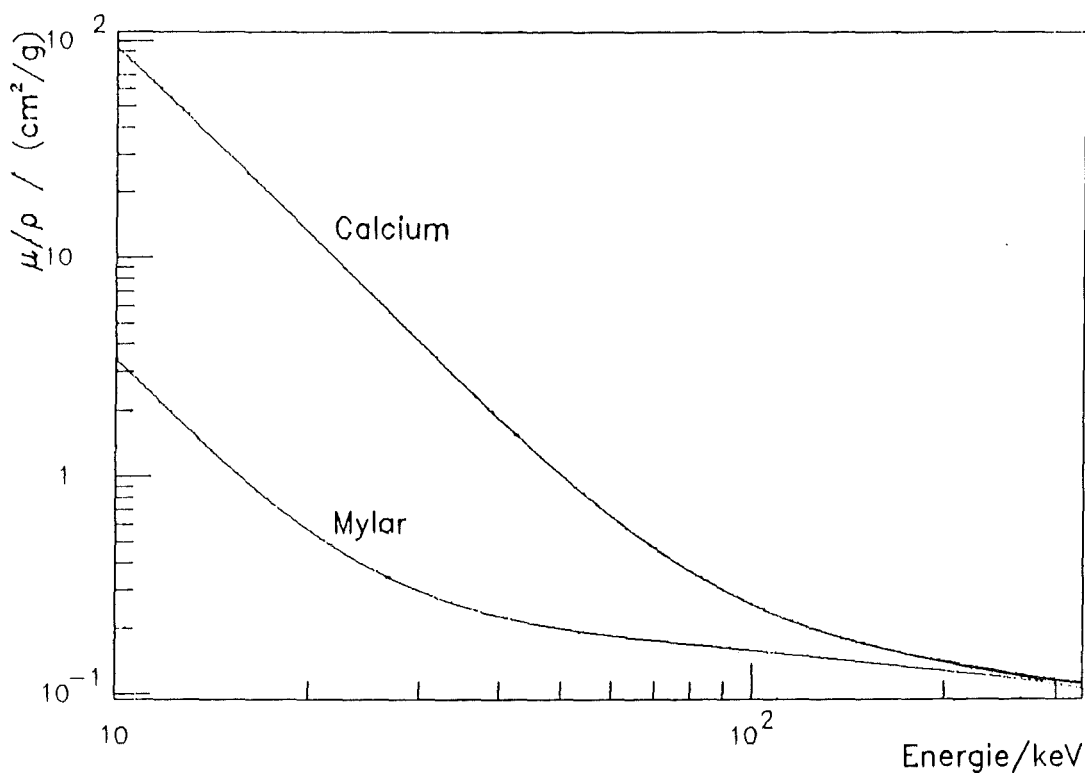
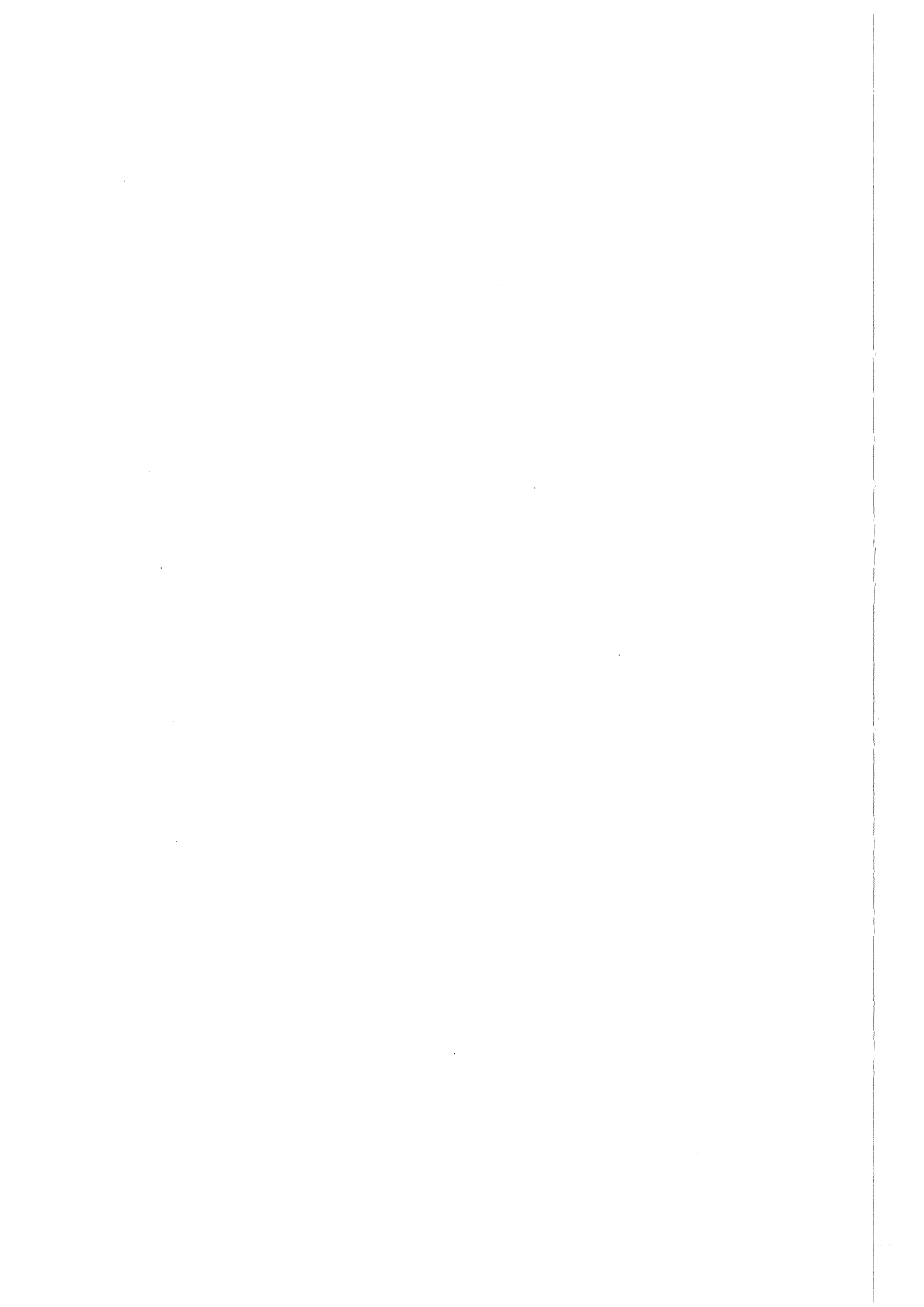


Abbildung 36. Extinktionskoeffizient von Mylar und Calcium





## LITERATURVERZEICHNIS

- ADI80 L.Adiels et al.,  
Study of X-ray and  $\gamma$ -ray spectra from antiprotonic atoms at the  
slowly extracted antiproton beam at LEAR,  
CERN PSCC 80-104 (1980)
- AHR76 J.Ahrens, H.Gimm, A.Zieger und B.Ziegler,  
Nuovo Cimento 32A (1976) 364
- BAC70 G.Backenstoss et al.,  
Phys. Lett. 33B (1970) 230
- BAC75 G.Backenstoss et al.,  
Z. Phys. A273 (1975) 137
- BAM70 A.Bamberger et al.,  
Phys. Lett. 33B (1970) 233
- BAT76 C.J.Batty, S.D.Hoath und B.L.Roberts,  
NIM 137 (1976) 179
- BAT80 C.J.Batty, Exotic Atoms - A Review,  
Rutherford Preprint RL-80-094 (1980)
- BAT81 C.J.Batty,  
Nucl. Phys. A372 (1981) 433
- BOR54 A.H. de Borde,  
Proc. Phys. Soc. A67 (1954) 57
- BOR82 E.F.Borie und G.A.Rinker,  
Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 67
- BOR83 E.F.Borie,  
Phys. Rev. A28 (1983) 555
- BOR85 E.F.Borie und B.Jödicke,  
Programm PBAR, unveröffentlichter Bericht (1985)
- BRY64 R.A.Bryan und B.L.Scott,  
Phys. Rev. B135 (1964) 434
- BRY68 R.A.Bryan und R.J.N.Phillips,  
Nucl. Phys. B5 (1968) 201
- BUC79 W.W.Buck, C.B.Dover und J.M.Richard,  
Annals of Physics 121 (1979) 47

- BUN74 R.L.Bunting und J.J.Kraushaar,  
NIM 118 (1974) 565
- BUR53 G.R.Burbidge und A.H. de Borde,  
Phys. Rev. 89 (1953) 189
- CAH82 M.Cahay, J.Cugnon, P.Jasselette und J.Vandermeulen,  
Phys. Lett. B115 (1982) 7
- CAH83 M.Cahay, J.Cugnon und J.Vandermeulen,  
Nucl. Phys. A393 (1983) 237
- CAM52 M.Camac et al.,  
Phys. Rev. 88 (1952) 134
- CAM72 J.L.Campbell und L.A.McNelles,  
NIM 98 (1972) 433
- CAM74 J.L.Campbell und L.A.McNelles,  
NIM 117 (1974) 519
- CAS86 J.Hüfner, H.P.Povel, L.Tauscher und D.Rohmann,  
Programm CASCAD, unveröffentlicht (1986)
- CLO82 M.R.Clover, R.M. de Vries, N.J.DiGiacomo und Y.Yariv,  
Phys. Rev. D26 (1982) 2138
- COT73 W.N.Cottingham et al.,  
Phys. Rev. D8 (1973) 800
- COT82 J.Côté et al.,  
Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1319
- DOV80 C.B.Dover und J.M.Richard,  
Phys. Rev. C21 (1980) 1466
- DUM86 O.Dumbrajs et al.,  
Nucl. Phys. A457 (1986) 491
- EBE78 P.Ebersold et al.,  
Nucl. Phys. A296 (1978) 493
- EIS61 Y.Eisenberg und D.Kessler,  
Nuovo Cimento 19 (1961) 1195 und  
Phys. Rev. 123 (1961) 1472
- ERI72 T.E.O.Ericson und J.Hüfner,  
Nucl. Phys. B47 (1972) 205
- FIT53 V.L.Fitch und J.Rainwater,  
Phys. Rev. 92 (1953) 789

- FIT86 D.Rohmann und Th.Köhler, Computer Code FIT,  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-4184  
(wird veröffentlicht)
- FOR73 G.Forcinal,  
NIM 107 (1973) 125
- FRI63 Z.Fried und A.D.Martin,  
Nuovo Cimento 29 (1963) 574
- FUL76 G.H.Fuller,  
J. Phys. Chem. Ref. Data 5 (1976) 835
- GAS84 U.Gastaldi und R.Klapisch (Hrsg.),  
Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, Proc. of the  
2nd LEAR-Workshop, Erice, Italien, 1982,  
Plenum Press, New York - London (1984)
- GAS85 U.Gastaldi, R.Klapisch, J.M.Richard und J.Tran Thanh Van  
(Hrsg.),  
Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era, Proc. of the  
3rd LEAR-Workshop, Tignes, Frankreich, 1985,  
Editions frontieres, Gif sur Yvette (1985)
- GRE82 A.M.Green und S.Wycech,  
Nucl. Phys. A377 (1982) 441
- GRE83 A.M.Green, W.Stepien-Rudzka und S.Wycech,  
Nucl. Phys. A399 (1983) 307
- GUI81 R.Guigas, Dissertation,  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-3208 (1981)
- GUI84 R.Guigas et al.,  
Phys. Lett. 137B (1984) 323
- HAI74 F.Hajnal und C.Klusek,  
NIM 122 (1974) 559
- HUB82 J.H.Hubbel,  
Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33 (1982) 1269
- HUF66 J.Hüfner,  
Z. Phys. 195 (1966) 365
- JAG74 C.W. de Jager, H. de Vries und C. de Vries,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 479
- JÖD85 B.Jödicke, Diplomarbeit,  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-3933 (1985)
- JÖD85a B.Jödicke, private Mitteilung (1985)

- KAN86 W.Kanert, Dissertation,  
Technische Universität München (1986)
- KAU76 W.B.Kaufmann und H.Pilkuhn,  
Phys. Lett. 62B (1976) 165
- KAU77 W.B.Kaufmann,  
Am. J. Phys. 45 (1977) 735
- KAU86 W.B.Kaufmann und H.Pilkuhn,  
Phys. Lett. 166B (1986) 279
- KN079 G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement,  
John Wiley & Sons, New York (1979)
- KOC69 H.Koch et al.,  
Phys. Lett. 29B (1969) 140
- KOC76 H.Koch, Muonic and Hadronic Atoms,  
in Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies,  
J.Warren (Hrsg.), Plenum Press, New York - London (1976)
- KOC80 J.Koch und F.Scheck,  
Nucl. Phys. A340 (1980) 221
- KOC86 H.Koch, private Mitteilung (1986)
- KÖH86 Th.Köhler et al.,  
Phys. Lett. 176B (1986) 327
- KRA79 M.O.Krause,  
J. Phys. Chem. Ref. Data 8 (1979) 307
- KRE86 A.Kreissl, Dissertation,  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-4128 (1986)
- LED78 C.M.Lederer und V.S.Shirley, Table of Isotopes,  
7th edition, John Wiley & Sons, New York (1978)
- MAY79 T.Mayer-Kuckuk, Kernphysik,  
B.G.Teubner, Stuttgart (1979)
- MER70 E.Merzbacher, Quantum Mechanics,  
2nd edition, John Wiley & Sons, New York (1970)
- MNE75 L.A.McNelles und J.L.Campbell,  
NIM 127 (1975) 73
- PER82 D.H.Perkins, Introduction to High Energy Physics,  
Addison-Wesley, Reading (Mass.) (1982)

- PIA85 Beschreibung des Programmes PIATOM,  
in K.Heitlinger, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1985)
- POT79 H.Poth (Hrsg.), Compilation of Data from Hadronic Atoms,  
Physik-Daten Nr. 14-1, Fachinformationszentrum Karlsruhe (1979)
- POT85 H.Poth, Recent Results from Antiprotonic Atoms at LEAR,  
CERN-EP/85-135 (1985)
- RAI84 U.Raich, Dissertation,  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KfK-3712 (1984)
- ROB77 P.Roberson et al.,  
Phys. Rev. C16 (1977) 1945
- ROH86 D.Rohmann et al.,  
CERN-EP/86-96 (1986), wird veröffentlicht in Zeit. Phys. A
- ROH86a D.Rohmann, private Mitteilung (1986)
- ROU69 J.T.Routti und S.G.Prussin,  
NIM 72 (1969) 125
- SCH72 F.Scheck,  
Nucl. Phys. B42 (1972) 573
- SCO74 J.H.Scofield,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 121
- SUZ83 T.Suzuki und H.Narumi,  
Phys. Lett. 125B (1983) 251
- SUZ84 T.Suzuki und H.Narumi,  
Nucl. Phys. A426 (1984) 413
- TAR76 H.Koch, H.Poth und L.Tauscher,  
Programm TARGET, unveröffentlicht (1976)
- WAP77 A.H.Wapstra und K.Bos,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 185
- WES58 D.West,  
Rep. Prog. Phys. 21 (1958) 271
- WIE67 C.E.Wiegand und D.A.Mack,  
Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 685