

***Untersuchungen zum
Photon-Detektionssystem des
ATRAP-Experimentes***

Thomas Götz

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3942
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-3942

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-52 20 · Telefax: 02461/61-61 03 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Untersuchungen zum Bismut-Germanat-Detektor des ATRAP-Experimentes

Das ATRAP¹-Experiment hat zum Ziel, das einfachste Element der Anti-Materie - den Antiwasserstoff $\bar{\text{H}}^0$ - in einer Falle einzufangen und mit hoher Präzision zu spektroskopieren. Thema dieser Arbeit sind Untersuchungen und Optimierungen des in der ersten Phase des ATRAP-Experimentes eingesetzten Photonen-Detektors, hergestellt aus dem Szintillator Bismut-Germanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, kurz BGO), sowie vorbereitende Monte-Carlo-Simulationen zur Konstruktion eines Photon-Detektors der Phase II des ATRAP-Experimentes.

Die BGO-Komponente des ATRAP-Detektors weist Photonen aus Annihilationen von Positronen nach, deren Anzahl Rückschlüsse auf die Menge hergestellter Antiwasserstoff-Atome zulässt. Es wurden grundlegende Eigenschaften dieser Detektormodule, wie die Energieauflösung und die Detektions-Effizienz für die aus Positron-Annihilation entstehenden 511 keV Photonen, untersucht, sowie die Temperaturabhängigkeit der Lichtemission betrachtet. Desweiteren wurde das BGO-Detektorsystem für die erste Phase des ATRAP-Detektors getestet und kalibriert.

Studies on the Bismuth-Germanate-detector of the ATRAP-experiment

Goal of the ATRAP-experiment is to capture the simplest atom of antimatter, the Anti-Hydrogen-Atom $\bar{\text{H}}^0$, in a trap in order to perform high precision spectroscopy. The topics of this work are studies on the photon-detector used in the first phase of ATRAP, which consists of the scintillator Bismuth-Germanate ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO) and Monte-Carlo-simulations to optimize the design of the BGO-detector for phase II of ATRAP.

The BGO-component is supposed to detect positron annihilation photons, which indicate the amount of produced Anti-Hydrogen-Atoms. Basic properties of this detector moduls have been studied (like energy resolution, efficiencies and the temperature dependence of the light emission). Furthermore the improved BGO-detector-system for phase I of ATRAP has been tested and calibrated.

¹engl.: Antihydrogen **Trap** - Antiwasserstoff Falle

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das ATRAP-Experiment	3
2.1	Erzeugung von Antiwasserstoff	3
2.1.1	Einfangen und Kühlen von Antiprotonen	3
2.2	Spektroskopie von Antiwasserstoff	6
2.3	Konzept des ATRAP-Detektors	8
2.4	Detektionssystem an ATRAP-I	8
2.5	Detektionssystem an ATRAP-II	11
3	Untersuchungen des ATRAP-I BGO-Detektors	13
3.1	Szintillatoren und Szintillationsprozesse	13
3.2	Der Szintillationskristall Bismut-Germanat	14
3.2.1	Der Szintillationsprozess im BGO	14
3.2.2	Temperatur-Abhängigkeit des Szintillationsprozesses	15
3.3	Energieauflösung und Detektionseffizienz	17
3.3.1	Experimenteller Aufbau	18
3.3.2	Messung der Energieauflösung des BGO-Kristalls	19
3.3.3	Lichtankopplung	21
3.3.4	Optimierung der Oberflächenbehandlung des BGO	22
3.3.5	Messung der Energieauflösung des LSO-Kristalls	24
3.3.6	Bestimmung der Detektionseffizienz für LSO und BGO	26
3.4	Temperaturabhängigkeit des BGO	27
3.4.1	Experimentelle Umsetzung	27
3.4.2	Ergebnisse	29
4	Kalibration des BGO-Detektors	33
4.1	Bestimmung der Photomultiplier Spannungen	33
4.2	Winkelabhängigkeit der Spektren	35
4.3	Umsetzung verschiedener Triggerbedingungen	36
4.4	Detektion der 1275 keV Photonen	38
4.5	Abhängigkeit der Spektren von der Gate-Länge	39
4.6	Eichung der verwendeten ^{22}Na -Quelle	42
4.6.1	Bestätigungsmessung zur Bestimmung der Quellenaktivität	44
4.7	Berechnung der Detektionseffizienz des BGO-Detektors	45

5	Monte-Carlo-Simulationen für ATRAP II	47
6	Zusammenfassung	57
	Literaturverzeichnis	59

Kapitel 1

Einleitung

Eine der fundamentalen Fragestellungen der Physik ist die Invarianz physikalischer Gesetze unter bestimmten Symmetrie-Transformationen. Grundlegende Transformationen, für die man eine Invarianz der Naturgesetze annahm sind die Ladungsumkehr (Charge Conjugation), Raumspiegelung (Parity) und Zeitumkehr (Time Reversal). In früheren Experimenten gelang es bereits, physikalische Prozesse nachzuweisen, die zwischen links- und rechtshändig unterscheiden und somit nicht invariant unter der Paritätstransformation sind. Weiterhin stellte man fest, dass die Natur ebenfalls nicht invariant unter der Kombination der Paritäts- und Ladungsumkehrtransformation ist. Für die Kombination der drei Transformationen, die CPT-Transformation geht das Standardmodell der Physik von einer Invarianz der Naturgesetze aus. Die Untersuchung der CPT-Invarianz wurde an unterschiedlichen Systemen unter Bestätigung der Invarianz mit hoher Präzision vorgenommen. Das ATRAP-Experiment hat zum Ziel, mit Hilfe vergleichender Atom-Spektroskopie zwischen Wasserstoff und Anti-Wasserstoff die Frage nach der CPT-Invarianz zu untersuchen. Antiwasserstoff ist dabei ein ideales System für derartige Studien, da atomspektroskopische Vermessungen mit hoher Präzision durchgeführt werden können. Eine Falsifizierung des CPT-Theorems hätte gravierende Auswirkungen auf das derzeitige Verständnis der Physik. Eine, wenn auch schwache Verletzung des CPT-Theorems könnte auch letztendlich ein Ansatzpunkt für die Erklärung der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie in unserem Universum sein. Darüber hinaus werden kalte Antiwasserstoff-Atome möglicherweise ein völlig neues und konkurrenzloses Feld für Untersuchungen zur Wirkung der Gravitation auf Antimaterie darstellen.

Das Konzept der Antimaterie stammt von dem englischen Physiker Dirac aus dem Jahr 1928 [Dir28] und 1931 [Dir31], das er im Rahmen seiner Arbeit an der relativistischen Erweiterung der damaligen Quantenmechanik aufstellte. Zum einen ließ sich damit der Elektronenspin erklären, zum anderen ergab sich zwingend ein „Antiteilchen“ zum Elektron mit „negativer Energie“. Schon 1932 gelang es Carl David Anderson ein solches Teilchen mit der gleichen Masse des Elektrons, aber mit positiver Ladung anhand von Höhenstrahlexperimenten nachzuweisen [And33], das heute als Positron bekannt ist.

Die Weiterentwicklung von Diracs Ideen war wesentlicher Bestandteil der modernen Quantenfeldtheorie (QFT). Diese sagt vorher, dass jedes elementare Teilchen ein Antiteilchen besitzen muss, das genau die gleiche Masse und Spin, jedoch entgegengesetzte Ladung hat. Im Zuge der intensiven Bemühungen zur Detektion dieser Antiteilchen schafften es schliesslich Emilio Segre, O. Chamberlain et al. [CSWY55] am Bevatron in Berkeley das Antiproton nachzuweisen. Mit dieser Entdeckung standen nun prinzipiell die beiden „Ingredienzen“ für Antiwasserstoff zur Verfügung. Es sollte noch weitere 40 Jahre dauern, bis am CERN¹ die ersten Antiwasserstoff-Atome [B⁺96] detektiert wurden. Diese verließen den Antiprotonenenspeicherring LEAR² jedoch mit etwa 95 % der Lichtgeschwindigkeit, so dass Untersuchungen an diesen Atomen unmöglich waren.

¹Conseil Européenne pour la Recherche Nucleaire - Europäisches Kernforschungszentrum bei Genf

²Low Energy Antiproton Ring - Niederenergie Antiprotonen-(Speicher)Ring

Kapitel 2

Das ATRAP-Experiment

Das ATRAP-Experiment beinhaltet zwei Phasen: In der ersten Phase, „ATRAP-I“, wird ein existierender bereits im Experiment TRAP eingesetzter Magnet verwendet, der die experimentellen Möglichkeiten aufgrund eines Bohrdurchmessers von nur 8 cm stark einschränkt. Der Einbau eines Systems zur Rekonstruktion von Teilchenspuren sowie der Einsatz einer Falle für neutralen Antiwasserstoff ist hierbei nicht möglich. In der ersten Phase werden grundlegende Studien zur Optimierung der Antiwasserstoffproduktion erarbeitet. In der zweiten Phase wird ein neuer Magnet mit einem deutlich größeren Bohrdurchmesser von ca. 50 cm eingesetzt werden. Dieser Aufbau wird das vollständige System, bestehend aus neutraler Falle, Tracking-System und Lasereinkopplung, enthalten.

2.1 Erzeugung von Antiwasserstoff

2.1.1 Einfangen und Kühlen von Antiprotonen

Im ATRAP-Experiment werden in einem ersten Schritt zunächst die beiden Bestandteile des Antiwasserstoffs, Antiprotonen und Positronen, getrennt eingefangen und gekühlt, bevor sie in einem zweiten Schritt zu Antiwasserstoff „rekombinieren“ sollen.

Die Antiprotonen haben anfangs beim Eintritt in den Antiprotonen-Decelerator (AD) einen Impuls von 3.57 GeV/c. Über mehrere Stufen hinweg werden diese auf einen Impuls von 100 MeV/c abgebremst, was einer kinetischen Energie von ca. 5 MeV entspricht. Schließlich werden die Antiprotonen mittels einer schnellen Extraktion zu den Experimenten geleitet, wobei die Zahl extrahierter Antiprotonen bei $1 - 5 \cdot 10^7$ und die Pulsbreite bei ca. 200 ns liegt. Der gesamte Zyklus von Injektion in den AD, Abbremsung und Extraktion dauert ca. 110 s. Die Antiprotonen werden in das 6 Tesla starke Magnetfeld eines supra-leitenden Magneten geleitet und passieren zunächst ein Titan-Fenster (10 μm dick), das vakuumtechnisch den AD-Ring und das Experiment entkoppelt. Für maximale Einfang-Effizienz muss der Antiprotonen-Puls auf die Fallen-Achse justiert werden. Ein ortsabhängiges Signal wird mit Hilfe eines Gas-Detektors gewonnen („parallel plate

avalanche counter“- PPAC). Die Elektroden dieses Detektors bestehen aus einer dünnen Kunststoff-Folie ($6.3 \mu\text{m}$ Mylar), die mit Aluminium bedampft ist (50 nm dick). Die Aluminium-Schicht der Anodenfolie des PPACs ist durch Ätzen in fünf parallele Streifen mit 2 mm Breite und 0.5 mm Abstand strukturiert, wodurch die Position des Antiprotonen-Strahls ermittelt werden kann. Eine zweidimensionale Ortsauflösung wird dadurch erreicht, dass zwei PPACs mit um 90° gedrehter Streifenstruktur unmittelbar nacheinander im Antiprotonen-Strahl positioniert sind.

Zur Optimierung der Einfang-Effizienz kann die Energie der Antiprotonen mit einer 15 mm langen Gas-Zelle eingestellt werden. Diese Zelle enthält ein Gemisch von Helium und Schwefel-Hexafluorid bei atmosphärischem Druck. Die beiden Gase haben ein sehr unterschiedliches Abbrems-Vermögen. Durch Einstellen des Mischungsverhältnisses kann die Energie der Antiprotonen bei 4.6 MeV über einen Bereich von 570 keV eingestellt werden. Über diese Feineinstellung wird die Energie der Antiprotonen genau auf den nachfolgenden „Degradier“ angepasst.

Nach dem Durchgang durch ein weiteres Titan-Fenster ($10 \mu\text{m}$ dick, dient zur vakuumtechnischen Entkopplung des Fallenbereichs) werden die Antiprotonen in einem $125 \mu\text{m}$ dicken Beryllium Degradier auf keV-Energien abgebremst. Die verlangsamteten Antiprotonen fliegen von unten in eine lange Penning-Falle mit zylindrischen Elektroden. Darin werden sie weiter oben von einer negativen Hochspannung reflektiert. Bevor sie wieder zum Degradier zurückkehren können, wird unten eine weitere Hochspannung eingeschaltet. Etwa $1 - 2 \cdot 10^5$ Antiprotonen sind nun bei Energien im keV Bereich in der Penning-Falle gefangen. Zur Erzielung höherer Antiprotonen-Dichten für die Antiwasserstoffproduktion müssen mehrere Antiprotonen Pulse aufsummiert werden, wobei vor dem Öffnen des Potentialwalls für den nächsten Antiproton-Puls die bereits gefangenen Antiprotonen gekühlt werden müssen. Dazu wird vor dem erneuten Antiprotonen-Einfang in einem kleinen zusätzlichen Potentialtopf in der Mitte eine Wolke von Elektronen gespeichert. Durch Synchrotron-Strahlung geraten diese Elektronen schnell in das thermische Gleichgewicht mit der 4.2 K kalten Umgebung. Stöße von Antiprotonen mit diesen kalten Elektronen führen zu einer Abkühlung der Antiprotonen. Als Folge dessen sammeln sich die Antiprotonen verlustfrei ebenfalls in dem kleinen zusätzlichen Potentialtopf an. Die untere Hochspannung (in der Nähe des Degradiers) kann nun ausgeschaltet und ein weiterer Antiprotonen-Puls vom AD eingefangen werden, ohne dass die Antiprotonen verloren gehen, die bereits in der Falle sind.

Einfangen und Kühlen von Positronen

Die Positronen stammen aus einer radioaktiven Quelle ($150 \text{ mCi } ^{22}\text{Na}$). In der Parkposition befindet sich die Quelle in einer massiven Bleiabschirmung. Zum Positronen-Einfang kann die Quelle an einem Polyamidfaden hängend durch die Bohrung im Magneten bis unmittelbar an das 4.2 K kalte Vakuum-Gefäß für die Penning-Falle herab gelassen werden.

Die Positronen folgen den Feldlinien des Magneten und gelangen in das Fallen-Volumen durch ein $10 \mu\text{m}$ dickes Titan-Fenster. Ein Teil dieser Positronen wird

in Wolfram-Einkristallen abgebremst. Eine 2 μm dicke Wolfram-Folie dient als Transmissions- und ein 2 mm dicker Kristall als Reflektions-Moderator. Langsame Positronen können sich beim Austreten aus dem Transmissions-Moderator mit einem Elektronen „paaren“ und so Rydberg-Positronium-Atome bilden. Diese Atome werden durch das elektrische Feld der Penning-Falle ionisiert. Die dabei beteiligten Positronen sammeln sich in einem Potentialtopf und thermalisieren anschließend mit der 4.2 K kalten Umgebung [ERT⁺00].

Die Penning-Fallen für das Akkumulieren von Antiprotonen als auch von Positronen befinden sich beide in demselben Vakuum-Gefäß. Dazwischen ist eine drehbare Elektrode positioniert, die als Kugel-Ventil fungiert. In der geschlossenen Stellung wird der Reflektions-Moderator auf die Fallenachse gedreht, wodurch die beiden Fallen-Volumina voneinander getrennt werden. Die Wolfram-Einkristalle zur Moderation von Positronen können dann nicht von Antiprotonen getroffen werden. Auf diese Weise bleiben Schichten aus adsorbiertem Gas auf den Moderatoren intakt. Es wurde beobachtet, dass ohne diese Schichten kein Einfangen von Positronen möglich ist [GHR⁺99]. In der geöffneten Stellung des Kugelventils werden Positronen aus dem oberen Fallen-Bereich in den unteren Fallen-Bereich transferiert, wo sie mit Antiprotonen wechselwirken können.

Kühlen von Antiprotonen mit Positronen

Kürzlich wurde gezeigt, dass Antiprotonen in einer verschachtelten Penning-Falle dazu gebracht werden können, dass sie mit Positronen wechselwirken. Dabei wurde beobachtet, dass Antiprotonen durch die Coulomb-Wechselwirkung mit kalten Positronen gekühlt werden können [GET⁺01].

Etwa 4000 Antiprotonen werden mit 7 eV Energie in einen langen flachen Potentialtopf mit einem Potentialberg von etwa 2.5 eV Höhe in der Mitte eingelassen. Der Potentialverlauf ist im unteren Teil der Abb. 2.1 dargestellt. Die Antiprotonen haben genügend Energie, um über den Potentialberg zu gelangen. Etwa 2 Minuten später wird die Energieverteilung gemessen, indem der Potentialwall, der die Antiprotonen gefangen hält, abgesenkt wird: Misst man nun die Rate der Antiproton-Annihilationen als Funktion der Potentialhöhe ergibt sich direkt die Energieverteilung der Antiprotonen, Teil (a) in Abb. 2.1. Diese Prozedur wird wiederholt, mit dem Unterschied, dass zuvor etwa 250 000 Positronen bei 4.2 K mit einer Dichte von $7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ in dem inneren kleinen invertierten Potentialberg gespeichert wurden. Die beobachtete Energieverteilung im Teil (b) zeigt, dass die Antiprotonen gekühlt wurden. Damit wird belegt, dass in der vorliegenden Fallenkonfiguration Antiprotonen mit Positronen wechselwirkten, was Voraussetzung für die Produktion von Antiwasserstoff ist.

Die Rate für die Erzeugung von Antiwasserstoff durch Rekombination von Antiprotonen mit Positronen wird maximal, wenn beide Teilchen bei niedrigen Energien miteinander wechselwirken. Der nächste Schritt wird die Rekombination von Antiprotonen mit Positronen sein. Untersucht werden dazu gegenwärtig unter anderem die Rekombination durch Dreikörperstöße [GO91], die Rekombination mit einem gepulsten elektrischen Feld [WRN], die Laser-stimulierte Rekombination [Wol93]

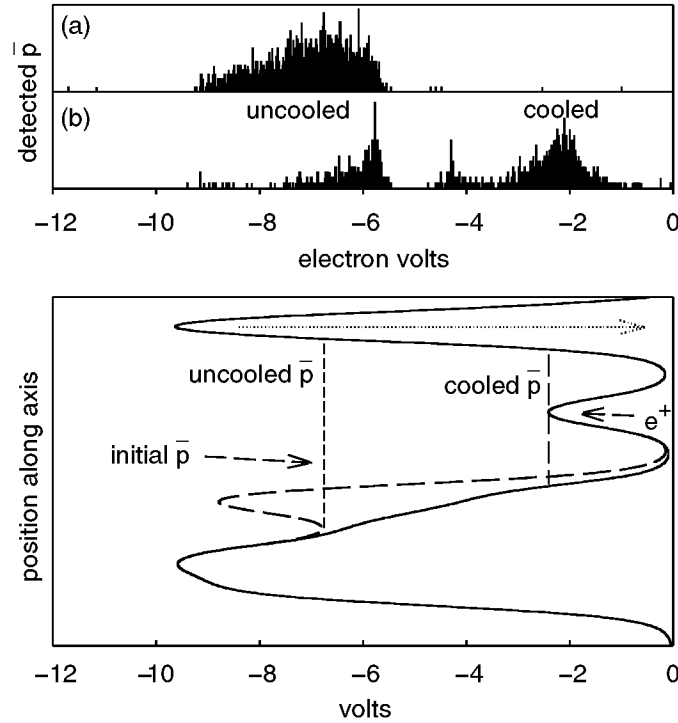


Abbildung 2.1: Elektrostatisches Kühlen von Antiprotonen mit Positronen (aus Ref. [GET⁺01])

sowie die Rekombination durch Ladungs-Transfer bei Stößen von Rydberg-Positronium mit Antiprotonen [HHC98].

2.2 Spektroskopie von Antiwasserstoff

Sobald eine ausreichende Menge Antiwasserstoff produziert und gespeichert ist kann das eigentliche physikalische Ziel, die Messungen zur Überprüfung der CPT-Invarianz, angegangen werden, was allerdings erst in der zweiten Ausbaustufe des ATRAP-Experimentes möglich sein wird. Sollte das CPT-Theorem verletzt sein, so wird erwartet, dass sich das Spektrum des Antiwasserstoffatoms geringfügig von dem des Wasserstoffatoms unterscheidet, denn aufgrund der Gleichheit der elektrostatischen Anziehung zwischen den Konstituenten der Atome müssten zunächst auch deren Spektren gleich sein. Daher ist es naheliegend, die bereits erprobten Methoden der Wasserstoffspektroskopie, deren Präzision ein hohes Maß erreicht hat, auch bei der Spektroskopie des Antiwasserstoffatoms anzuwenden.

Hierfür wird eine kontinuierliche kohärente Strahlungsquelle bei Lyman- α (121.6 nm Wellenlänge, im Vakuum-Ultraviolett Spektralbereich) eine Schlüsselrolle für die 1S-2P Spektroskopie an Antiwasserstoff-Atomen in einer magnetischen Falle spielen. Eine präzise Spektroskopie des 1S-2S Übergangs erfordert eine weitere Kühlung des Antiwasserstoffs, wobei die Laserkühlung eingesetzt wird. Mit

Lyman- α Strahlung können Antiwasserstoff-Atome auf den starken $1S$ - $2P$ Übergang angeregt werden. Dies ist der einzige Übergang, der sich für effizientes Laser-Kühlen eignet. Darüber hinaus sollte Strahlung bei Lyman- α im Zusammenspiel mit ultravioletttem Laserlicht bei 243 nm die hochauflösende Laserspektroskopie von nur wenigen Antiwasserstoff-Atomen in einem „Schelving Schema“ ermöglichen [HZ93, WPEH99].

Die bislang einzige realisierte kontinuierliche kohärente Lichtquelle für Lyman- α -Strahlung beruht auf einem nichtlinearen optischen Prozess (Vier-Wellen-Mischung) in Quecksilber-Dampf. Drei Laserlichtfelder (bei 257 nm, 399 nm, und 545 nm Wellenlänge) werden in den Quecksilber-Dampf eingestrahlt und darin die Summenfrequenz bei Lyman- α erzeugt [EWH99].

Die Lyman- α -Quelle wurde inzwischen für die Spektroskopie von atomaren Wasserstoff verwendet. Es ist dabei gelungen, den $1S$ - $2P$ Übergang erstmals mit nahezu natürlicher Linienbreite zu beobachten [EWH01]. Abbildung 2.2 zeigt ein Spektrum des $1s^2S_{1/2} - 2p^2P_{3/2}$ Übergangs. Die angepassten Lorentz-Linien haben Breiten von 199(2) MHz und 119(3) MHz; die natürliche Linienbreite beträgt 99.7 MHz. Die beobachtete Breite des Spektrums ist um etwa 20 MHz größer als die

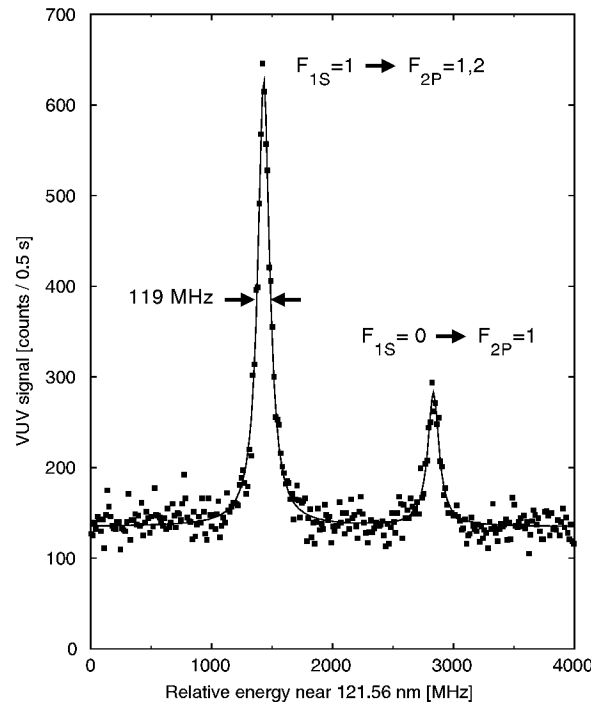


Abbildung 2.2: Spektrum des $1s^2S_{1/2} - 2p^2P_{3/2}$ Übergangs in Wasserstoff [EWH01].

natürliche Linienbreite von 99.7 MHz. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass der Wasserstoff-Atomstrahl und der Lyman- α -Strahl nicht genau senkrecht aufeinander standen. Eine Abweichung um 5 mrad genügt bereits, um die beobachtete Breite zu erklären.

Die Tatsache, dass die Lyman- α -Lichtquelle erstmals die 1S-2P Spektroskopie von Wasserstoff mit nahezu natürlicher Linienbreite ermöglicht hat, zeigt eindrucksvoll die Eignung einer solchen Quelle für künftige Experimente mit Antiwasserstoff.

Die Spektroskopie des 1S - 2S Übergangs wird über eine Zwei-Photon-Anregung zum 2S-Niveau erfolgen. Zur Vermessung des 1S - 2S Übergangs wird gleichzeitig die Lyman- α -Strahlung eingespeist, die 1S - 2P Übergänge induziert. Stimmt die Frequenz der Zwei-Photon-1S-2S-Anregung wird der 1S-Zustand entvölkert (1S - 2P Übergänge finden nicht statt) und die Intensität der gemessenen 2P - 1S Abregung wird reduziert. Derartige Messungen wurden bereits an Wasserstoff durchgeführt, wobei eine Präzision von $1.8 \cdot 10^{-14}$ erzielt wurde [N⁺00].

2.3 Konzept des ATRAP-Detektors

Eine wesentliche Komponente des ATRAP-Experimentes ist - neben den Fallen zur Speicherung der Antiprotonen und Positronen sowie des Antiwasserstoffs und der Lasersysteme - das Detektionssystem.

Sowohl die Optimierung der Einfangbedingung von Antiprotonen und Positronen und der Rekombinationseffizienz von Antiwasserstoff als auch die anschließende spektroskopische Untersuchung des Antiwasserstoffs erfordert ein effizientes Detektionssystem für den Nachweis der Annihilationsprodukte von Antiprotonen und Positronen.

Bei der Annihilation eines Antiprotons an einem Proton entstehen im Mittel 3.5 hochenergetische geladene und ungeladene Pionen, die den Annihilationsvertex mit isotroper räumlicher Verteilung verlassen. Bei einer Annihilation in zwei Pionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ weisen beispielsweise die Pionen eine Energie von ca. 800 MeV auf und können damit den Magnet durchdringen und werden dabei durch das hohe Magnetfeld kaum abgelenkt. Durch die im ATRAP-Experiment auftretende Antiproton-Annihilation an Kernen wird das Spektrum der produzierten Teilchen weitaus komplexer, was im Rahmen von Monte-Carlo-Simulationen in Kapitel 5 detaillierter diskutiert wird.

Die Annihilation eines Positrons mit einem Elektron führt zu zwei 511 keV Photonen mit entgegengesetzter Bewegungsrichtung, deren Nachweis für die Antiwasserstoffproduktion wichtig ist. Neben dem reinen Nachweis einer Annihilation ist auch die Information über den Annihilationsort erforderlich. Das Detektionssystem des ATRAP-Experimentes muss somit Detektorkomponenten enthalten, die geladene Teilchen detektieren sowie deren Spur zeigen können als auch die Detektion von Photonen erlauben.

2.4 Detektionssystem an ATRAP-I

Für den Nachweis von Antiwasserstoff-Atomen wurden drei verschiedene Detektorkomponenten am ATRAP-I-Experiment installiert. Um den Solenoiden, der das

magnetische Feld für die Penning-Falle erzeugt, sind zwei Lagen von Szintillator-Platten im Sechseck in 40 cm Entfernung von der Falle angebracht, vgl. Abbildung 2.3.

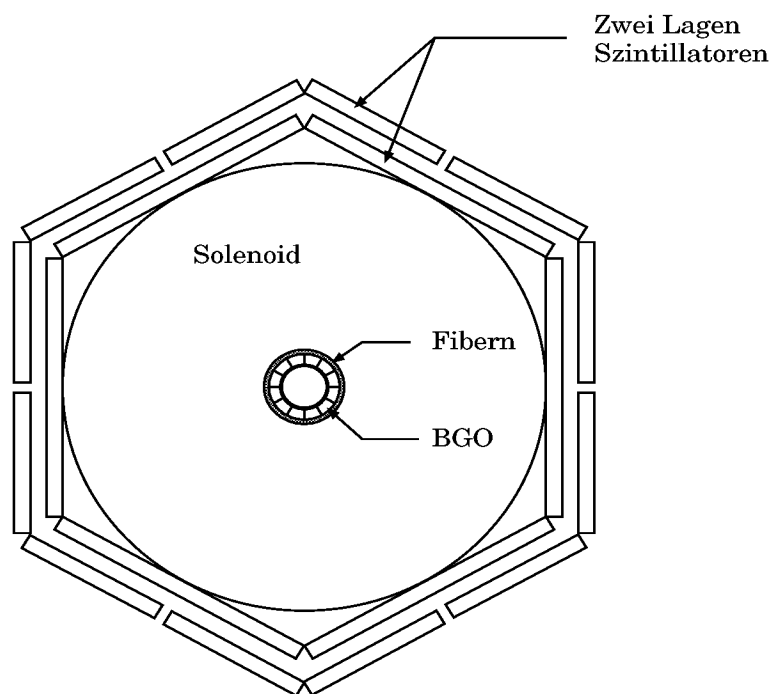


Abbildung 2.3: Ein Querschnitt durch die Detektor-Komponenten am ATRAP-Experiment.

Die Plastik-Szintillatoren (BC404) decken in dieser Anordnung ca. 50% des Raumwinkels vom Fallenzentrum aus gesehen ab.

Im Inneren des Magneten befindet sich der Teil des Detektors, der für die Identifizierung von Antiwasserstoff-Annihilationen konzipiert ist. Diesen in dem Volumen eines ca. 8 cm großen Innendurchmessers des Magneten unterzubringen, stellte eine große technische Herausforderung dar. Der Detektor umgibt die Falle in mehreren Lagen. Die äußere Schale dieses Detektors besteht aus einem ortsauflösenden Fiber-Detektor, hergestellt aus Plastik-Szintillator Material, dessen Aufgabe die Detektion der Antiproton-Vernichtungen ist. Der innere Teil des Detektors beinhaltet BGO-Kristalle, die die Annihilationen der Positronen nachweisen sollen. Abbildung 2.4 zeigt die Anordnung der sich im Magnetinneren befindlichen Detektorkomponenten.

Der Positronen-Detektor besteht aus 12 BGO-Kristallen mit trapezförmigem Querschnitt und einer Länge von 120 mm. In diesen sehr knapp bemessenen Raumverhältnissen empfiehlt sich anorganisches Szintillations-Material hoher Dichte wie Bismut-Germanat mit einer Dichte von 7.1 g/cm^3 und der daraus folgenden geringen notwendigen Absorptions-Dicke zu verwenden. Die Kristalle decken in dieser Anordnung einen Raumwinkelanteil von 92% vom Zentrum der Falle aus gesehen

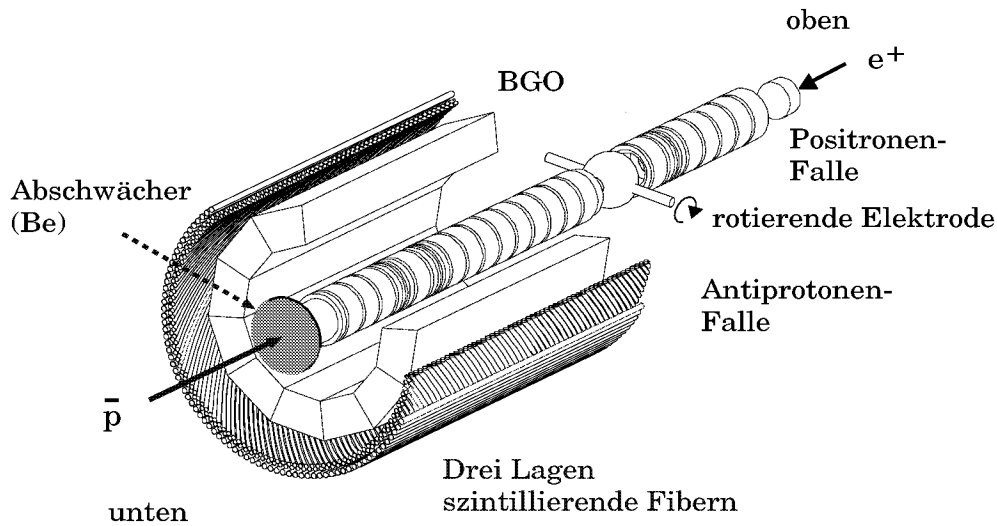


Abbildung 2.4: Ein Querschnitt durch die Detektor-Komponenten im Inneren des Magneten. Zusätzlich ist die Funktionsweise der aus zwei Kammern bestehenden „geschachtelten“ Teilchen-Falle schematisch dargestellt.

ab. Dieses gesamte Kristall-Fass ist um die Kupfer-Elektroden zentriert positioniert. Die relative vertikale Position des BGO-Detektors kann sich um etwa 0.2 mm beim Herabkühlen der Falle und des Detektors auf 4.2 K bzw. 77 K verändern.

Der Fiber-Detektor besteht aus drei Lagen von szintillierenden Fasern, die einen Raumwinkelanteil von 86% vom Fallenzentrum aus gesehen abdecken, wobei jede Lage aus 128 Fasern besteht. Die beiden inneren Lagen mit einem Faser-Durchmesser von 1.5 mm sind helixförmig um 150° um die Detektorachse gewunden angebracht. Dabei liegen die Fasern der inneren helixförmigen Lage in den Lücken der äußeren helixförmigen Lage. Die Fasern der dritten äußeren Lage haben einen Durchmesser von 1.9 mm und sind senkrecht entlang der Detektorachse positioniert.

Durch die Helix-Form der inneren beiden Lagen erlaubt der Fiber-Detektor aus dem Kreuzungspunkt von gerader und helixförmiger Faser die Rekonstruktion des Durchgangsortes eines Teilchens. Dabei werden praktisch nur geladene Teilchen nachgewiesen; für 511 keV Photonen ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit beim Durchgang durch die Fasern vernachlässigbar.

Die Auslese der Detektion erfolgt für die BGO-Kristalle mit Photomultipliern Hamamatsu Typ R1450, für die äußeren Szintillatoren Typ R2238 sowie 16-fach Typ H6568 für die Fasern. Da aus den Fasersignalen praktisch keine Energieinformation abgeleitet werden kann, wird aus Kostengründen nur eine Analogsumme pro 16-fach Photomultiplier verarbeitet. Für die individuellen Fasern ist nur ein logisches Signal verfügbar, das anliegt, wenn das Fasersignal eine einstellbare Schwelle überschritten hat.

Die Datenaufnahme beinhaltet ADC's und TDC's zur Registrierung der Amplituden und Zeiten der eintreffenden Detektorsignale. Zur Triggergenerierung werden

sämtliche Analogsignale auf Diskriminatoren geführt und mit nachfolgenden Logikmodulen zu den gewünschten Triggerinformationen verschaltet. Bei jedem Triggersignal werden alle Detektorsignale ausgelesen und können „off-line“ analysiert werden. Die Totzeit der Datenaufnahme liegt je nach Anzahl auszulesender Kanäle bei ca. 1 ms, woraus maximale Datenraten von ca. 1.000 Ereignisse pro Sekunde resultieren.

Neben dem Triggersignal sind zahlreiche weitere Logiksignale verfügbar, die auf Zähler gegeben werden. Die Breite der Logiksignale liegt bei etwa 20 ns, so dass mit diesen Signalen sehr kurzzeitige Prozesse beobachtet werden können.

Ein Triggersignal wird generiert, wenn in zwei der drei Faserlagen eine Faser angesprochen hat, was für den Untergrund mit einer Rate von ca. 40 Hz geschieht, und zusätzlich in einem äußeren Szintillatorkpaket (d.h. eine Koinzidenz in hintereinander liegenden Szintillatoren der beiden Lagen) ein Signal vorliegt. Insgesamt ergibt sich für den Untergrund eine Triggerrate von 2 Ereignissen pro Sekunde.

Um nun die Detektions-Effizienz dieser Detektor-Komponente abzuschätzen, wurden mit Hilfe des GEANT Software-Paketes Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Diese zeigten, dass von 10.000 511 keV Photonen 3971 im 511 keV Peak des Spektrums wiedergefunden werden konnten, 3353 weitere 511 keV Photonen sich im Bereich zwischen 150 keV und 511 keV befanden [Grz]. Unter der Annahme, dass alle Ereignisse oberhalb von 150 keV in Betracht gezogen werden, sind 73% aller Positron-Annihilationen durch den BGO-Detektor nachweisbar. Problematisch für die Zuordnung der Signale ist jedoch, dass auch bei einer Antiproton-Annihilation über hochenergetische Photonen Sekundär-Positronen erzeugt werden, so dass man anhand eines einzigen Ereignisses keine Identifizierung eines Antiwasserstoff-Atoms vornehmen kann.

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für den Detektor abzuschätzen, wurden wieder mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen 10.000 Antiwasserstoff-Annihilationen sowie 10.000 Antiproton-Annihilationen generiert. Dabei wurden 2075 Einträge im 511 keV Peak bei den Antiprotonen sowie 3019 Einträge im Fall der Antiwasserstoffatome erhalten [Grz]. Dies bedeutet einen Unterschied um einen Faktor 1.5, der durch eine zusätzliche Trigger-Bedingung auf beide 511 keV back-to-back Photonen auf 3.3 verbessert werden kann. Infolgedessen sinkt jedoch der Anteil der detektierten Antiwasserstoff-Annihilationen auf 2% ab.

2.5 Detektionssystem an ATRAP-II

In der zweiten Phase des ATRAP-Experimentes, ATRAP-II, wird das vollständige ATRAP-Detektionssystem eingesetzt. Hierbei wird ein größerer Magnet mit einem Bohrdurchmesser von ca. 50 cm verwendet werden. Die Fallenkonfiguration wird zusätzlich erlauben, neutralen Antiwasserstoff zu halten und es werden ausreichend Zugänge zur Einkopplung der erforderlichen Laser vorhanden sein. Das Detektionssystem wird weiterhin den Nachweis geladener Teilchen sowie der Photonen erlauben, wobei für die geladenen Teilchen hierbei auch eine Spurbestimmung erfolgen kann.

Die Falle wird von mehreren Schalen ortsauflösender Detektorkomponenten umgeben. Die erste Komponente besteht aus Silizium Mikrostreifendetektoren mit einer Streifenbreite von $50\text{ }\mu\text{m}$. Daran schließen sich drei Röhren mit unterschiedlichen Durchmessern an, die analog zum ATRAP-I System mit szintillierenden Fasern bestückt sind. Die äußerste Komponente wird ein segmentierter Photonendetektor sein, dessen endgültige Konfiguration im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird. Im Unterschied zu ATRAP-I wird der Photonendetektor bei ATRAP-II bei Zimmertemperatur betrieben werden.

Die Detektoren für die geladenen Teilchen liefern mehrere Raumpunkte aus denen die Teilchenspuren, die in der Projektion senkrecht zum Magnetfeld Kreisbahnen sind, rekonstruiert werden können. Aus dem Schnittpunkt dieser Teilchenbahnen wird dann der Annihilationsort ermittelt, der die eigentliche wichtige Messgröße darstellt.

Kapitel 3

Untersuchungen des ATRAP-I BGO-Detektors

An ATRAP-I werden, wie bereits erwähnt, BGO-Kristalle zur Photon-Detektion eingesetzt. Dieses Detektorsystem wurde von der Universität Bonn bereit gestellt. Da die Entscheidung erst relativ spät fiel, trotz der problematischen Platzverhältnisse ein Photon-Detektionssystem bereits bei ATRAP-I einzusetzen, wurde aus Zeitgründen kein optimiertes System individuell angefertigt. Insbesondere die Lichtauslese der Kristalle, die über käufliche flexible Glasfaserbündel erfolgte, bot die Möglichkeit einer drastischen Verbesserung. Bereits frühzeitig wurde beschlossen, das ATRAP-I-Photon-Detektionssystem umzurüsten, um für die Messphase in 2001 ein optimiertes System verfügbar zu haben. In der Szintillatorwerkstatt des IKP des Forschungszentrums Jülich wurden spezielle Plexiglas-Lichtleiter gefertigt, die den vollen verfügbaren Freiraum ausnutzen, der durch mechanische Modifikationen am PPAC-System vergrößert werden konnte. Parallel dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit systematische Studien zur Optimierung des BGO-Detektors durchgeführt.

3.1 Szintillatoren und Szintillationsprozesse

Das Prinzip des Szintillationszählers besteht darin, daß ein Teil der beim Teilchendurchgang vom Szintillator absorbierten Energie in elektromagnetische Strahlung umgewandelt wird, deren Nachweis nach möglichst verlustarmer Lichtleitung mit geeigneten Photodetektoren erfolgt. Tatsächlich werden zunächst Elektronen ins Leitungsband gehoben oder Exitonen generiert. Die Abregung erfolgt an Kristallfehlstellen, deren Energieübergang von dem des reinen Materials verschieden ist, wodurch unmittelbare Reabsorption verhindert und ein verlustfreier Transport über einen Lichtleiter ermöglicht wird. Idealerweise sollte ein Szintillator folgende charakteristischen Eigenschaften besitzen:

- Die Energie der ionisierenden Strahlung wird effizient in detektierbares Licht umgewandelt.
- Die Umwandlung erfolgt linear - die Lichtausbeute ist proportional der de-

ponierten Energie.

- Das Material ist transparent für das Szintillationslicht.
- Die Zerfallszeit ist kurz, so dass ein schnelles Zeitsignal erzeugt wird.
- Der Brechungsindex liegt in der Nähe von Plexiglas, um eine effiziente Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier zu erreichen.
- Das Material muss in ausreichender Menge und Qualität sowie zu moderatem Preis herstellbar sein.

Kein Material erfüllt all diese Anforderungen gleichzeitig. Für das ATRAP-Experiment zum Nachweis von Photonen bot sich als Szintillationskristall Bismut-germanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, kurz BGO) aufgrund der sehr hohen Kernladungszahl Z von Bismut an. Dies hat den Vorteil, dass die erforderliche Materialdicke für die Szintillationslänge klein wird.

3.2 Der Szintillationskristall Bismut-Germanat

Im Jahr 1980 wurden BGO Szintillationsdetektoren erstmals kommerziell genutzt. Einige seiner ersten Anwendungen lagen im Bereich der Positron-Emissions-Tomografie (PET) und in Energiekalorimetern der Hochenergie-Physik. Mit seiner hohen Dichte von 7.13 g/cm^3 und einer Kernladungszahl 83 von Bismut hat der BGO-Szintillationskristall ein sehr hohes Absorptionsvermögen (2.5 mal höher als bei dem weitverbreiteten Szintillator NaJ). Weiterhin tragen seine geringe chemische Reaktivität und seine mechanische Robustheit dazu bei, dass sich so komplexe und zugleich kompakte Detektorsysteme mit diesem Szintillationsmaterial erstellen lassen. Eine Zusammenstellung relevanter physikalischer Eigenschaften des Szintillationskristalls BGO ist in Tab. 3.1 gegeben.

Ein Nachteil des BGO ist sein hoher Brechungsindex von 2.15 bei einer Lichtwellenlänge von 480 nm, was den kritischen Winkel für die Totalreflexion beim Übergang zu einem Photomultiplier oder einem Lichtleiter erniedrigt.

3.2.1 Der Szintillationsprozess im BGO

Der Szintillationskristall Bismut-Germanat hat eine kubische Gitterstruktur mit einer Gitterkonstanten von $10.495 \text{ \AA}$, wobei jedes Bismut-Ion von sechs GeO_4 Tetraedern umgeben ist. Einige andere Szintillatoren (z.B. $\text{Ca}_3\text{Bi}(\text{Po}_4)_3$) besitzen ebenfalls diese charakteristische Gitterstruktur.

Von den Elementen, die den Übergangselementen im Periodensystem der Elemente folgen, ist Bismut das Element mit der höchsten Kernladungszahl, das zugleich nicht radioaktiv und daher sehr attraktiv für Anwendungen als Szintillator ist.

Die Energieniveaus eines freien Bi^{3+} -Ions (s. Abb. 3.1) entstehen aus der Kombination von elektrostatischer Wechselwirkung und Spin-Bahn-Kopplung. Der sehr

Chemische Zusammensetzung	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$
Dichte	7.13 g/cm^3
Schmelzpunkt	1323 K
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	$7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$
Strahlungslänge	1.12 cm
Zerfallskonstanten	300ns (90%) & 60ns (30%)
Wellenlänge mit maximaler Emission	480 nm
Brechungsindex bei 480 nm	2.15
Relative Lichtausbeute im Vgl. zum NaJ(Tl)	20%
Absolute Lichtausbeute, Photonen	$8 - 10 \cdot 10^3 \text{ MeV}^{-1}$
Hygroskopisch	nein

Tabelle 3.1: Charakteristische Materialeigenschaften des Szintillationskristalls Bismut-Germanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

intensive $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ Übergang ist ein „erlaubter“ elektrischer Dipolübergang. Neben diesem folgt aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung über die Aufhebung der Entartung der Zustände der schwächere $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ Übergang. Im Gegensatz dazu ist wegen der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses ein $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ Übergang verboten und daher nur sehr schwach.

Um den Ursprung der Lumineszenz des BGO-Kristalls sowie sein Emissionsspektrum zu beschreiben, betrachtet man sich das in Abb. 3.2 dargestellte Koordinatendiagramm eines Bi^{3+} -Ions in seiner Kristall-Umgebung. Hierin sind die Potenzialverläufe des Grundzustandes und des ersten elektronisch angeregten Zustandes eines Bi^{3+} -Ions in Abhängigkeit der generalisierten Kristallkoordinate Q abgebildet. Wird nun ein Photon mit „passender“ Energie des Übergangs $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ oder $^1\text{P}_1$ absorbiert, so folgt dieser Anregung ein schneller ($\leq 10 \text{ ns}$), strahlungsloser Übergang (siehe gestrichelte Linie in Abb. 3.2). Sobald nun die thermische Energie größer ist, als die Energielücke zwischen den Potentialen der Niveaus $^3\text{P}_1$ und $^3\text{P}_0$, erhält man eine signifikante thermische Bevölkerung des $^3\text{P}_1$ -Zustandes, der eine größere Wahrscheinlichkeit für einen elektromagnetischen Übergang hat. Daraus folgt der für den BGO-Kristall charakteristisch große Stokes-Shift (ca. 14000 cm^{-1} [WM73]), so dass sich zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum des BGO-Kristalls kein spektraler Überlapp ergibt.

3.2.2 Temperatur-Abhängigkeit des Szintillationsprozesses

Bei geringen Temperaturen [$T \ll \Delta E(^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_0) \ll 40 \text{ K}$] ist lediglich der $^3\text{P}_0$ -Zustand bevölkert und somit ist die Emissions-Intensität wegen des verbotenen Übergangs zum Grundzustand sehr gering. Dies bedeutet eine sehr lange Lebensdauer dieses angeregten Zustandes, die bis zu $100 \mu\text{s}$ betragen kann. Mit steigender Temperatur nimmt jedoch die thermische Bevölkerung des $^3\text{P}_1$ -Zustandes zu, wor-

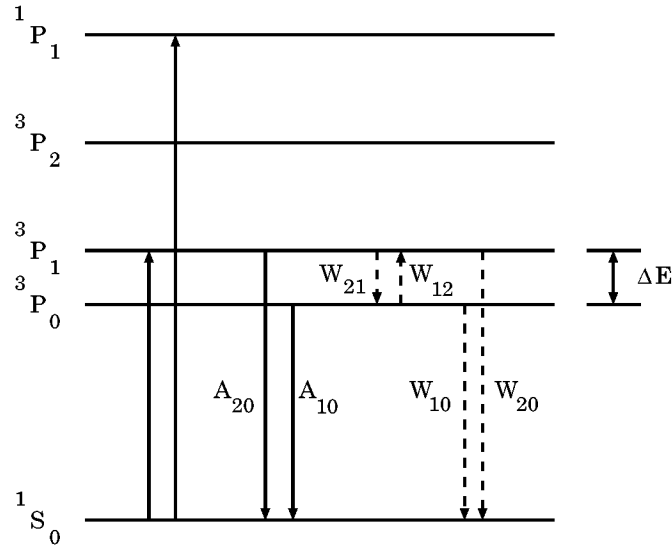


Abbildung 3.1: Energieniveaus für ein freies Bi^{3+} -Ion. Optische Übergänge sind durch vertikale Pfeile gekennzeichnet.

aus eine kürzere Lebensdauer des angeregten Zustandes folgt. Bei noch höheren Temperaturen, wie in Abb. 3.2 durch den Schnittpunkt des Grundzustandspotentials mit denen der angeregten Zustände angedeutet, kann es zu einer Abregung von Bi^{3+} -Ionen über strahlungslose Prozesse kommen, die zu einer weiteren Verkürzung der Lebensdauer führt.

Diese Abhängigkeit der Lebensdauer eines angeregten Zustandes von der Temperatur ist in Abb. 3.3 dargestellt, basierend auf Daten von [WM73] und [MJB76]. Zusätzlich ist in Abb. 3.3 die integrierte emittierte Lichtintensität eingezeichnet, die mit fallender Temperatur aufgrund der wachsenden Effizienz für Strahlungsübergänge ansteigt.

Man kann diese Temperaturabhängigkeit des Szintillationsprozesses über das in Abb. 3.1 gezeigte Termschema des freien Bi^{3+} -Ions beschreiben und daraus die charakteristischen Zerfallskomponenten des BGO-Szintillationskristalls ableiten. In Abb. 3.1 sind Wahrscheinlichkeiten für elektromagnetische Übergänge durch A gekennzeichnet, sowie Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge durch ein W. Letztere sind dabei stark temperaturabhängig. Die Zustände $^3\text{P}_0$ und $^3\text{P}_1$ sind hierbei im thermischen Gleichgewicht, welches sich durch folgende Gleichung beschreiben lässt:

$$\frac{W_{12}}{W_{21}} = e^{\frac{-\Delta E}{kT}}. \quad (3.1)$$

Aus diesem Drei-Niveau-System ergeben sich nun die zwei möglichen Zerfallskom-

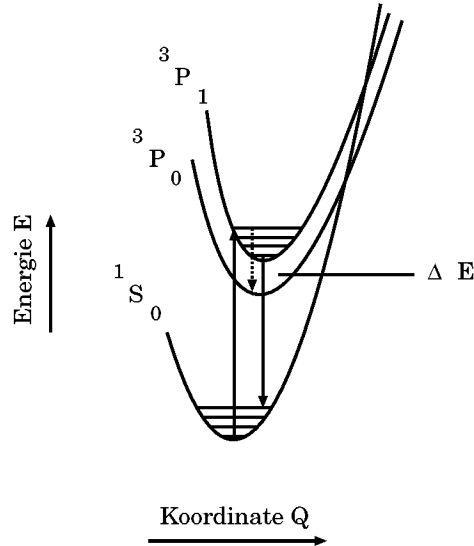


Abbildung 3.2: Koordinatenmodell eines Bi^{3+} -Ions in Abhängigkeit der generalisierten Kristallkoordinate Q .

ponenten mit unterschiedlichen temperaturabhängigen effektiven Lebensdauern:

$$\frac{1}{\tau_{\text{schnell}}} = A_{20} + W_{20}(T) + W_{21}(T) \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{langsam}}} = \frac{A_{10} + W_{10}(T) + [A_{20} + W_{20}(T)] \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}}}{1 + e^{-\frac{\Delta E}{kT}}}. \quad (3.3)$$

Eine Übersicht über bereits gemessene Werte der Zerfallskomponenten findet man in Kapitel 3.4 in Tab. 3.3. Für die schnelle Komponente ist dabei der häufigst gemessene Wert 60 ns, für die langsame 300 ns. In Kapitel 3.4 wird die experimentelle Überprüfung der Temperaturabhängigkeit der Szintillations-Eigenschaften des BGO-Kristalls beschrieben.

3.3 Energieauflösung und Detektionseffizienz

Der oben beschriebene BGO-Szintillationskristall wurde auf seine Energieauflösung und Detektionseffizienz hin untersucht. Diesselben Messungen wurden ebenfalls für ein neu entwickeltes Szintillationsmaterial LSO ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$), das insbesondere in PET-Systemen eingesetzt wird, durchgeführt und deren Ergebnisse mit denen des BGO verglichen.

Weiterhin sollte die Auswirkung von verschiedenen Oberflächenbehandlungen des BGO-Szintillationskristalls bestimmt werden.

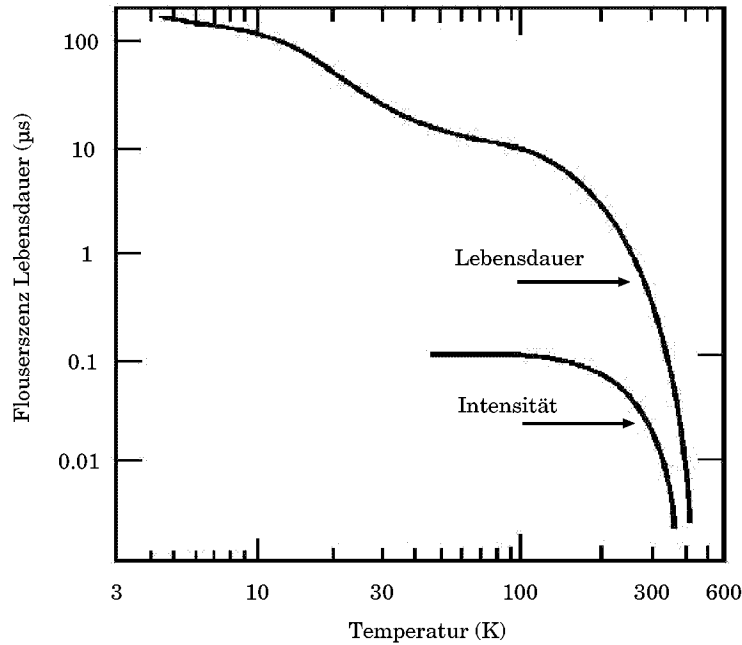


Abbildung 3.3: Temperaturabhängigkeit der Zerfallszeit und der Lichtausbeute des BGO (aus Ref. [WM73]).

3.3.1 Experimenteller Aufbau

Der verwendete BGO-Szintillationskristall hat einen trapezförmigen Querschnitt mit folgenden Abmessungen: Breite 1.36 cm / 2.05 cm, Dicke 1.28 cm, Länge 12 cm. Der wesentlich kleinere LSO-Testkristall hat eine kubische Form mit den Maßen: Breite 0.41 cm, Dicke 0.41 cm, Länge 1.12 cm. Die Messungen wurden mit Hilfe der Photonen einer ^{22}Na -Quelle durchgeführt, die in Koinzidenz mit einem NaJ(Tl)-Detektor mit wohlbekannten Eigenschaften nachgewiesen wurden. Wie in Abb. 3.4 links zu sehen, zerfällt ^{22}Na vorwiegend über einen β^+ -Zerfall (90%) sowie zu geringerem Anteil über Elektroneneinfang (10%). Beide Zerfälle enden in einem angeregten Zustand des ^{22}Ne , der instantan durch Emission eines 1275 keV Photons relaxiert. Eine zweite β^+ -Zerfalls-Möglichkeit des ^{22}Na , die direkt auf den Grundzustand des ^{22}Ne führt, ist nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.05% realisiert.

Diese Quelle wurde zentriert auf der Frontfläche des NaJ-Detektors fixiert (s. Abb. 3.4 rechts). Dazu im rechten Winkel wurde der BGO-Szintillator so positioniert, dass die Szintillator-Dicke entlang der Emissionsrichtung der Quelle in etwa gleich der Absorptionsdicke ist, die im ATRAP-Experiment verwendet wird. Der NaJ-Detektor wurde über einen integrierten Photomultiplier ausgelesen, dessen wohldefinierte optische Ankopplung vorausgesetzt werden kann. Der Photomultiplier, der zur Auslese des BGO-Szintillators diente, war das Modell R1450 der Firma Hamamatsu, dessen Durchmesser 15 mm beträgt. Verschiedene Alternativen der optischen Ankopplung an den Kristall wurden dabei untersucht, deren

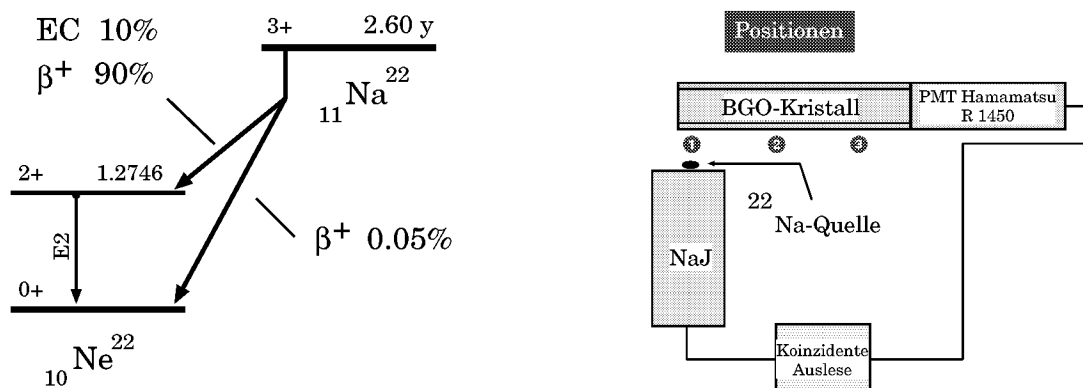


Abbildung 3.4: Links: Zerfallsschema von ^{22}Na ; Rechts: Messaufbau zur koinzidenten Messung von BGO- zu NaJ-Detektor. Die koinzidente Auslese ist im Detail in Abb. 3.5 dargestellt. Auf die angedeuteten Positionen wird im Kapitel 3.3.4 eingegangen.

Ergebnisse später noch diskutiert werden. Die elektronische Datenaufnahme ist in Abb. 3.5 gezeigt.

Ausschließlich koinzidente Signale erzeugen einen Trigger, der die ADC-Eingänge für eine Mikrosekunde öffnet. Die TDC-Signale dienen zur Kontrolle der zeitlichen Differenzen zwischen den Signalen, sowie um zufällige Koinzidenzen herauszufiltern.

3.3.2 Messung der Energieauflösung des BGO-Kristalls

Mit dem oben beschriebenen Aufbau wurden die ADC-Spektren des NaJ und des BGO aufgenommen, die in Abb. 3.6 zu sehen sind. Die Achsen der Spektren sind bereits nach einer durchgeführten Kalibration in Energieeinheiten dargestellt. Im rechten oberen Teil ist das Spektrum des NaJ gezeigt, das einen klaren 511 keV Peak, gefolgt von dem 1275 keV Peak, sowie die Überlagerung aus beiden, den 1786 keV Peak zeigt. Auf der linken Seite ist das Spektrum des BGO dargestellt, das einen breiten 511 keV Peak, gefolgt von einem schwächeren 1275 keV Peak aufweist. Aufgrund zu geringer Intensität ist hier der Überlagerungspeak bei 1786 keV nicht mehr zu erkennen. Weiterhin wurde ein Schnitt auf die Ereignisse durchgeführt, die zur 511 keV Linie des NaJ-Spektrums gehören, im BGO Spektrum in dunkelgrau eingezeichnet.

Um nun die Korrelation der beschriebenen Peaks zu verifizieren, ist im unteren Teil von Abb. 3.6 das ADC-Spektrum des NaJ gegen das ADC-Spektrum des BGO zweidimensional dargestellt. Man erkennt deutlich die Koinzidenz der beiden 511 keV Photonen. Weiterhin sind die koinzidenten Messungen eines 511 keV Photons im BGO mit dem 1275 keV Photon, sowie dessen Überlagerung mit dem zweiten 511 keV Photon (1786 keV) im NaJ zu erkennen. Die entsprechende koinzidente Messung eines 511 keV Photons im NaJ mit dem 1275 keV Photon, bzw. seiner Überlagerung mit dem zweiten 511 keV Photon im BGO sind nur schwach

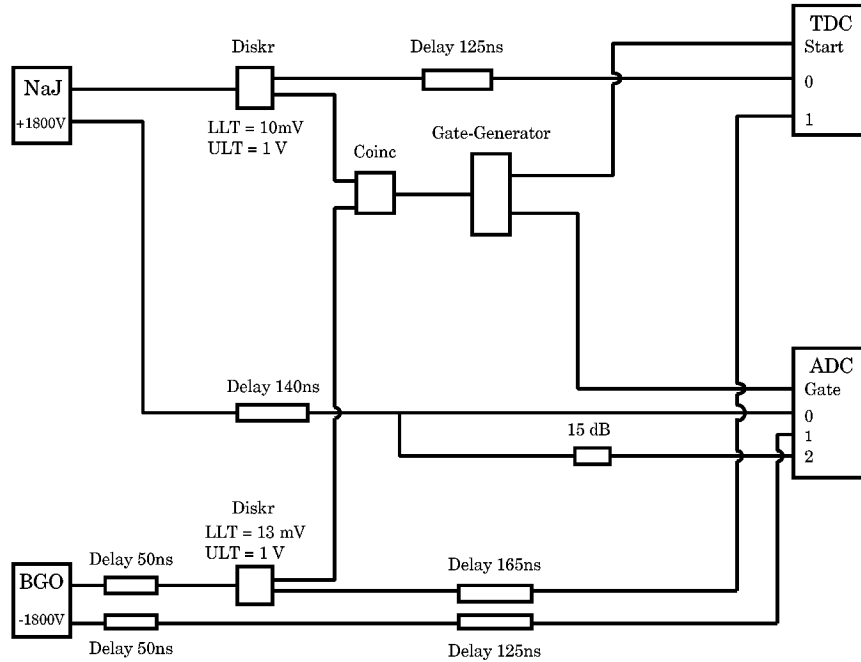


Abbildung 3.5: Elektronische Schaltung für die Datenaufnahme.

zu erkennen.

Die ohne Quelle durchgeführte Untergrundmessung wurde auf das Spektrum mit Quelle mit Hilfe der Ereignisse zwischen 2000 keV und dem Überlauf des Spektrums normiert, d.h. in einem Kanal-Bereich, in dem die Spektren mit und ohne Quelle sich sehr ähneln. Das Subtrahieren dieses normierten Untergrundspektrums, sowie das Abschneiden des verbleibenden linearen Untergrunds, liefert den eigentlichen 511 keV Peak des BGO-Kristalls, der im rechten unteren Teil der Abb. 3.6 dargestellt ist.

Der Fit einer Gauß-Verteilung an diesen Peak liefert die Energieauflösung des BGO-Szintillationskristalls:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.4084 \pm 0.0009 \quad \text{FWHM}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.7443 \pm 0.0017 \quad \text{FWTM}$$

Der obere Wert ist anhand der gesamten Breite an der Hälfte der Peakhöhe (Full Width at Half Maximum) errechnet, der untere Wert dagegen anhand der gesamten Breite an 1/10 der Peakhöhe. Beim Vergleich dieser Werte mit Literaturwerten (typischerweise um 16% FWHM [Far95]) fällt auf, dass die hier bestimmte Energieauflösung um einen Faktor 2.5 schlechter ist. Dies kann an den Abmessungen des verwendeten BGO-Kristall, sowie an dessen Oberflächenbehandlung liegen. Diese

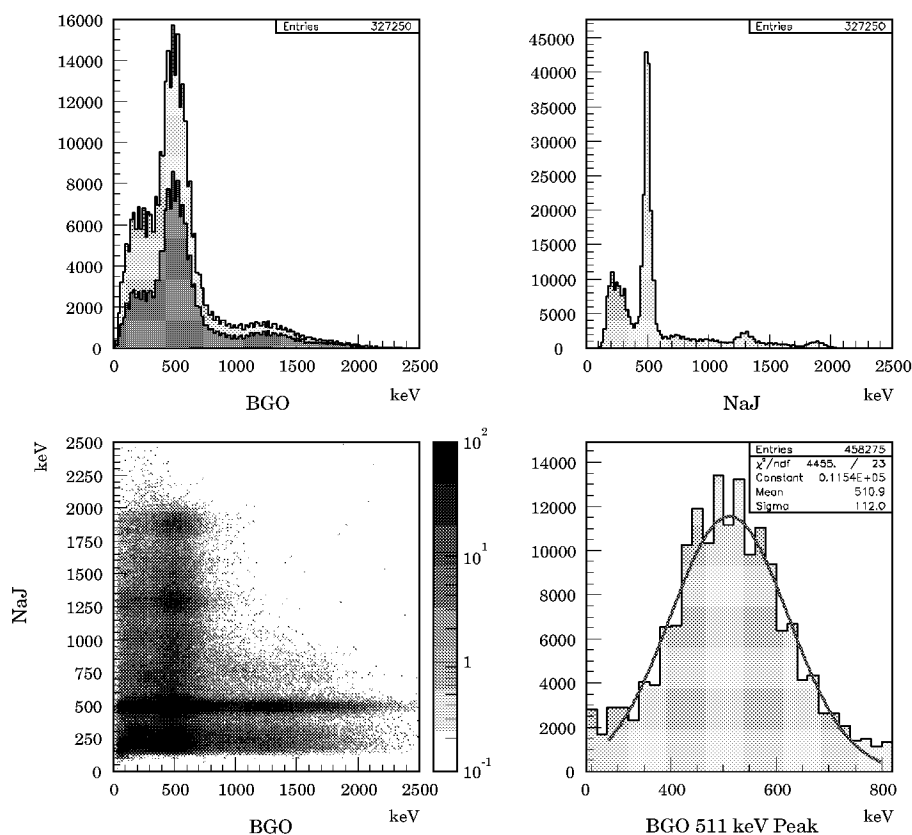


Abbildung 3.6: Messung der Energieauflösung des BGO. Der obere Teil zeigt rechts das NaJ-ADC-Spektrum, links daneben das ADC-Spektrum des BGO. In dunkelgrau gezeichnet sind die Ereignisse, die einen koinzidenten Eintrag im 511 keV Peak des NaJ-Spektrums haben. Unten links das Spektrum des BGO gegen das des NaJ zweidimensional aufgetragen, unten rechts der untergrundbereinigte 511 keV Peak des BGO mit eingezeichneter Fit-Funktion.

Faktoren beeinflussen die Zahl der auf den Photomultiplier auftreffenden Photonen, die im wesentlichen die Energieauflösung bestimmen.

3.3.3 Lichtankopplung

Zur Optimierung der Auslese wurden verschiedene Möglichkeiten der optischen Ankopplung des BGO-Szintillationskristalls an den Photomultiplier untersucht. In einem ersten Schritt wurde der Kristall direkt vor dem Photomultiplier positioniert und der Einfluß von optischem Fett als Ankopplung überprüft. Es ergab sich im Vergleich zu der Messung ohne optischem Fett im Rahmen der Messgenauigkeit keine Verbesserung der Lichtausbeute, die mittels der aufgenommenen Spektren festgestellt werden konnte. Hier ist anzumerken, dass im Experiment ATRAP die Verwendung von optischem Fett für die Ankopplung des BGO-Kristalls aufgrund der niedrigen Betriebstemperatur der Kristalle (bis zu 77 K) problematisch ist, so

dass im Hinblick auf die zu erwartende Verbesserung der Lichtankopplung von einigen Prozent keine weiteren Studien zur Ankopplung mit optischem Fett erfolgten.

Um die Lichtverluste über die Lichtleiter zu bestimmen, wurden in einem zweiten Schritt zwei verschiedene Lichtleiter (ein 18 cm langer polierter Plexiglasstab und ein aus dünnen Glasfasern bestehender, flexibler Lichtleiter) zur Ankopplung des Kristalls an den Photomultiplier verwendet und deren Auswirkungen auf die Lichtausbeute studiert. Die Abweichung des resultierenden Spektrums bei der Untersuchung des Plexiglasstabes von dem erhaltenen ohne Lichtleiter war kleiner als 5% , d.h. mit einem polierten Plexiglasstab hatte man fast keine zusätzlichen Lichtverluste. Aufgrund des hohen Brechungsindex von BGO liegt der Austrittswinkel für Photonen immer innerhalb des Totalreflexionswinkels für Plexiglas, so dass im Plexiglasstab keine Lichtverluste zu erwarten sind.

3.3.4 Optimierung der Oberflächenbehandlung des BGO

Um die maximale Lichtausbeute in der späteren Verwendung der Kristalle am ATRAP-Experiment zu erreichen, soll nun der Einfluss der Oberflächenbehandlung auf die Lichtausbeute untersucht werden. In einem weiteren Schritt wurde die Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Quellenposition entlang des BGO-Kristalls untersucht.

Wieder wurde die ^{22}Na -Quelle zentriert an der Frontfläche des NaJ-Detektors fixiert (vgl. Abb. 3.4 rechts). Dazu wieder in rechtem Winkel wurde der BGO-Kristall mit der dem Photomultiplier gegenüberliegenden Spitze vor der Quelle positioniert. Im ersten Teil der Messungen blieb dabei diese Position fest und für verschiedene Oberflächenbehandlungen des BGO-Kristalls wurden die ADC-Spektren koinzident ausgelesen. Zunächst wurde ein Kristall mit sägerauhen bzw. polierten Flächen untersucht. Nach diesen Messungen wurden beide Kristalle mit weisser Titanoxid-Farbe der Firma Bicron bestrichen und die Versuche wiederholt. Anzumerken ist, dass die beiden Frontflächen des BGO-Kristalls auch bei dem rauhen Kristall poliert waren, um eine Auslese durch einen Photomultiplier zu erleichtern. Die zur Lichtauskopplung verwendete Fläche blieb während allen folgenden Untersuchungen poliert und unbestrichen.

Die erhaltenen ADC-Spektren des BGO-Kristalls befinden sich im oberen Teil der Abb. 3.7, die zum besseren Vergleich übereinander eingezeichnet wurden. Die Verschiebung der Positionen des 511 keV Peaks hin zu höheren Kanälen im Falle der noch unbestrichenen Kristalle zeigt, dass das Polieren bereits die Lichtausbeute um einen Faktor 1.34 im Vergleich zum unpolierten Kristall verbessert. Betrachtet man sich nun die Peak-Positionen der bestrichenen Kristalle, so stellt man fest, dass das Bestreichen des rauhen Kristalls die Lichtausbeute um einen Faktor 1.73 bezüglich des unbehandelten Kristalls verbesserte. Im Falle des polierten Kristalls ergibt sich durch das Bestreichen sogar ein Anstieg um einen Faktor von 3.15, da hier der Wiedereintritt der an der Farbschicht reflektierten Photonen durch die polierten Oberflächen offensichtlich erleichtert wird.

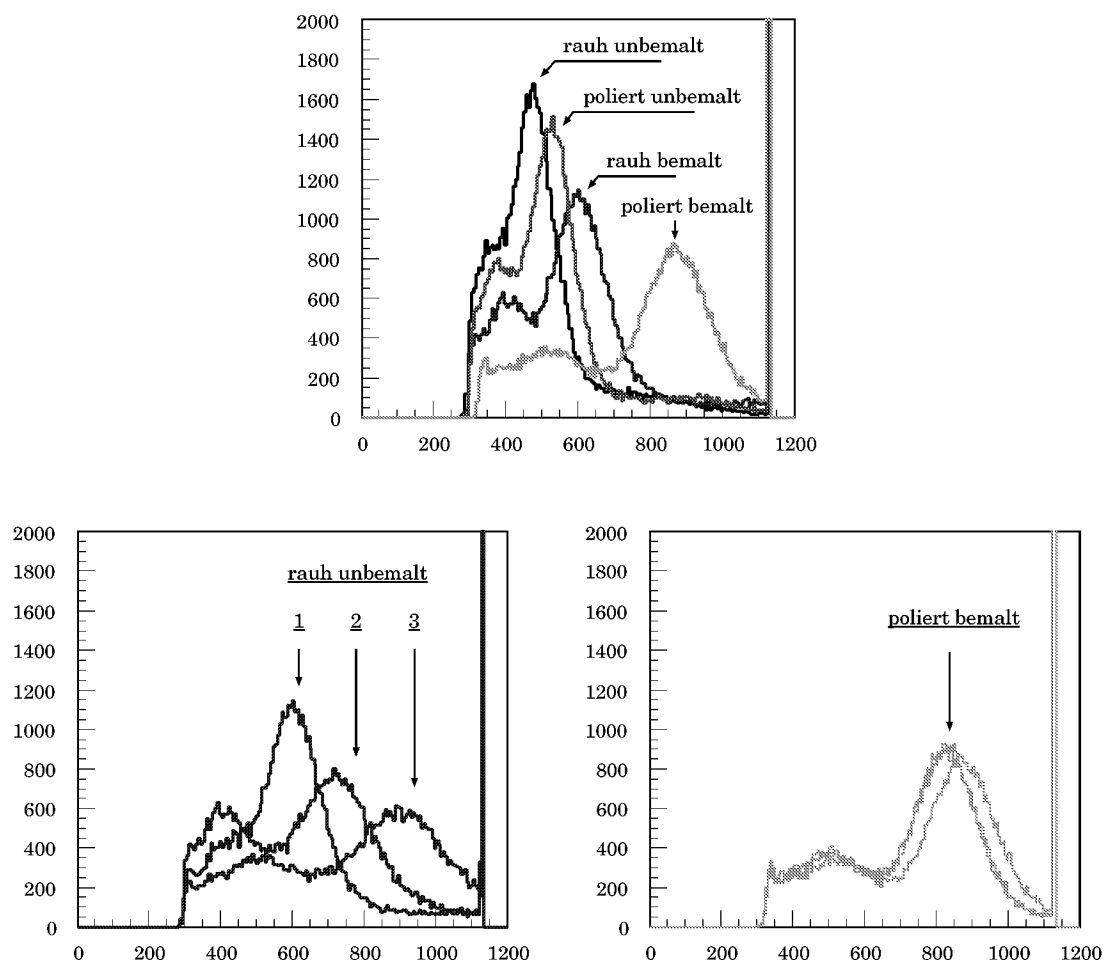


Abbildung 3.7: Verdeutlichung der Einflüsse der Oberflächenbehandlung und der Einstrahl-Position. Oben sind die ADC-Spektren des BGO-Kristalls für verschiedene Oberflächenbehandlungen dargestellt. Im unteren Teil befinden sich die ADC-Spektren für zwei verschiedene Oberflächenbehandlungen, in Abhängigkeit der Position der Quelle relativ zur Länge des BGO-Szintillationskristall-Stabes. Im linken Bild bedeutet Position 1 die Quellen-Position an der Spitze des BGO-Stabes, Position 2 bei $2/3$ der Länge des BGO-Stabes und Position 3 bei $1/3$ der Länge des BGO-Stabes (vgl. Abb. 3.4 rechts). Im rechten Bild sind die gleichen Spektren für einen polierten und bestrichenen Kristall dargestellt. Hier sind die drei Linien nahezu identisch.

Im zweiten Teil der Messungen wurde nun für zwei verschiedene Oberflächenbehandlungen die Sensitivität der BGO-Kristalle bezüglich der Position der Quelle relativ zum Kristall untersucht. Dabei wurden neben der schon oben benutzten Position der Quelle an der Spitze des BGO-Kristall-Stabes zwei weitere Positionen, zum einen bei $2/3$ sowie bei $1/3$ der Länge des Kristalls untersucht, in Abb. 3.4 durch die Positionen 1, 2 und 3 gekennzeichnet. Wieder wurden die ADC-Spektren des BGO koinzident mit dem NaJ-Detektor ausgelesen. Die sich ergebenden Spek-

tren sind im unteren Teil der Abb. 3.7 dargestellt. Auf der linken Seite befinden sich von links nach rechts die 511 keV Peaks des rauhen und bestrichenen BGO-Kristalls für die Positionen mit abnehmenden Abständen der Quelle zum Photomultiplier. Hier wird deutlich, dass die Lichtausbeute geringer wird, je länger die Distanz innerhalb des Kristalls zum Photomultiplier ist, da an der rauhen Oberfläche die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon den Kristall verlässt, größer ist. Im Falle des polierten und bestrichenen Kristalls hingegen wird die Lichtausbeute von der Einstrahlposition nahezu unabhängig. Die diffuse Streuung an den Farbpartikeln bringt demzufolge Photonen wieder in den Kristall zurück, die sonst verloren wären.

Im direkten Vergleich dieser vier verwendeten Oberflächenbehandlungen wird nun deutlich, dass für eine maximale Lichtausbeute des BGO-Kristalls hinsichtlich späterer Verwendungen ein Polieren und Bestreichen der Oberflächen mit reflektierender Farbe sehr zu empfehlen ist. Die Energieauflösung verbessert sich durch diese optimierte Oberflächenbehandlung auf $\Delta E/E$ (FWHM) = 0.34 gegenüber $\Delta E/E$ (FWHM) = 0.48 des unbehandelten Kristalls.

3.3.5 Messung der Energieauflösung des LSO-Kristalls

Um den direkten Vergleich mit dem BGO-Kristall zu erhalten, wurden nun die gleichen Messungen für den LSO-Szintillationskristall wiederholt. Aufgrund der wesentlich kleineren Größe der erhältlichen LSO-Kristall-Probe (4.14 mm x 4.14 mm x 11.20 mm) wurde die ^{22}Na -Quelle direkt vor dem LSO-Kristall fixiert, der wiederum zentriert vor der NaJ-Frontfläche positioniert wurde. Über die Verwendung der gleichen Ausleseelektronik wurden die Spektren in Abb. 3.8 erhalten. Erneut erkennt man im rechten oberen Teil von Abb. 3.8 das ADC-Spektrum des NaJ-Detektors, links daneben das ADC-Spektrum der untersuchten LSO-Kristall-Probe. Das in dunkelgrau eingezeichnete Histogramm zeigt das Resultat eines Schnitts der Ereignisse auf die 511 keV Linie des NaJ-Spektrums. Im linken unteren Teil ist das ADC-Spektrum des NaJ gegen das ADC-Spektrum des LSO zweidimensional aufgetragen, um so erneut die Korrelation der vermuteten 511 keV Ereignisse zu verifizieren. Rechts daneben ist der Fit eines Gauß-Peaks an den nach obigem Verfahren untergrundbereinigten 511 keV Peak gezeigt.

Im Hinblick auf die Spektren ist es wichtig zu beachten, dass der untersuchte LSO-Kristall, aufgrund des in ihm vorkommenden Lutetium (Lu), radioaktiv ist. Dabei zerfällt das Isotop $^{176}_{72}\text{Lu}$ über einen β^- -Zerfall in das angeregte $^{176}_{72}\text{Hf}$ -Niveau bei 0.597 MeV mit anschließender kaskadenartiger Emission von drei Photonen mit den Energien: 306.9 keV, 201.8 keV und 88.3 keV, sowie einem mit geringerer Wahrscheinlichkeit (0.9%) β^- -Übergang in das 0.998 MeV Niveau von $^{176}_{72}\text{Hf}$ mit einer anschließenden Sequenz von 4 Photonen (401.1 keV, 306.9 keV, 201.8 keV und 88.3 keV) in den Grundzustand des $^{176}_{72}\text{Hf}$. Im LSO-Spektrum ist zunächst der 511 keV Peak deutlich zu erkennen. Das NaJ-Spektrum weist nun mehrere Linien auf: Der erste Peak ist vermutlich eine Überlagerung des 201.8 keV Photopeaks und dem Ansatz des Rauschens, dicht gefolgt von der 306.9 keV Linie. Danach ist

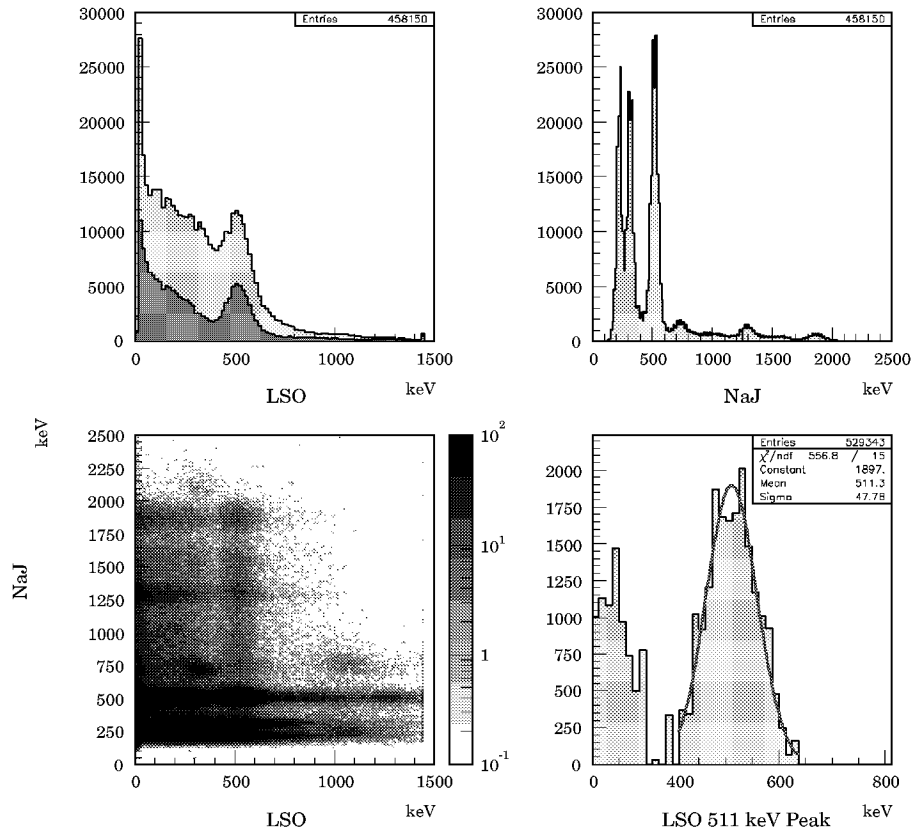


Abbildung 3.8: Messung der Energieauflösung des LSO. Der obere Teil zeigt rechts das NaJ-ADC-Spektrum, links daneben das ADC-Spektrum des LSO. In dunkelgrau gezeichnet sind die Ereignisse, die einen koinzidenten Eintrag im 511 keV Peak des NaJ-Spektrums haben. Unten links ist das Spektrum des LSO gegen das des NaJ zweidimensional aufgetragen, unten rechts der untergrundbereinigte 511 keV Peak des LSO mit eingezeichneter Fit-Funktion.

deutlich der 511 keV Peak zu erkennen, sowie im hinteren Verlauf des Spektrums die schwächeren 1275 keV- und 1786 keV Linien. Der Peak bei ca. 720 keV, der sich auch koinzident nachweisen lässt (s. Darstellung NaJ gegen LSO bei einer LSO-Energie von ca. 310 keV) resultiert wahrscheinlich aus dem Zerfall des Lutetiums, bei dem eine Überlagerung der 88.3 keV, der 201.8 keV sowie der 401.1 keV im NaJ (Summe ergibt 691.2 keV) und das fehlende 306.9 keV Photon im LSO nachgewiesen wird. In der zweidimensionalen Darstellung erkennt man desweiteren die gewünschte 511 keV Koinzidenz, sowie den koinzidenten Nachweis von 511 keV Photonen im LSO und der 1275 keV sowie der 1786 keV Linie im NaJ. Auch hier sind die entsprechenden Koinzidenzen von 511 keV Photon Nachweis im NaJ mit dem 1275 keV Photon bzw. dessen Überlagerung mit dem 511 keV Photon im LSO nur schwach zu erkennen.

Der Fit an den untergrundbereinigten 511 keV Peak des LSO-Spektrums er-

gibt wieder die Energieauflösung des LSO-Szintillationskristalls, errechnet nach den oben beschriebenen Verfahren:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.2201 \pm 0.0006 \quad \text{FWHM}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.4012 \pm 0.0011 \quad \text{FWTM}$$

In der Literatur finden sich vergleichbare Energieauflösungen für Photonen der Energie 511 keV: In [cms] wurde ein Wert von 23.9% FWHM gemessen, in [MDMM95] dagegen ein etwas höherer mit 29.1% FWHM. In diesem Fall bestätigt das vorliegende Ergebnis bereits gemessene Energieauflösungen. Vergleicht man ferner diesen Wert mit der Energieauflösung des BGO-Kristalls, so stellt man einen drastischen Unterschied fest. Dieser ist dadurch zu erklären, dass der LSO-Kristall eine wesentlich höhere Lichtausbeute besitzt (75% der NaJ-Lichtausbeute), hingegen der BGO-Kristall nur 15% der Lichtausbeute eines NaJ-Detektors liefert.

3.3.6 Bestimmung der Detektionseffizienz für LSO und BGO

Monte - Carlo - Simulationen

Neben der oben determinierten Energieauflösung ist die Detektionseffizienz der untersuchten Szintillationskristalle für Photonen der Energie 511 keV von Bedeutung. Für eine komplexe Detektorgeometrie ist eine Berechnung der Detektionseffizienz schwierig. Die beste Möglichkeit bietet sich durch Monte-Carlo-Simulationen, in denen die vorliegenden Geometrien enthalten sind und alle relevanten physikalischen Prozesse berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wurden auch für den hier verwendeten Aufbau Monte-Carlo-Simulationen mit Hilfe des GEANT-Software-Paketes durchgeführt. Um nun das Detektionsverhalten der verschiedenen Komponenten zu studieren, wurden 10000 Positron-Annihilationen simuliert. Darüber hinaus wurden auch 1275 keV Photonen unkorreliert zu den beiden „back-to-back“ 511 keV Photonen generiert. Anschließend wurde für jeden Kristall die Anzahl der sich im 511 keV Peak befindlichen Photonen gezählt, die auch ein koinzidentes Signal in der 511 keV Linie des NaJ-Detektors hinterlassen haben. Vor der Integration des 511 keV Peaks wurde dieser in eine Gauß-Form mit gleicher Fläche transformiert. Dieselben Schnitte, die auch später bei der experimentellen Auswertung auf den gemessenen 511 keV Peak angewendet werden, wurden auch jetzt auf den simulierten 511 keV Peak angewendet. Aus dem verbleibenden Integral konnte so die Detektionseffizienz für 511 keV Photonen für die beiden Kristalle erhalten werden:

$$\text{MC-Detektionseffizienz für BGO} = 0.0489 \pm 0.0172$$

$$\text{MC-Detektionseffizienz für LSO} = 0.0083 \pm 0.0052$$

Um eine Abschätzung der Fehler zu gewinnen, wurden die in die Simulation eingehenden Größen variiert. Zum einen sind die Abmessungen der Dimensionen der Kristalle und der relative Abstand zwischen Kristall und NaJ-Detektor fehlerbehaftet, zum anderen kann man nicht von einer punktförmigen Quelle ausgehen. Man erhielt dabei als Ergebnis, dass der nicht sehr genau messbare Abstand zwischen Kristall und NaJ-Detektor raumwinkelbedingt den größten Einfluss auf die oben ermittelte Detektions-Effizienz hat, im Gegensatz zur nicht punktförmigen Quelle, deren Variation keine große Veränderung des Raumwinkels zur Folge hat. Die so erhaltenen Abweichungen sind als Fehler im obigen Resultat für die simulierte Detektionseffizienz angegeben.

Der Fehler für den LSO-Kristall ist relativ groß, da der Experimentaufbau aufgrund der kleinen Abmessungen des Kristalls empfindlich auf Raumwinkelabweichungen reagiert.

Experimentelle Bestimmung der Detektionseffizienz

Anhand der oben beschriebenen Messungen wurde die Detektionseffizienz experimentell über die in Abschnitt 4.6 bestimmte Aktivität der ^{22}Na -Quelle (317.15 Bq), sowie der Messzeit (106765 s für die LSO-Messung, 17747 s für die BGO-Messung) bestimmt. Die Integration des 511 keV Peaks für beide Kristalle ($0.295 \cdot 10^6$ Ereignisse im LSO, $0.242 \cdot 10^6$ Ereignisse im BGO) liefert eine Detektionseffizienz von:

$$\begin{aligned} \text{Exp.-Effizienz BGO} &= \frac{0.242 \cdot 10^6}{17747 \text{ s} \cdot 317.15 \frac{1}{\text{s}}} = 0.0429 \pm 0.0043 \\ \text{Exp.-Effizienz LSO} &= \frac{0.295 \cdot 10^6}{106765 \text{ s} \cdot 317.15 \frac{1}{\text{s}}} = 0.0087 \pm 0.0008 \end{aligned}$$

Die Fehler beinhalten dabei statistische und systematische Fehler (5 s für die Zeitmessung sowie 10% für die Aktivität der Quelle, die bereits älter als 10 Jahre ist).

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die experimentellen Ergebnisse mit denen aus den Monte-Carlo-Simulationen überein. Dies zeigt, dass durch das erstellte Simulationsprogramm die experimentelle Situation realistisch wiedergegeben wird, so dass dieses Programm als Basis für weitere und komplexere Photonen-Detektorsysteme am ATRAP-Experiment genutzt werden kann.

3.4 Temperaturabhängigkeit der Szintillations-Eigenschaften des BGO-Kristalls

3.4.1 Experimentelle Umsetzung

Um experimentell die Veränderung der Szintillations-Eigenschaften des BGO-Kristalls beim Herunterkühlen auf 77 K zu bestimmen, wurde ein Testkristall mit

kubischer Form (100 mm x 25 mm x 25 mm) in einem Kryostaten mit Hilfe von flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur von nahezu 77 K gebracht.

Wieder wurde eine ^{22}Na -Quelle verwendet, die an einem Aluminium-Halter 2.3 cm von einer der beiden Längsflächen des Kristalls entfernt im Kryostaten angebracht war. In der Verlängerung dazu, bereits ausserhalb des Kryostaten wurde ein NaJ-Detektor positioniert, dessen Signale auf einen Fenster-Diskriminator geführt wurden. Die Schwellen dieses Fenster-Diskriminators wurden so eingestellt, dass im NaJ-Detektor nachgewiesene 511 keV Photonen ein Ausgangssignal erzeugen. Der NaJ-Detektor wurde mit einer Spannung von +1500 Volt versorgt.

Der BGO-Kristall wurde mit Hilfe einer speziellen Vorrichtung an den Kühlfinger des Kryostaten angebracht, so dass der Kristall entlang der vier Längsflächen durchgehend thermischen Kontakt besaß. Zwischen den gebogenen Aluminium-Bleichen, die den Kristall mechanisch am Kühlfinger hielten, und dem Kristall selber wurde an allen vier Längsflächen 1 mm dickes Indium fixiert, das für sehr guten thermischen Kontakt sorgte.

Die Auslese des BGO-Kristalls geschah über einen zylindrischen Plexiglas-Lichtleiter, der über eine entsprechend große Öffnung in der Kryostatenwand an einem lichtdicht verpackten Photomultiplier (Hamamatsu R1450) endete. Zur besseren thermischen Isolation des BGO-Kristalls wurde der Lichtleiter 3 mm von der Stirnfläche des BGO-Kristalls entfernt befestigt. Vorversuche zeigten, dass ein Abstand dieser Größe keinen signifikanten Verlust in der Lichtausbeute bedeutet. Der Photomultiplier befand sich nicht mehr im Vakuum des Kryostaten und wurde somit während der gesamten Messung auf Zimmertemperatur betrieben. Die Spannung des Photomultipliers betrug -1800 Volt, was der von Hamamatsu empfohlenen Spannung entspricht.

Die Temperaturmessung des BGO-Kristalls wurde über zwei PT100-Elemente vorgenommen, die an verschiedenen Seitenflächen des Kristalls positioniert wurden: Zum einen nahe der Stirnfläche des Kristalls, der gegenüber sich der Plexiglas-Lichtleiter befand, zum anderen an der entgegengesetzten Längsfläche am anderen Ende des Kristalls. Während der Messungen wurde ein maximaler Temperaturgradient von 10 K entlang des Kristalls beobachtet.

Bei diesen Messungen wurde der Kristall über ca. 96 Stunden mit flüssigem Stickstoff gekühlt, da in Vorversuchen festgestellt wurde, dass eine lange Kühlzeit für das vollständige „Durchkalten“ des Kristalls notwendig ist. Während des Aufwärmens wurde jeweils in 10 Grad Intervallen eine Messung mit einem Zeitfenster von 20 Mikrosekunden sowie eine Messung mit einem Zeitfenster von 2 Mikrosekunden vorgenommen, um so die Veränderung in den Abfallszeiten der beiden Komponenten möglichst genau zu bestimmen. Bei der niedrigsten erreichbaren Temperatur sowie bei Zimmertemperatur betrug die Messdauer eine Stunde, bei den weiteren Messungen aufgrund des Temperaturanstiegs 10 Minuten.

Zur Messung der zeitlichen Verteilung der Photomultipliersignale wurde ein Digitaloszilloskop der Firma Tektronix (TDS 745D) eingesetzt. Die Oszilloskopaufnahme wird durch ein NaJ-Signal getriggert. Zu jedem Trigger werden die Analog-Signale des BGO-Detektors mit dem Oszilloskop aufgezeichnet und damit

erhält man direkt die zeitliche Verteilung der auf den Photomultiplier auftreffenden Photonen.

Das Oszilloskop wurde für die Messungen im sogenannten „Average Mode“ betrieben, wobei viele Ereignisse aufsummiert werden und sich ein Zeitspektrum bildet, aus dem direkt die Zeitkonstanten der Lichtemission ermittelt werden können. Rauschsignale liefern eine isotrope zeitliche Verteilung und können als konstanter Untergrundbeitrag abgezogen werden.

Dieses Verfahren zur Messung der Emissionszeiten von Szintillatoren vereinfacht derartige Untersuchungen, was insbesondere für die Analyse der Temperaturabhängigkeit von Bedeutung ist.

3.4.2 Ergebnisse

Die zeitliche Verteilung der Signale des BGO-Kristalls wurde mit dem Digitaloszilloskop als Histogramm für insgesamt 20 verschiedene Temperaturpunkte zwischen 91.3 K und 298.9 K aufgenommen (vgl. Abb. 3.9). Beide Verteilungen aus

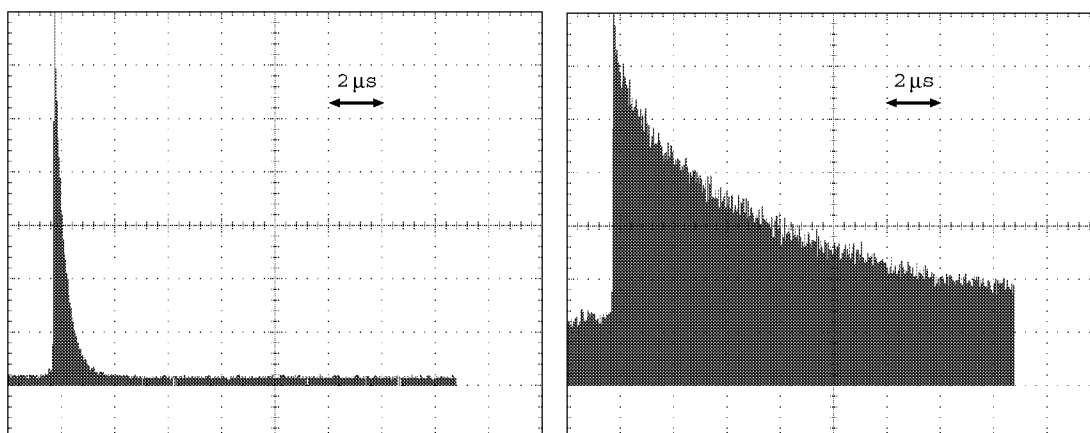


Abbildung 3.9: Zeitliche Verteilung der aufgenommenen BGO-Signale, jeweils mit einem Zeitfenster von $20\ \mu\text{s}$. Im linken Teil befindet sich das Histogramm bei Zimmertemperatur $T = 298.9\ \text{K}$; im rechten Teil ist die Verteilung bei $91.3\ \text{K}$ dargestellt. Die y-Achsen sind in zufälligen Einheiten skaliert.

Abb. 3.9 wurden mit dem gleichen Zeitfenster von $20\ \mu\text{s}$ aufgenommen. Trotz der Skalierung der y-Achse in willkürlichen Einheiten, sieht man, dass sich die Verteilung der BGO-Signale deutlich verändert: Offenbar nehmen die Abfallszeiten der BGO-Szintillationsprozesse mit dem Herunterkühlen des Kristalls drastisch zu.

Vor einer weiteren Auswertung wurde zunächst das Spektrum, das mit dem zehnfach gespreizten Zeitfenster von $2\ \mu\text{s}$ aufgenommen wurde, in das dazugehörige Spektrum mit einem Zeitfenster von $20\ \mu\text{s}$ eingefügt. Dadurch erhält man eine bessere Auflösung und eine höhere Fitgewichtung zu kleineren Zeiten hin. Somit kann die sonst schwer detektierbare schnelle Komponente besser bestimmt werden.

An das modifizierte Spektrum wurde nun für jeden Messpunkt eine Zerfalls-

funktion angefitet, die eine Überlagerung aus zwei Komponenten darstellt:

$$F(t) = a \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{\text{schnell}}}(t-t_0)} + (1-a) \cdot e^{-\frac{1}{\tau_{\text{lang}}}(t-t_0)}. \quad (3.4)$$

Hierbei bedeutet a der Mischparameter der beiden Komponenten, der die relative Intensität wiedergibt. τ_{schnell} bzw. τ_{lang} stellen die Zerfallszeiten der schnellen und der langsamen Komponente dar, t_0 wurde als Fitparameter für den jeweiligen Zeitnullpunkt verwendet.

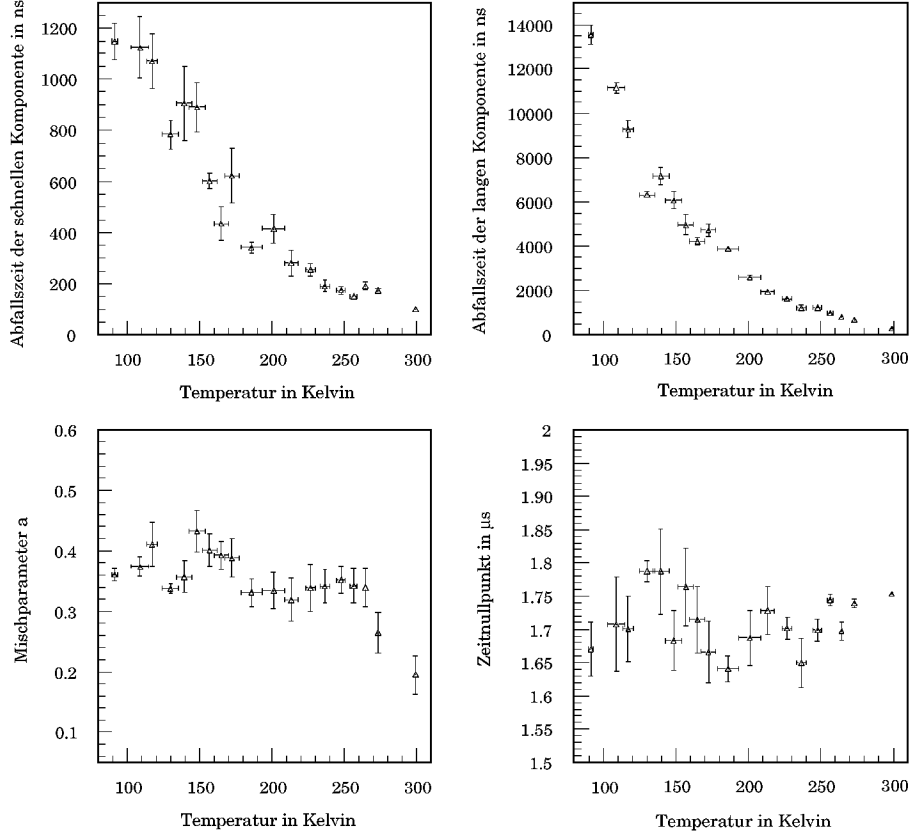


Abbildung 3.10: Fitparamter der Fitfunktion aus Gl. 3.4 in Abhängigkeit der Temperatur.

Im oberen Teil der Abb. 3.10 sind die Zerfallszeiten der langsamen und der schnellen Komponente in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Ein qualitativer Erklärungsansatz der offensichtlichen Verlangsamung der Szintillationsprozesse wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 gegeben.

Im unteren Teil der Abb. 3.10 befindet sich links die Temperaturabhängigkeit des Mischparameters der schnellen zur langsamen Zerfallskomponente. Man kann demzufolge erkennen, dass das Intensitätsverhältnis nach einem anfänglichen Anstieg zur schnellen Komponente hin im wesentlichen konstant bleibt. Dieser Anstieg ist vermutlich dadurch zu erklären, dass bei Temperaturen nahe der Zimmertemperatur die schnelle Komponente in den gemessenen Zeitverteilungen noch nicht hinreichend gut aufgelöst werden konnte.

In Tabelle 3.2 sind die Zerfallszeiten der langsamen und der schnellen Komponente für die Randpunkte des abdeckbaren Temperaturbereichs explizit angegeben.

	T = 298.9 $\pm$ 0.82 K	T = 91.3 $\pm$ 1.93 K
Zerfallszeit der langsamen Komponente	293.5 $\pm$ 17.42 ns	13558 $\pm$ 438 ns
Zerfallszeit der schnellen Komponente	99.34 $\pm$ 6.59 ns	1147.6 $\pm$ 71.6 ns

Tabelle 3.2: Die Zerfallszeiten der beiden Szintillations-Komponenten bei Zimmertemperatur (298.9 K) und bei der tiefsten erreichten Temperatur von 91.3 K.

Herauszuheben ist dabei, dass die Zerfallszeit der langsamen Komponente um einen Faktor 46 beim Herunterkühlen des Kristalls von T=298.9 K auf T=91.3 K ansteigt.

Die Zerfallszeiten der beiden Komponenten bestätigen weitgehend die Werte aus früheren Messungen. Tabelle 3.3 gibt eine Übersicht über bereits vorgenommene Bestimmungen der Zerfallszeiten. Dieser enorme Anstieg der Szintillati-

Quelle	T = 300 K		T = 90 K	
	schnell	langsam	schnell	langsam
Weber, Monchamp [WM73]	-	300 ns	-	10500 ns
Moncorge [MJB76]	-	300 ns	-	12000 ns
Melcher, Schweitzer [MS85]	-	290 ns	-	-
Firma Bicron [bic]	60 ns	300 ns	-	-
Moszynski, Gresset [MGVO81]	60 ns	300 ns	-	-
Ziegler, Rogers [ZRSS93]	93.8 $\pm$ 1.9 ns	368.8 $\pm$ 14.6 ns	-	-

Tabelle 3.3: Übersicht über bereits vorgenommene Bestimmungen der Zerfallszeiten der langsamen und schnellen Komponente im BGO.

onszeiten des BGO-Kristalls stellt zunächst einen Nachteil für seine Verwendung bei niedrigen Temperaturbereichen dar. Für den Betrieb des BGO-Detektors an ATRAP-I zeigt die Messung eindrucksvoll, dass die ADC-Gatebreite, d.h. die ADC-Sammelzeit für die Aufnahme der Analogsignale ausreichend lang sein muss, um die BGO-Signale möglichst vollständig aufzunehmen. Im linken Teil von Abb. 3.11 ist der relative Anteil detektierter BGO-Signale in Abhängigkeit von der Gate-Breite für verschiedene Temperaturen dargestellt. Für eine beispielsweise angestrebte Detektion von 90% der BGO-Signale ist bei Zimmertemperatur demzufolge eine Gate-Länge von 1 μ s ausreichend, die jedoch beim Herabkühlen auf 90 K auf ca. 13 μ s ansteigen müsste. Legt man die Temperaturabhängigkeit aus Ref. [WM73] zugrunde, kann man weiter aus den gemessenen Abfallszeiten die Intensität als Funktion

der ADC-Sammelzeit berechnen. Im rechten Teil von Abb. 3.11 ist die so bestimmte Lichtintensität in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Gate-Längen dargestellt. Demzufolge sind ADC Integrationszeiten von mindestens $3\ \mu\text{s}$ nötig, um auch bei Temperaturen von 100 K eine zu bei 300 K Umgebungstemperatur vergleichbare Lichtintensität zu erhalten.

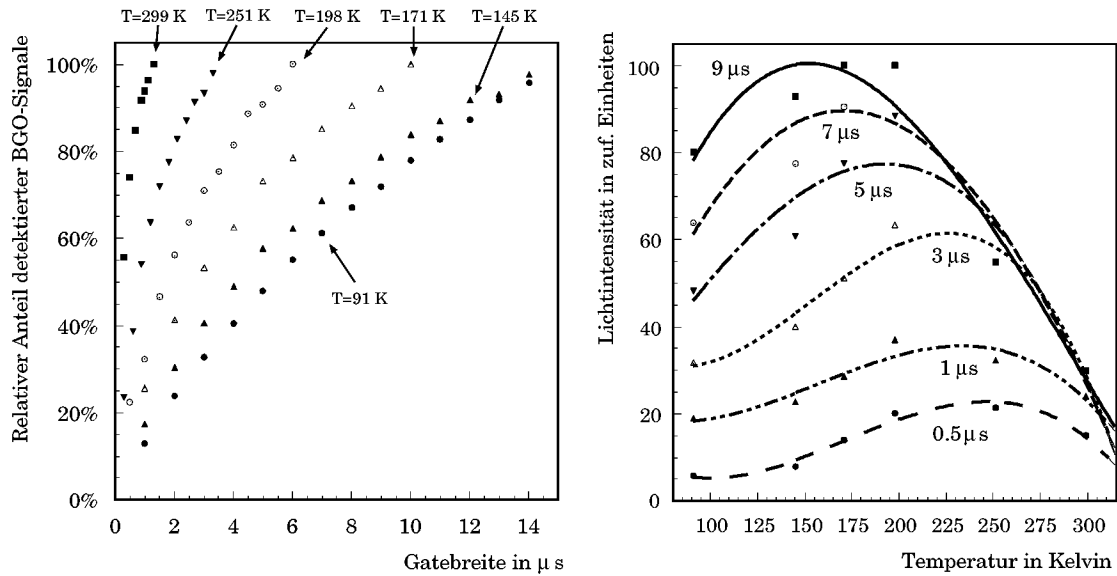


Abbildung 3.11: Links: Anteil des aufgenommenen Lichts gegen eingestellte ADC-Sammelzeit für verschiedene Temperaturen. Rechts: Lichtintensität in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene ADC-Sammelzeiten.

Melcher et. al [MS85] berichten, dass die Temperaturabhängigkeit der Szintillationsprozesse im BGO-Kristall mit den technischen Fortschritten in der Kristallproduktion schwächer wird, so dass zukünftig mit weiterentwickelten BGO-Kristallen gerechnet werden kann, die sich auch für tiefere Betriebstemperaturen verwenden lassen.

Kapitel 4

Kalibration des BGO-Detektors für das ATRAP-Experiment

4.1 Bestimmung der optimalen Photomultiplier Spannungen für die Auslese der BGO-Kristalle

Um die Auslese der BGO-Kristalle zu verbessern, wurde in der überarbeiteten Version des Detektors eine Neugestaltung der Lichtleiter, die zu den Photomultiplier führen, vorgenommen. Die bisher verwendeten, aus Glasfaserbündel bestehenden Lichtleiter wurden durch stabile Plexiglas-Lichtleiter ersetzt. Ihre Herstellung als Spezialanfertigung war aufgrund der verschiedenen Ankopplungsflächen (die BGO-Kristalle haben trapezförmigen, die Röhren der Photomultiplier kreisrunden Querschnitt) und des zu minimierenden Lichtverlustes eine komplexe mechanische Herausforderung. Diese überarbeitete Version des oben beschriebenen Prototypen galt es nun zu testen und zu kalibrieren. Die Kalibration des BGO-Detektors wurde mit Hilfe einer ^{22}Na -Quelle durchgeführt, die in die Mitte der von den 12 BGO-Kristallen umrundeten Zone positioniert wurde. Diese BGO-Kristalle werden über die Plexiglas-Lichtleiter durch Photomultiplier (Typ Hamamatsu R1450: 15 mm Durchmesser der Dynodenfläche, 10 Dynoden) ausgelesen. Die Photomultiplier wurden dabei zunächst mit einem Startwert von -1800 Volt betrieben. Über eine Koinzidenz-Schaltung wurden die beiden back-to-back 511 keV Photonen nachgewiesen, die bei der Positron-Elektron-Annihilation entstehen. Dementsprechend wurden stets gegenüberliegende Detektorelemente ausgelesen und koinzidente Signale mit einem ADC aufgenommen. Die Signale wurden vor der Koinzidenzeinheit durch einen Diskriminator geführt. Der Ausgang der Koinzidenzeinheit stellte den Trigger dar, wobei hier aufgrund der langen Zeitkonstanten der Lichtemission des BGO darauf geachtet werden musste, dass die Integrationszeit des ADC lang genug war, in diesem Fall 1 μs . Das Photomultiplier-Signal der BGO-Detektoren besteht bei geringer Photonenzahl aufgrund der schnellen Photomultiplier-Signale mit einer Breite von einigen Nanosekunden aus zeitlich weit gestreuten Einzelsignalen; nur eine Ladungsintegration mit angepasster Zeitbasis gibt das sonst typische Szintillationssignal wieder.

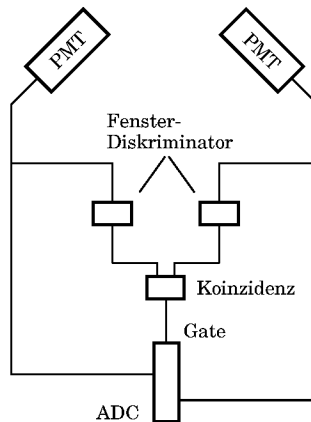


Abbildung 4.1: Verschaltungsschema zur koinzidenten Auslese von gegenüberliegenden Photomultipliern.

Die Rauschspektren sowie die ADC-Nullpunkte wurden über die Aufhebung der UND-Koinzidenz ermittelt, wobei jedes Einzelsignal eines Photomultipliers die ADC-Auslese triggert.

Die sich ergebenden Spektren (vgl. Abb. 4.2) zeigen die Empfindlichkeitsunterschiede der BGO-Lichtleiter-Photomultiplier-Kombination: Der Abstand des sichtbaren 511keV Peaks zur jeweiligen Nulllinie variiert deutlich. Die Messungen liefen dabei über gleiche Zeiten (circa 7 Minuten).

Um eine Abschätzung über die Variation der registrierten Photoelektronenzahl zu erhalten, wurden die Amplituden der Single-Elektronen-Signale mit einem Oszilloskop überprüft. Für eine etwas niedrigere Betriebsspannung der Photomultiplier von -1700 Volt wurde anstelle der Quelle mit einem definierten Lichtleck jeweils die Höhe des Single-Elektronen-Signals für jeden Photomultiplier bestimmt. Dabei wurde das Signal der Photomultiplier zwischen Splitter und Delay-Line abgegriffen und auf ein Oszilloskop gegeben. Die Amplituden für die einzelnen Photomultiplier befinden sich in Tabelle 4.1. Die unterschiedlichen Höhen des Single-Elektronen-Signals veranschaulichen die Verstärkungsunterschiede der Photomultiplier. Ein Vergleich dieser Daten mit den 511 keV Peakpositionen (letzte Spalte in Tab. 4.1) zeigt keine drastischen Unterschiede in der Photoelektronenzahl. Die auftretenden Abweichungen sind durch eventuelle geringe Ankopplungsunterschiede oder Differenzen in den Oberflächenbehandlungen zu erklären.

In einem ersten Schritt zur Kalibration des Detektors sollten nun die Betriebsspannungen für die Photomultiplier so eingestellt werden, dass die Empfindlichkeitsunterschiede der BGO-Photomultiplier-Systeme dadurch ausgeglichen werden. Für die relativen Abstände wurde der Referenzabstand von 67 ADC-Kanälen mit einer Toleranz von 10 ADC-Kanälen definiert. In der folgenden Messreihe wurde der dafür optimale Spannungswert über zwei Iterationen ermittelt. Hier wurden die Messungen über jeweils 5 Minuten durchgeführt.

Abbildung 4.3 zeigt nun sehr ähnliche Spektren, d.h. mit den hier aufgeführten Spannungen kann man so die Verstärkungsunterschiede ausgleichen.

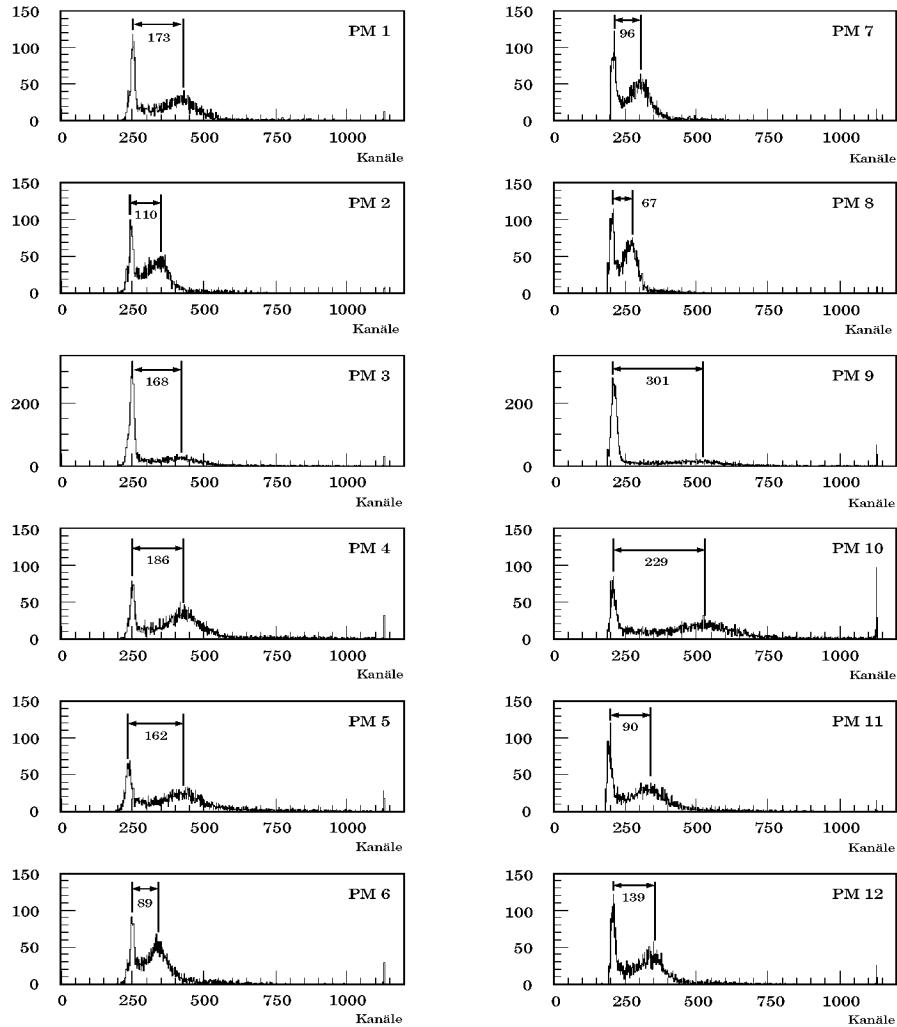


Abbildung 4.2: ADC-Spektren der einzelnen Photomultiplier. Nebeneinanderliegende Spektren wurden jeweils koinzident ausgelesen.

4.2 Winkelabhängigkeit der Spektren

In einem nächsten Schritt wurden nicht mehr nur gegenüberliegende Photomultiplier koinzident ausgelesen, sondern relativ zu einem fest gewählten alle restlichen Photomultipliersignale koinzident betrachtet. Die soeben ermittelten Photomultiplier-Spannungen und Diskriminator-Schwellen wurden beibehalten. Wiederum wurde in jedes Spektrum die Nulllinie über die Aufhebung der UND-Koinzidenz eingezeichnet. Der Photomultiplier 1 galt hierbei als fest gewählter Photomultiplier, zu dem alle weiteren Photomultiplier koinzident ausgelesen wurden. Man sieht in Abb. 4.4 die erwartete Winkelabhängigkeit der Spektren: Im direkt gegenüberliegenden Photomultiplier, Nummer 7, und in den Spektren der direkt benachbarten Photomultiplier erkennt man deutlich den 511 keV Peak, der zu weiter außen liegenden Photomultipliern hin immer mehr abnimmt.

Photomultiplier	Signalamplitude in mV	511 keV Peakposition	Verhältnis
1	-93.5	173	0.54
2	-39.5	110	0.36
3	-70	168	0.42
4	-80	186	0.43
5	-53	162	0.33
6	-41.5	89	0.47
7	-52.5	96	0.55
8	-23	67	0.34
9	-93	301	0.31
10	-92.5	229	0.40
11	-57.5	90	0.63
12	-41	139	0.29

Tabelle 4.1: Signalamplitude des Single-Elektronen-Signals bei einer Spannung von -1700 V für alle Photomultiplier. In der dritten Spalte sind die 511 keV Peakpositionen aufgeführt, sowie in der letzten Spalte zum Vergleich das Verhältnis aus beiden Werten.

4.3 Umsetzung verschiedener Triggerbedingungen

Die BGO-Szintillationskristalle haben die Eigenschaft, zeitlich sehr weit gestreute Photonen, die zu einem Ereignis gehören, abzugeben. Die Auslese über ein Oszilloskop ergab zeitliche Abstände der ausgelesenen Photonen, die ihren Ursprung im gleichen Ereignis haben, von bis zu 4 μ s. Es wurde zunächst als sinnvoll angesehen, den Trigger auf Signale zu setzen, die dem zeitgleichen Nachweis von mehr als einem Photon entsprechen, d.h. Signale, die mindestens die 1.5-fache Amplitude des Single-Elektronen-Signals haben, um so das Single-Elektronen-Rauschen zu eliminieren.

Um diese gewünschte Triggerbedingung experimentell umzusetzen, wurde ein definiertes Lichtleck verwendet, das kurzzeitig im Detektor erzeugt wurde. Somit kann man Photomultiplier-Spannungen ermitteln, bei denen die Single-Elektronen-Signale eine zu definierende gemeinsame Höhe haben, in diesem Fall -20 mV, wodurch die Diskriminatorschwellen für jeden Photomultiplier identisch eingestellt werden konnten. Die Triggerschwelle sollte demnach bei dem 1.5-fachen dieses Wertes, bei -30 mV liegen.

Die verwendeten Diskriminatoren brauchen 1 ns Signaldauer oberhalb der eingestellten Diskriminatorschwelle, um ein von Null verschiedenes Ausgangssignal zu liefern. Sollen -30 mV Signale (entsprechen 1.5 Photonen) nun einen Durchgang erzeugen, müssen die Schwellen auf -20 mV gesetzt werden, um eine ausreichend lange

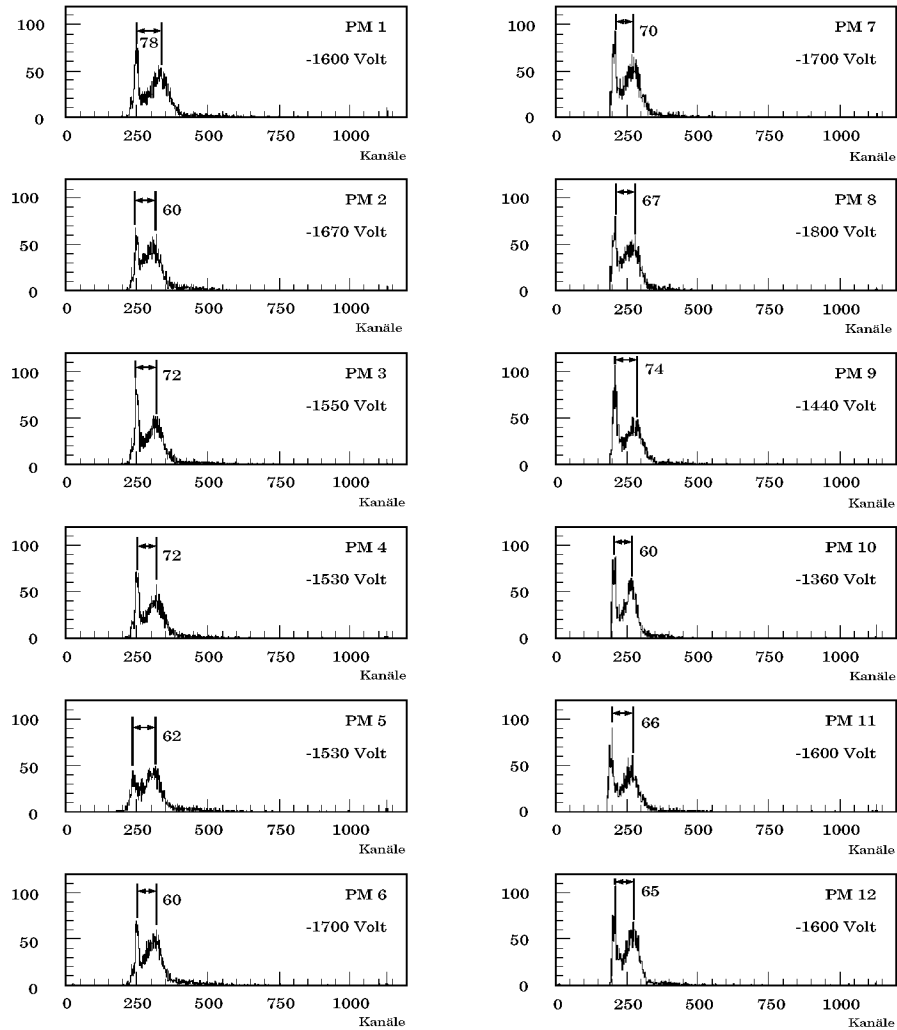


Abbildung 4.3: ADC-Spektren aufgenommen mit Spannungen, die die Verstärkungsunterschiede ausgleichen.

Signaldauer zu garantieren, da die Signale sehr kurz sind und kurze Anstiegs- bzw. Abfallszeiten (um 1 ns) haben. Die dafür nötigen Spannungen sind in Tabelle 4.2 in der zweiten Spalte zusammengefasst.

In den folgenden Messungen ergab sich jedoch, dass die Zählrate mit dieser Triggerbedingung zu gering ist. Es empfiehlt sich dafür, entweder die Schwellen des Diskriminators zu verringern, oder die Betriebsspannungen der Photomultiplier zu erhöhen. Eine Messreihe mit einer niedrigeren Schwelle von -10 mV (unterer Rand des Diskriminierungsbereiches) ergab eine leichte Erhöhung der Zählrate. Um diese weiter zu verbessern, wurden die Spannungen so verändert, so dass Signale einen Trigger liefern, deren Amplitude der Hälfte des Single-Elektronen-Signals entspricht. Da bei einer eingestellten Diskriminatorschwelle von -20 mV Signale mit einer Amplitude von -30 mV ein Ausgangssignal erzeugen, müssen die Span-

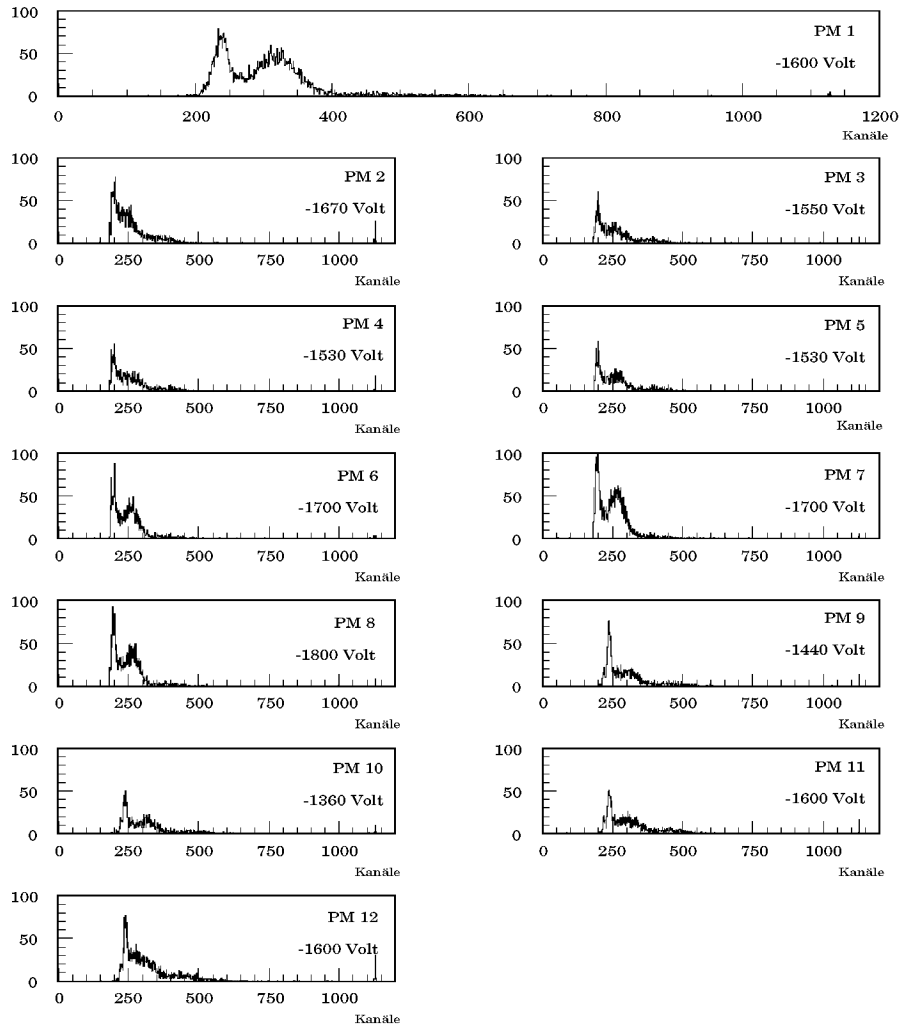


Abbildung 4.4: Relativ zu Photomultiplier 1 wurden alle anderen ausgelesen.

nungen der Photomultiplier so modifiziert werden, dass die Amplitude des Single-Elektronen-Signals 60 mV beträgt. Die dafür ermittelten Spannungswerte sind in Tabelle 4.2 in der dritten Spalte zusammengefasst.

Photomultiplier Nummer 8 benötigte eine Spannung von -2000 Volt, die um 200 Volt über der erlaubten Betriebsspannung von -1800 Volt liegt. Dieser Photomultiplier soll ausgetauscht werden.

4.4 Detektion der 1275 keV Photonen

Desweiteren wurde eine Langzeitmessung über 66 Stunden durchgeführt, mit der Absicht in der zweidimensionalen Darstellung der ADC-Spektren koinzident zu 511 keV Photonen die ebenfalls beim β -Zerfall des ^{22}Na entstehenden 1275 keV Photonen nachzuweisen. Es wurde hierfür das gegenüberliegende Detektorpaar 1

Photomultiplier	Spannung für $1\frac{1}{2}$ -mal Single-Elektronen-Signal [V]	Spannung für $\frac{1}{2}$ -mal Single-Elektronen-Signal [V]
1	-1600	-1310
2	-1775	-1480
3	-1630	-1340
4	-1605	-1340
5	-1680	-1372
6	-1800	-1476
7	-1720	-1400
8	-2000	-1586
9	-1550	-1260
10	-1520	-1300
11	-1700	-1370
12	-1800	-1466

Tabelle 4.2: Spannungen für ein Triggersignal mit $1\frac{1}{2}$ -mal (zweite Spalte) bzw. $\frac{1}{2}$ -mal (dritte Spalte) der Höhe des Single-Elektronen-Signals (-60 mV bzw. -30 mV).

und 7 verwendet. Die Spannungen der Photomultiplier wurden der Triggerbedingung eines „halben“ Photons entsprechend eingestellt (vgl. Tab. 4.2). Die Schwellen wurden von dem Soll-Wert -20 mV auf -15 mV herabgesetzt, um so in den aufgenommenen ADC-Spektren den Ansatz eines Rauschpeaks erkennen zu können. Das Ergebnis dieser Messung befindet sich in Abb. 4.5.

Im oberen Teil von Abb. 4.5 befinden sich die ADC-Spektren der Photomultiplier 1 und 7, im unteren die zweidimensionale Darstellung der beiden Spektren gegeneinander. Führt man eine Energiekalibration für beide Spektren durch, so erhält man, dass für Photomultiplier 1 die 1275 keV Linie bei Kanal 425 liegen sollte, für Photomultiplier 7 bei Kanal 390. Bei Betrachtung dieser Kanalbereiche sieht man jeweils zwei Anhäufungen von Ereignissen, die koinzident zu einem 511 keV Ereignis aufgenommen wurden (s. Pfeile in der zweidimensionalen Darstellung). Diese Anhäufungen stammen von 1275 keV Photonen, die beim β -Zerfall des ^{22}Na entstanden sind.

4.5 Abhängigkeit der Spektren von der Gate-Länge

Im folgenden sollte die Abhängigkeit der Spektren von der Länge des Gates für den ADC untersucht werden. Dafür wurde neben der bisher verwendeten Gate-Länge von $1\text{ }\mu\text{s}$ auch 0.5, 0.75, 2, 3 und $4\text{ }\mu\text{s}$ eingestellt. Die Spannungen und Schwellen für die Photomultiplier 1 und 7 wurden auf den Werten der Langzeitmessung belassen, d.h. PM 1 hatte -1600 Volt, PM 7 -1720 Volt und die Schwellen -15 mV. Wiederum wurde über gleiche Zeiten gemessen (7 Minuten) und mittels

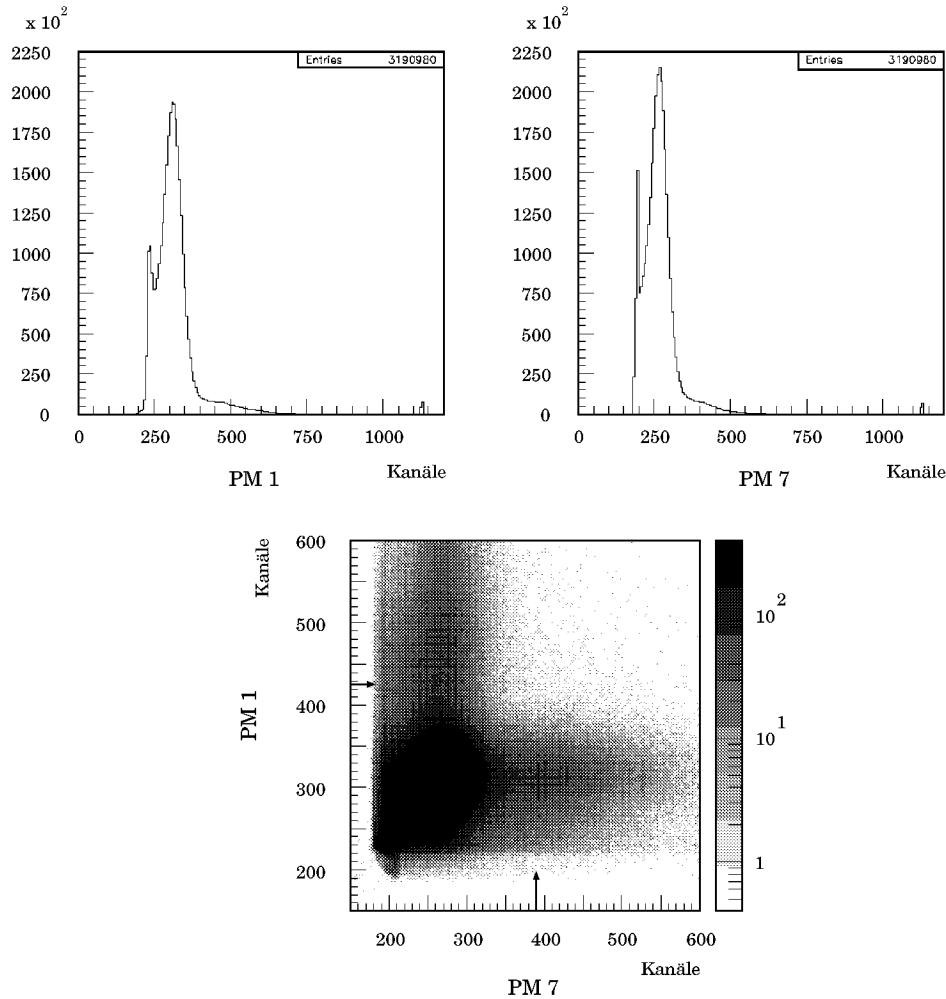


Abbildung 4.5: Langzeitmessung um 1275 keV Photonen nachzuweisen.

der ODER-Einstellung die Nulllinie in das gleiche Spektrum mit eingezeichnet. Die so erhaltenen Spektren sind in Abb. 4.6 dargestellt. Zunächst sieht man den Einfluss von Offset-Spannungen am ADC-Eingang, der das Spektrum zu höheren Kanälen hin verschiebt. Der Fit einer Gauß-Kurve an die einzelnen 511 keV Peaks liefert die sich ergebenden Energieauflösungen, die in Tab. 4.3 zusammengefasst sind. Im Vergleich zu der in Kap. 4.3 bestimmten Energieauflösung eines BGO-Kristalls von 40.8% weisen diese Werte eine um 20% schlechtere Energieauflösung auf. Dies liegt daran, dass zwischen BGO-Kristall und auslesender Photomultiplier ein ca. 1 m langer gebogener Plexiglas-Lichtleiter installiert ist, der für eventuelle Photonenverluste verantwortlich sein kann. Zudem ist die Ankopplungsfläche zwischen BGO-Kristall und Lichtleiter aufgrund der niedrigen Betriebstemperaturen ohne optischem Fett realisiert, was eine weitere Ursache für Photonenverluste sein kann. Zusammenfassend lässt sich anhand von Tab. 4.3 sagen, dass eine Gate-Länge von $1 \mu\text{s}$ zu empfehlen ist, da hierfür die Energieauflösung am besten ist.

Gate-Länge in μs	$\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM) für PM 1	$\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM) für PM 7
0.5	66.0%	68.2%
0.75	63.7%	66.7%
1	60.5%	64.5%
2	64.8%	68.8%
3	67.5%	70.1%
3	75.2%	76.3%

Tabelle 4.3: Energieauflösungen in Abhängigkeit der Gate-Länge.

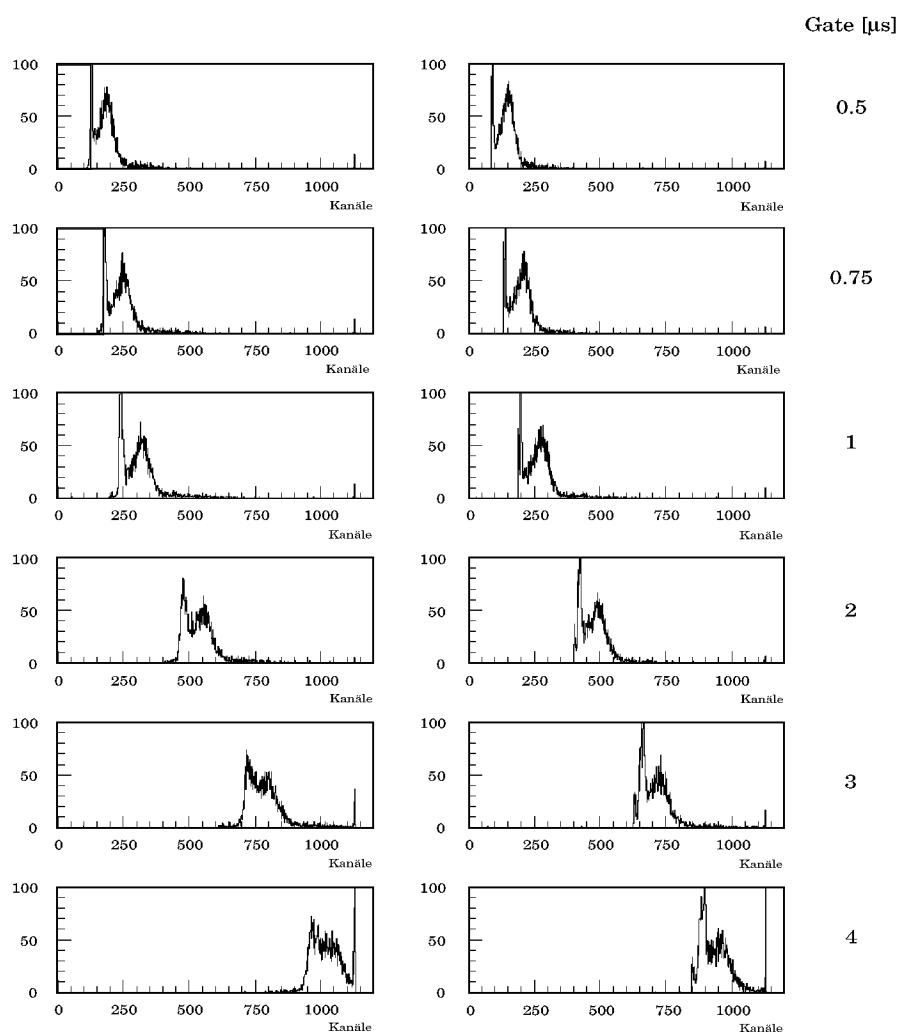


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Spektren von der eingestellten Länge des Gates. In der linken Spalte sind die Spektren des Photomultiplier 1, betrieben mit -1800 Volt, in der rechten Spalte die Spektren des Photomultiplier 7 (-1700 Volt) dargestellt.

4.6 Eichung der verwendeten ^{22}Na -Quelle

Um die Aktivität der verwendeten ^{22}Na -Quelle zu bestimmen, wurde diese zwischen den Frontflächen von zwei gleich großen NaJ-Detektoren fixiert. Diese besitzen beide einen bereits eingebauten Photomultiplier, der mit +925 V (NaJ 1) bzw. mit +1184 V (NaJ 2) Spannung betrieben wurde. Die koinzidente Auslese geschah mit einer Diskriminator-Schwelle von -10 mV und einer Gate-Länge von 1 μs . Die Messung, die über ca. 50 Minuten durchgeführt wurde, lieferte das in Abb. 4.7 dargestellte Ergebnis.

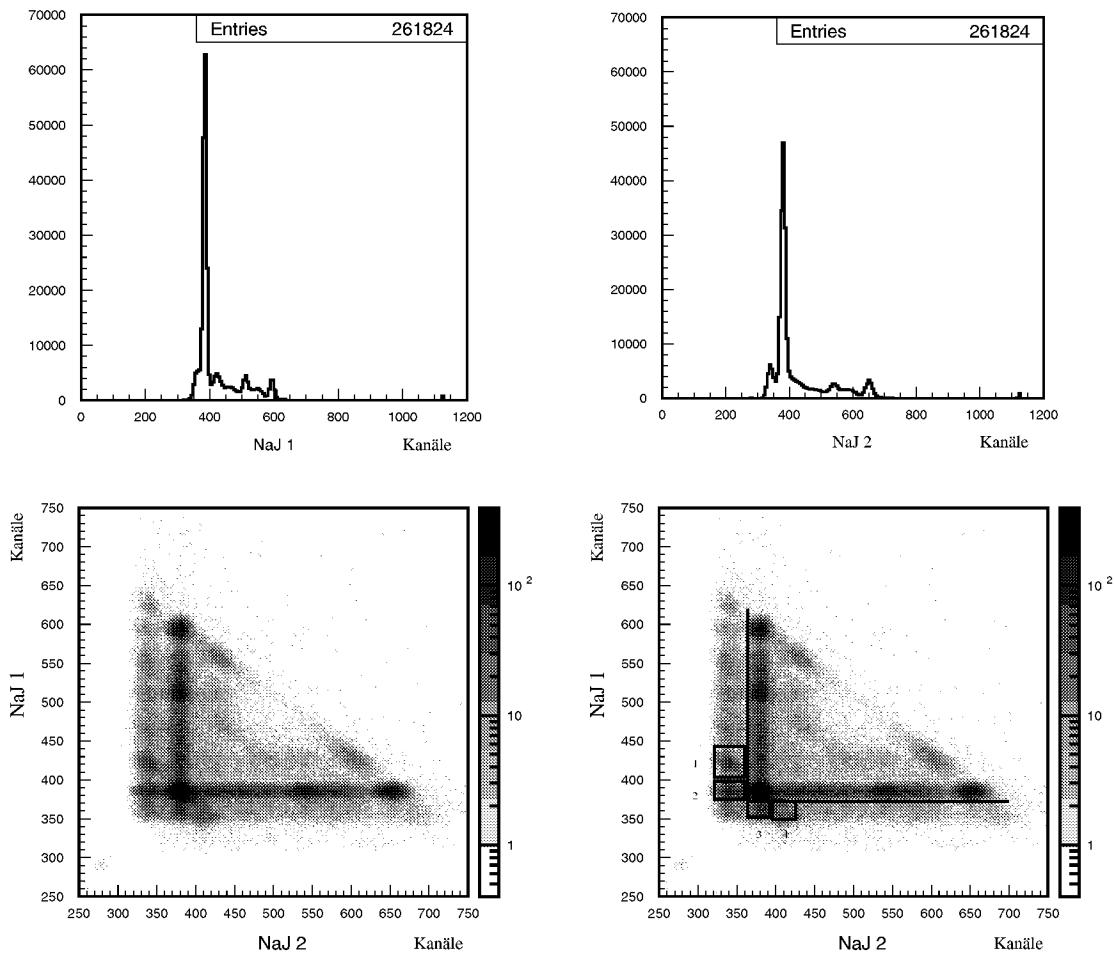


Abbildung 4.7: NaJ gegen NaJ zur Bestimmung der Quellenaktivität. Die Achsen der zweidimensionalen Darstellung sind zur besseren Erkennbarkeit der Strukturen gespreizt. Links unten sind die Spektren der beiden NaJ-Detektoren zweidimensional dargestellt. Rechts erkennt man die gleiche Darstellung untergrundbereinigt.

Führt man eine Energiekalibration durch, so kann man neben dem sehr deutlichen 511 keV Peak in den Spektren auch die kleineren 1275 keV bzw. die Überlagerung von beiden, den 1786 keV Peak, identifizieren. Im unteren Teil der Abbildung 4.7 wurde das Spektrum des NaJ 1 gegen das Spektrum des NaJ 2 zweidimensional

dargestellt. Man erkennt neben der Koinzidenz von zwei 511 keV Photonen auch die Koinzidenz von einem 1275 keV Photon mit einem 511 keV Photon, sowie die Koinzidenz von zwei 511 keV Photonen, bei denen zusätzlich in einem der beiden Detektoren ein 1275 keV Photon nachgewiesen wurde.

Die bei allen Koinzidenzen erkennbaren Nebendiagonalen (senkrecht zur Winkelhalbierenden) resultieren aus Compton-gestreuten Photonen, die z.B. an der Aluminium-Verkapselung der beiden NaJ-Detektoren gestreut wurden.

Anschließend wurde die gleiche Messung nur ohne Quelle mit einer Dauer von ca. 100 Minuten durchgeführt. Aus den untergrundbereinigten Spektren kann nun die Quellenaktivität ermittelt werden. Eine Miteinbeziehung des abgedeckten Raumwinkels und der Nachweiswahrscheinlichkeit eines NaJ-Detektors der Dicke (16.4 cm), sowie eine Betrachtung der Totzeit der Ausleseelektronik ist notwendig, um die wirkliche Aktivität der Quelle zu erhalten. Der abgedeckte geometrische Raumwinkel betrug 95.01%, die Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Detektors 61.83% [nis], die hier aufgrund der geforderten Koinzidenz quadratisch eingeht. Auf die Totzeit wird weiter unten eingegangen.

Betrachtet man zunächst die Rate mit Quelle (261824 Ereignisse in 2985 Sekunden), so erhält man 87.71 Ereignisse pro Sekunde. Subtrahiert man davon die Rate ohne Quelle (16364 Ereignisse in 5939 Sekunden ergibt 2.75 Background-Ereignisse pro Sekunde), so erhält man vor der Bereinigung durch obige Effekte 84.96 Ereignisse pro Sekunde.

In Abb. 4.7 rechts unten sieht man nun die zweidimensionale Darstellung von NaJ 1 gegen NaJ 2, in der bereits das Spektrum der gleich langen Messung des Untergrundes abgezogen wurde. Für die Bestimmung der nachgewiesenen 511 keV Photonen sind die Bereiche zu betrachten, in denen sich zwei Photonen der Energie größer oder gleich 511 keV befinden, also der Teil der Darstellung oberhalb bzw. rechts der eingezeichneten Geraden. Insgesamt sind dort 210578 Ereignisse enthalten, die eine Rate von 70.54 Ereignisse pro Sekunde ergeben.

Die Energiebereiche 1 und 4 sind dabei aus back-to-back 511 keV Ereignissen entstanden, in denen eines der Photonen nur einen Teil seiner Energie in einem Detektor abgab und in den gegenüberliegenden Detektor gestreut wurde. Bei den Ereignissen in den Energiebereichen 2 und 3 wurde ebenfalls eines der beiden Photonen gestreut, aber so, dass es nicht mehr in einen der Detektoren gelangte. Diese Verschiebung von back-to-back Ereignissen aufgrund der Streuung, deren Wahrscheinlichkeit für spitze Auftreffwinkel auf die NaJ-Detektorflächen am größten ist, kann man als Reduzierung des Raumwinkels auf einen effektiven Teil verstehen, um den die Quellenaktivität ebenfalls korrigiert werden muss. Ein Maß für diese Korrektur ist das Verhältnis von den Inhalten der Bereiche 1 bis 4 zu dem Inhalt des Koinzidenzflecks. Man erhält für die Bereiche 1 bis 4 18899 Ereignisse, für den Koinzidenzfleck 86422 Ereignisse, also einen Korrekturfaktor von 0.2187. Insgesamt erhält man einen effektiven Raumwinkelanteil von $0.9501 \cdot (1 - 0.2187) = 0.7423$.

Eine weitere Korrektur stellt die Detektionseffizienz des verwendeten NaJ-Detektors dar: 61.83% [nis]. Es ergibt sich ein Korrekturfaktor von 0.6183, der, wie schon erwähnt, hier quadratisch eingeht.

Desweiteren sieht man nach der ersten Abschätzung der Quellenaktivität anhand der Messzeiten (ca. 85 Ereignisse pro Sekunde), dass man bereits in einen Bereich kommt, innerhalb dessen sich die Totzeit der Datenaufnahme bemerkbar macht. Um hierfür eine Korrektur zu erhalten, wurde die Messung mit Quelle unter gleichen Bedingungen nochmals durchgeführt, nur diesmal wurden die Koinzidenzen gezählt. Die Messung lief über die gleiche Messzeit (50 Minuten) und es wurden nun anstelle von 261824 Ereignissen 334706 Ereignisse gezählt. Dies liefert einen Korrekturfaktor von $261824/334706 = 0.7823$.

Berechnet man nun aus der Rate, die sich aus den Spektren ergab (70.54 Ereignisse pro Sekunde), und den Korrekturfaktoren die tatsächliche Quellenaktivität unter Miteinbeziehung des statistischen Fehlers, so ist die gemessene Rate mit den jeweiligen Kehrwerten der Korrekturfaktoren zu multiplizieren:

$$70.54 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}} \cdot \underbrace{\frac{1}{0.7437}}_{\text{Raumwinkel}} \cdot \underbrace{\frac{1}{(0.6183)^2}}_{\text{NaJ}} \cdot \underbrace{\frac{1}{0.7823}}_{\text{Totzeit}} = 317.15 \pm 37.76 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}} \quad (4.1)$$

Diese Abschätzung ist in etwa konform mit der Herstellerangabe (Aktivität am 13. 5. 1991 betrug 6.31 kBq), wonach die Quellenaktivität bei ca. 390 Ereignissen pro Sekunde liegen sollte.

4.6.1 Bestätigungsmessung zur Bestimmung der Quellenaktivität

Um die oben ermittelte Quellenaktivität durch eine weitere Messung zu bestätigen, wurde erneut die ^{22}Na -Quelle zentriert zwischen die Frontflächen der baugleichen NaJ-Detektoren positioniert. Beide NaJ-Detektoren wurden mit +1500 Volt Spannung versorgt. Die Signale der NaJ-Detektoren wurden auf einen Fenster-Diskriminator geführt, dessen Schwellen auf die 511 keV Linie in Vorversuchen unter Verwendung einer starken Quelle eingestellt wurden. Mit drei Zählern wurde die Anzahl der diskriminierten Einzelsignale, sowie die Anzahl aller koinzident detektierten 511 keV Photonen ermittelt. Die Zählraten der Einzelsignale entsprechen dabei dem Produkt von Quellenaktivität, Raumwinkelabdeckung sowie Detektionseffizienz der NaJ-Detektoren für 511 keV Photonen:

$$N_1^{single} = N^0 \cdot \Omega_1 \epsilon_1 \quad (4.2)$$

$$N_2^{single} = N^0 \cdot \Omega_2 \epsilon_2 \quad (4.3)$$

Die koinzidente Zählrate wird hingegen durch das Produkt der Quellenaktivität mit den Raumwinkelanteilen und den Detektionseffizienzen der NaJ-Detektoren beschrieben:

$$N^{coinc} = N^0 \cdot \Omega_1 \epsilon_1 \cdot \Omega_2 \epsilon_2 \quad (4.4)$$

Aus der symmetrischen Position der Quelle ergibt sich, dass die Raumwinkelanteile, die die beiden NaJ-Detektoren abdecken, gleich groß sind. Da ferner zwei NaJ-Detektoren desselben Typs verwendet wurden, besitzen diese Detektions-Effizienzen

für 511 keV Photonen ebenfalls gleicher Größe. Die Quellenaktivität lässt sich somit bestimmen durch:

$$N^0 = \frac{N_1^{single} \cdot N_2^{single}}{N^{coinc}}. \quad (4.5)$$

Für die Zählraten der Einzelsignale erhielt man während einer Messdauer von 30 Minuten jeweils 328137 Ereignisse sowie 329087 Ereignisse. Koinzident wurden 180773 Ereignisse gezählt. Dies liefert unter Miteinbeziehung der statistischen Fehler eine Quellenaktivität von:

$$N^0 = 331.9 \pm 37.9 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}}. \quad (4.6)$$

Dieser Wert bestätigt den oben gemessenen innerhalb der Fehlergrenzen und ist wie obiger Wert leicht unterhalb der aus Herstellerangaben errechneten Quellenaktivität.

4.7 Berechnung der Detektionseffizienz des BGO-Detektors

Um nun die Detektionseffizienz des BGO-Detektors zu berechnen, verwendet man neben der oben ermittelten Aktivität der Quelle den Raumwinkelanteil, der von zwei gegenüberliegenden BGO-Kristallen abgedeckt wird. Die BGO-Kristalle sind jeweils 12 cm hoch und stehen sich in einem Abstand von 5.4 cm gegenüber. Der gesamte fassförmige BGO-Halter hat eine Raumwinkelabdeckung von 91.9%. Bei der oben durchgeführten Koinzidenzmessung von zwei sich gegenüberliegenden BGO-Kristallen wurden somit nur 2/12 des Raumwinkels des gesamten BGO-Halters durch die beiden Kristalle abgedeckt, d.h. 15.20%.

Im Gegensatz zur NaJ-Messung führt hier der BGO-Halter aus Aluminium zu einer vernachlässigbaren Reduzierung des Raumwinkels, da Streu-Photonen unter einem größerem Streuwinkel auftreffen und somit die effektive Aluminium-Dicke klein bleibt. Bei obiger NaJ-Messung gab es aufgrund des geringeren Abstandes zwischen den Frontflächen beider NaJ-Detektoren wesentlich mehr Photonen, die unter einem sehr spitzen Winkel auf die Aluminium-Verkapselung der Detektoren trafen.

Aus der Quellenaktivität und dem abgedeckten Raumwinkelanteil lässt sich nun die Rate der auftreffenden Photonen, die für alle gegenüberliegenden Kristallpaare gleich ist (eine isotrop abstrahlende Quelle vorausgesetzt), ermitteln: 48.20 Ereignisse pro Sekunde.

In einem nächsten Schritt wird dann aus der Anzahl der tatsächlich nachgewiesenen Photonen sowie der Messzeit die Detektions-Effizienz der einzelnen BGO-Kristalle errechnet. Da die BGO-Kristalle neben gleichen geometrischen Abmessungen auch die gleiche Oberflächenbehandlung haben, wurde die Bestimmung der Detektions-Effizienz exemplarisch an dem Kristallpaar 1 und 7 anhand der oben beschriebenen Langzeitmessung durchgeführt. Die dabei verwendeten Spannungen

entsprechen den oben beschriebenen Spannungswerten für ein Triggersignal mit der halben Höhe des Single-Elektronen-Signals.

Setzt man wie bei der NaJ-Messung wiederum einen Schnitt auf alle Ereignisse, bei denen zwei Photonen mit größer oder gleich 511 keV Energie nachgewiesen wurden (hier: BGO 1 > Kanal 247 und BGO 7 > Kanal 210, vgl. Abb. 4.5), so erhält man $2.6 \cdot 10^6$ Ereignisse, die in 66 Stunden gemessen wurden. Dies ergibt eine Detektionseffizienz für das Kristallpaar 1&7 von:

$$\text{Detektionseffizienz} = \frac{2616002 \text{ Ereignisse}}{(66 \cdot 3600 \text{ s}) \cdot 48.20 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}}} = 22.84\% \quad (4.7)$$

Dieses Ergebnis ist nur relativ schwach abhängig von der Wahl der Schnitt-Grenzen: Eine Variation um ± 10 Kanäle ergab eine Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit von 2%. Auch eine eventuelle Ungenauigkeit bei der Quellenposition um einige Millimeter bedeutet nur eine Veränderung innerhalb weniger Prozent.

Daraus lässt sich nun die Einzelnachweiswahrscheinlichkeit für einen BGO-Kristall gemäß obiger Argumentation wie folgt berechnen:

$$\text{Einzelnachweiswahrscheinlichkeit} = \sqrt{22.84\%} = 47.79\% \quad (4.8)$$

Der Literaturwert beträgt für einen BGO-Kristall mit rechteckigem Querschnitt und der hier benutzten Dicke 39.66% [nis]. Der gemessene Wert hat eine Abweichung von ca. 7%. Dies kann an dem trapez-förmigen Querschnitt des verwendeten Kristalls liegen. Dadurch werden Photonen, die auf den seitlichen Rand der BGO-Stirnfläche treffen, wegen der nach hinten geöffneten Geometrie des Kristalls noch detektiert. Bei rechteckigem Querschnitt würden diese den Kristall wieder verlassen ohne nachgewiesen zu werden.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Simulationen für den Photonen-Detektor in ATRAP II

Um für die Phase II des ATRAP-Experimentes die Photon-Detektionskomponente innerhalb des Antiwasserstoff-Detektors zu optimieren, wurden ausführliche Monte-Carlo-Simulationen mit Hilfe des GEANT 3.21-Softwarepaketes vorgenommen. Ziel der Simulationen ist, eine optimale Detektorkonfiguration zu erarbeiten, um Antiwasserstoffatome von Antiprotonen mittels ihres Annihilationsverhaltens zu unterscheiden. Im benutzten GEANT-basierten Programm wird jede Teilchenspur beim Durchgang durch die verschiedenen Detektorkomponenten verfolgt, wobei für jeden Rekonstruktionsschritt der Energieverlust des Teilchens innerhalb des jeweiligen Materials gespeichert wird [gea]. Für jedes Detektorelement wird dann die Summe der während eines Ereignisses dort deponierten Energiebeträge gebildet sowie zum Vergleich mit späteren experimentellen Daten in Energiespekten eingetragen.

Um nun das Nachweis-Verhalten des Photonen-Detektors zu studieren, wurden reine Positron- und reine Antiproton-Annihilationen sowie kombinierte Positron- und Antiproton-Annihilationen vorgenommen. Die Primär-Vertizes verteilten sich isotrop an der Innenwandung der Kupfer-Falle in einer Höhe von ± 1 cm vom Zentrum der Falle aus gesehen. In allen durchgeführten Simulationen wurde ein in z-Richtung konstantes Magnetfeld der Stärke 3 T mit einbezogen.

Im Vergleich zu reinen $p\bar{p}$ -Annihilationen produziert die Antiproton-Vernichtung an einem schwereren Kern (z.B. Kupfer-Kern) deutlich mehr Sekundärteilchen [Grz00]. Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der produzierten Teilchen nach dem ersten Wechselwirkungsschritt. Insbesondere die nachfolgende Wechselwirkung der entstehenden hochenergetischen Photonen führt zur Produktion von Sekundär-Positronen, was den Nachweis der Primär-Positronen der Antiwasserstoff-Atome erschwert. Weiter folgt daraus, dass ein einziges Annihilations-Ereignis nie mit Sicherheit als Antiwasserstoff-Ereignis identifiziert werden kann. Der Vergleich der Monte-Carlo-Daten mit experimentellen Daten einer Antiproton-Vernichtung an einem Kupferkern [H⁺90] zeigt, dass die physikalischen Prozesse bei einer Antiproton-Annihilation im Rahmen der Vergleichsmöglichkeiten sinnvoll durch das entwickelte Simulations-Programm beschrieben werden.

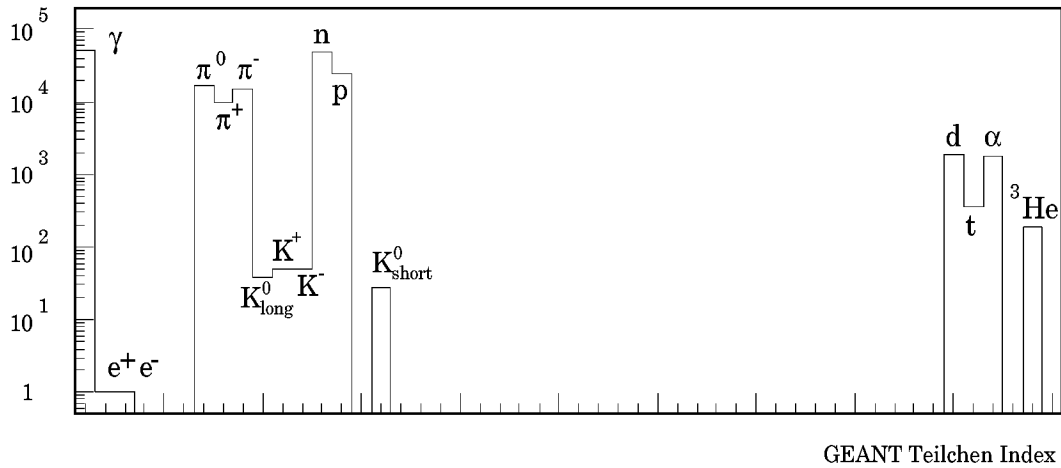


Abbildung 5.1: Relative Anzahl der produzierten Teilchen bei 100.000 simulierten Antiproton-Vernichtungen nach einem Wechselwirkungsschritt (aus Ref. [Grz00]).

Ausgangspunkt für die Simulationen war ein fassförmiger BGO-Detektor mit einer Höhe von 20 cm und einem Außen-Radius von 25 cm. Dieser war zunächst in ϕ -Richtung in 64 und in z-Richtung in 20 Elemente unterteilt (s. Abb. 5.2 links). Mit diesen Abmessungen deckt der BGO-Detektor einen Raumwinkelanteil von 40.6% vom Zentrum der Falle aus gesehen ab. Dies wurde durch Monte-Carlo-Simulationen bestätigt, in denen 10.000 unkorrelierte Photonen im Zentrum der Falle isotrop generiert wurden und unter vorübergehender „Ausschaltung“ jeglicher Wechselwirkungen die Anzahl auftreffender Photonen ermittelt wurde. Es wurden so übereinstimmenderweise 3972 Photonen gezählt, die auf der Innenwand des BGO-Detektors auftrafen.

In einem nächsten Schritt wurde die Detektions-Effizienz der BGO-Kristalle für 511 keV Photonen ermittelt. Die theoretische Berechnung der Photo-Absorptions-Effizienz liefert bei einer Dicke von $d = 4$ cm, einer Dichte von BGO von $\rho = 7.1$ g/cm³ und einem Photo-Absorptions-Koeffizient für 511 keV Photonen von $\mu = 5.56 \cdot 10^{-2}$ cm²/g:

$$\text{Photo-Absorptions-Effizienz} = 1 - \frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\mu \cdot \rho \cdot d} = 79.4\% \quad (5.1)$$

Um dies nun durch das aufgestellte Monte-Carlo Detektorsystem zu überprüfen, wurden wieder 10.000 unkorrelierte 511 keV Photonen im Zentrum der Falle generiert. Von diesen 10.000 Photonen sind zunächst 2297 Photonen auf die BGO-Kristalle aufgetroffen. Diese Zahl ist deutlich geringer, da Wechselwirkungen der Photonen mit den dazwischen liegenden Komponenten erfolgen. Dies bedeutet, dass 57.8% der Photonen, die raumwinkelbedingt auf den BGO-Detektor auftrafen, aufgrund dieser Wechselwirkungen schon gestoppt oder, wahrscheinlicher, durch Streuung das Detektorinnere verlassen, bzw. aufgrund von Compton-Streuung energetisch aus dem Zählfenster herausfallen. Von diesen 2297 auftreffenden Photonen

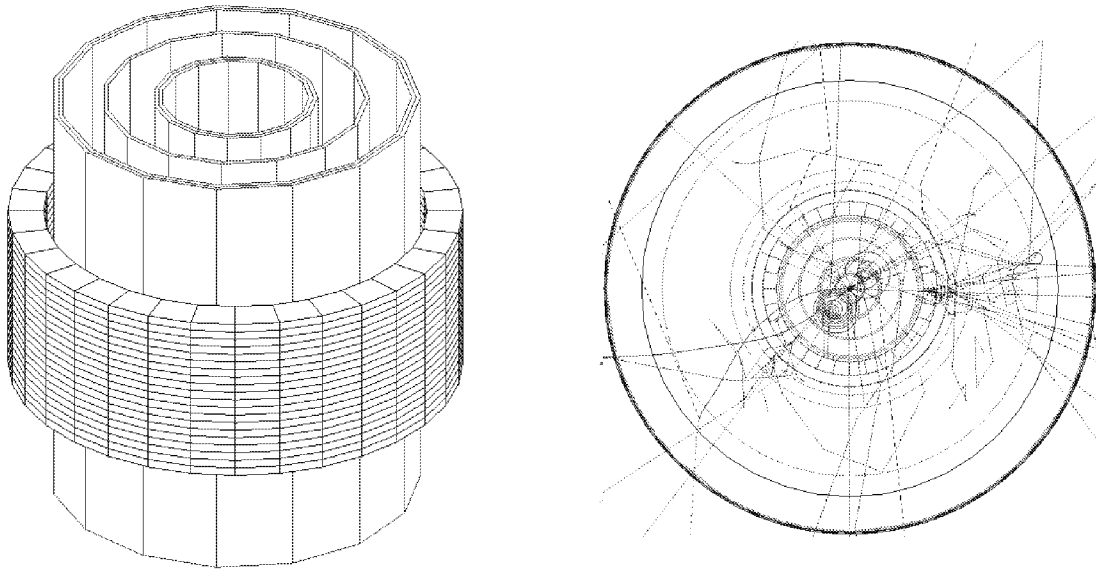


Abbildung 5.2: Auf der linken Seite befindet sich die geometrische Anordnung der Detektorkomponenten für ATRAP II: Außen der segmentierte BGO-Detektor, innen die drei Lagen von Fiber-Detektoren. Rechts ist eine typische Antiproton-Annihilation dargestellt: Geladene Teilchen (außer Myonen) sind dabei als durchgezogene Linie, Photonen gepunktet und Myonen gestrichelt dargestellt. (aus Ref. [Grz00])

wurden 1713 Photonen in einem Energiefenster von ± 25 keV um den 511 keV Photopeak der BGO-Kristalle nachgewiesen. Das Verhältnis von nachgewiesenen zu auftreffenden Photonen gibt die Photodetektions-Effizienz des simulierten BGO-Detektors an:

$$\text{Photo-Absorptions-Effizienz} = \frac{1713}{2297} = 76.2\%, \quad (5.2)$$

in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert aus Gleichung 5.1.

In einem nächsten Schritt wurde die optimale Dicke des BGO-Detektors untersucht, um die Detektions-Effizienz zu maximieren. Dazu wurden 10.000 Positronen im Fallenzentrum generiert und die Anzahl der im 511 keV Photopeak nachgewiesenen Photonen in Abhängigkeit von der Dicke bestimmt, die in Abb. 5.3 dargestellt ist. Die Prozentzahlen der y-Achse sind bezogen auf die 10.000 generierten Photonen. Man kann deutlich einen Sättigungseffekt oberhalb einer Dicke von 5 cm erkennen, so dass sich aufgrund von Entwicklungskosten eine Detektordicke von 4 cm empfiehlt. Der Sättigungs-Wert von ca. 19% der generierten Photonen ist dadurch zu verstehen, dass von den 40.6% der Photonen, die raumwinkelbedingt auf den BGO-Detektor aufträfen, nur 57.8% aufgrund Streuprozesse tatsächlich auf die BGO-Detektorinnenwand auftreffen und davon 76.2% über Photoabsorption nachgewiesen werden.

Ein weiteres Ziel der Simulationen war es, eine geeignete Segmentierung des Detektors zu ermitteln. Mit feiner werdender Segmentierung des BGO-Detektors

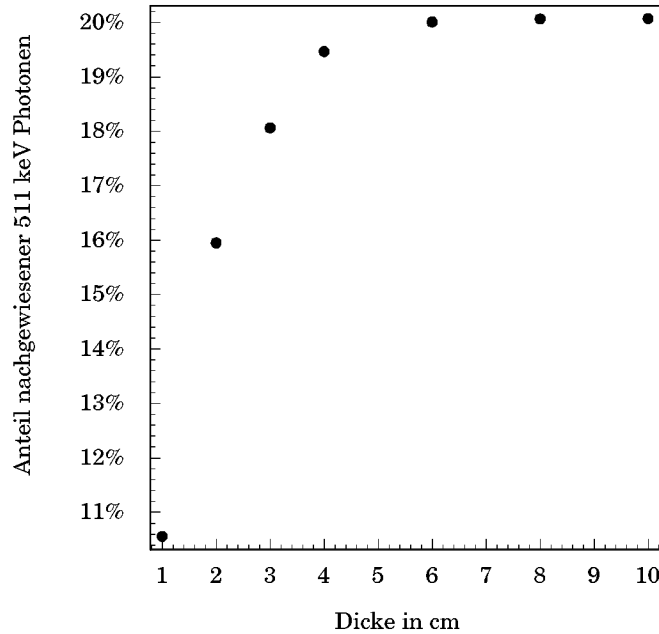


Abbildung 5.3: Der Anteil der detektierten Photonen in Abhängigkeit von der Dicke des Kristalls.

steigt die Effizienz für einen ungestörten Nachweis der 511 keV Photonen aus der Positronannihilation. Die Wahrscheinlichkeit, das gleichzeitig zu einem 511 keV Photon ein zweites Sekundärteilchen das gleiche BGO-Segment trifft, nimmt ab. Die Positronen, die als Sekundärteilchen bei einer Antiproton-Annihilation entstehen, annihilieren meist außerhalb der Falle. Bei einer zu groben Segmentierung in ϕ -Richtung kann eine Unterscheidung zu Photonen, die von dem an ein Antiwasserstoffatom gebundenes Positron stammen, über den Annihilationsort bei koinzidenter Messung der beiden 511 keV Photonen nicht mehr durchgeführt werden. Ausgangspunkt der Simulationen war die bereits vorgenommene Segmentierung in 64 Elemente in ϕ -Richtung und in 20 Elemente in z-Richtung. Es wurden nun jeweils 10.000 Antiprotonen und Antiwasserstoffatome generiert und die entstehenden 511 keV Photopeak-Einträge aufgenommen. Das Verhältnis dieser Einträge von Antiprotonen zu Antiwasserstoffatomen ist ein Maß für die Anzahl nicht detektierbarer Positron-Photonen aufgrund zusätzlicher Energieverluste durch andere Sekundärteilchen im gleichen BGO-Segment, die mit größer werdender ϕ -Segmentierung größer werden sollte.

Es wurden nun für die ϕ -Segmentierungen 64, 48, 32, 16 und 8, sowie für verschiedene Segmentierungen in z-Richtung (20, 10, 5, 1) diese Verhältnisse ermittelt, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Man erkennt deutlich, dass mit einer ϕ -Segmentierung kleiner als 32 die Anzahl fehlinterpretierter Antiprotonen-Ereignisse stark ansteigt. Eine Verringerung der z-Segmentierung hat relativ geringen Einfluss auf die ungestörte Positron-Detektion. Somit ist ein BGO-Detektor für die Phase II des ATRAP-Experimentes zu empfehlen, der aus 32 Stäben der

		ϕ -Segmentierung				
		64	48	32	16	8
z-Segment.	20	0.609	0.675	0.705	0.839	0.8786
	10	0.626		0.7156		
	5	0.632		0.732		
	1	0.636	0.691	0.747	0.855	0.886

Tabelle 5.1: Verhältnisse von 511 keV Photopeak Einträgen von Antiprotonen zu Antiwasserstoffatomen in Abhängigkeit von verschiedenen Segmentierungen in ϕ - und in z-Richtung. 64 / 20 soll dabei z.B. die Detektorkonfiguration mit 64 Elementen in ϕ - und 20 Elementen in z-Richtung abkürzen.

Länge 20 cm besteht. Die Höhe ist lediglich maßgeblich für die Akzeptanz des BGO-Detektors. Diese Anordnung hat zusätzlich den Vorteil, dass eine Auslese durch Photomultiplier an einem Ende der Kristalle ermöglicht wird.

Im nächsten Schritt wurden die zu erwartenden Signale bei einer Antiwasserstoff-Annihilation untersucht. Bereits bei Antiproton-Annihilationen erhält man einen 511 keV Peak, so dass die zusätzlichen Positron-Annihilationen zu einer Erhöhung der Ereignisse im 511 keV Peak führen. Diese Erhöhung hängt stark von der Energieauflösung des Detektors ab, da die Antiproton-Annihilationen zu einem Photon-Spektrum mit exponentieller Verteilung führen. Je nach Auflösung, d.h. Integrationsbreite für den 511 keV Peak wird mehr oder weniger Untergrund aufsummiert. Um nun diesen Effekt abzuschätzen, wurde das Verhältnis der Photopeak-Einträge in Abhängigkeit von der Integrationsbreite um den 511 keV Peak untersucht. Abbildung 5.4 fasst das Ergebnis zusammen. Mit einer zu erwartenden Energieauflösung

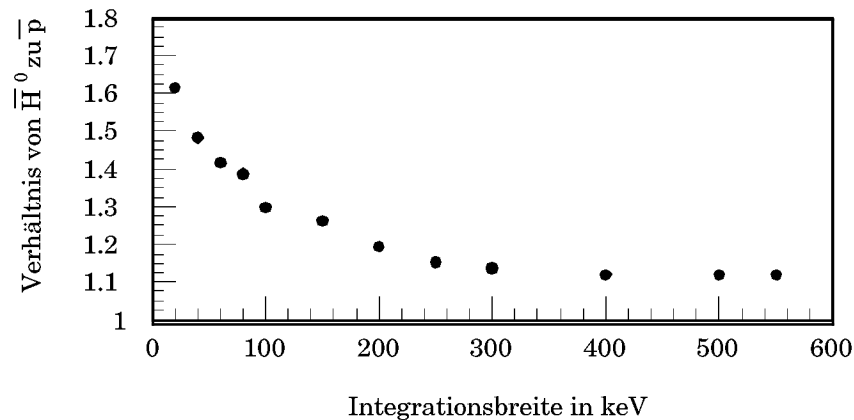


Abbildung 5.4: Dargestellt ist das Verhältnis der Photopeak-Einträge aus Antiwasserstoff-Ereignissen zu Antiproton-Ereignissen in Abhängigkeit von der Integrationsbreite um den 511 keV Photopeak.

von 15 - 20% für den BGO-Detektor erhöht sich der Photopeak der Antiwasser-

BGO- Elemente zur Detektion von Photon 1 in ϕ, z	Zahl der Ele- mente	BGO- Elemente zur Detektion von Photon 2 in ϕ, z	Zahl der Ele- mente	Effizienz	Überhöhungs- faktor
1,10	1	33,10	1	10.4%	1.51
1,10	1	32-34,10	3	10.8%	1.47
1,10	1	31-35,10	5	11.2%	1.42
1,10	1	31-35,9-11	15	11.7%	1.38
1,10	1	31-35,8-12	25	11.9%	1.31
64-3,10	3	31-35,8-12	28	12.1%	1.24
63-4,10	5	31-35,8-12	30	12.3%	1.19
63-4,9-11	15	31-35,8-12	36	12.4%	1.15

Tabelle 5.2: Effizienz und Überhöhungsfaktor bei Selektion von zwei koinzidenten 511 ± 50 keV Photonen für eine Detektorkonfiguration mit einer Segmentierung von 64 in ϕ und 20 in z -Richtung.

stoffatome um einen Faktor 1.32 im Vergleich zu den Antiprotonen. Integriert über den ganzen Energiebereich reduziert sich der Überhöhungsfaktor zu 1.12.

Eine Möglichkeit zur Selektion der primären Positron-Annihilationsphotonen gegenüber den Photonen aus der Antiprotonannihilation bietet der koinzidente Nachweis der beiden Zerfallsphotonen. Die Vernichtungsstrahlung der primären Positronen aus dem Antiwasserstoff entsteht am Fallenrand während die Produktion und Vernichtung der sekundären Positronen aus der Wechselwirkungskaskade der Antiproton-Annihilationsprodukte über ein größeres Volumen verteilt ist. Somit sollte die Selektion von zwei koinzidenten 511 keV Photonen, die in zwei gegenüberliegenden BGO-Elementen detektiert werden, zu einer Reduzierung des Antiproton-Untergrunds führen.

Eine Analyse der Monte-Carlo Daten zeigt einen deutlichen Anstieg in der Überhöhung der 511 keV Photonen von Antiwasserstoff- zu Antiproton-Ereignissen. Für eine Energiebreite von $\pm 20\%$ liegt der Überhöhungsfaktor bei 1.51 gegenüber 1.34 für die Einzelphotonmessung. Dabei erhält man allerdings eine drastische Reduzierung der Effizienz von 18.1% für Einzelphotonmessung auf 10.4% bei koinzidenter Messung.

Die Effizienz kann erhöht werden, wenn für die koinzidenten Ereignisse nicht nur direkt gegenüberliegende BGO-Elemente, sondern auch Nachbarelemente berücksichtigt werden. Weiterhin wurde untersucht, inwieweit Compton-gestreute Photonen durch Addition der Energieverluste in benachbarten BGO-Elementen in den Peakbereich der 511 keV Linie geschoben werden können. In den Tabellen 5.2 und 5.3 sind die Ergebnisse der Analysen zur Selektion von „back-to-back“ Photonen zusammengefaßt.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Antiwasserstoffnachweises bietet

BGO-Elemente, die zur Sum- mation für ΔE beitragen ϕ, z	Zahl der Ele- mente	BGO-Elemente, die zur Sum- mation für ΔE beitragen ϕ, z	Zahl der Ele- mente	Effizienz	Überhöhungs- faktor
1,10	1	33,10	1	10.4%	1.51
1,10	1	32-34,10	3	11.0%	1.45
1,10	1	31-35,10	5	11.3%	1.41
1,10	1	31-35,9-11	9	12.3%	1.35
1,10	1	31-35,8-12	25	12.7%	1.29
64-3,10	3	31-35,8-12	28	13.6%	1.22
63-4,10	5	31-35,8-12	30	14.0%	1.15
63-4,9-11	15	31-35,8-12	36	14.5%	1.14

Tabelle 5.3: Auswirkung der Summation der Energieverluste in benachbarten BGO-Elementen zur Berücksichtigung der Compton-gestreuten Photonen.

die Information des Annihilationsortes. Das ATRAP-II Detektionssystem wird die Spurbestimmung geladener Teilchen erlauben. Da im Mittel mehr als zwei geladene Teilchen pro Annihilation emittiert werden, kann damit der Ort der Antiproton-annihilation bestimmt werden. Die beiden Detektionsorte der 511 keV Photonen aus der Positron-Annihilation geben eine Linie, auf der die Annihilation stattfindet und diese muss im Falle einer Antiwasserstoffannihilation durch den Ort der Antiprotonannihilation gehen.

Um detektorunabhängig den Gewinn einer derartigen Ereignisselektion zu testen, wurde aus den Auftreffpunkten auf den BGO Detektoren die Verbindungslinie berechnet. Dabei wurden die drei-dimensionalen Koordinaten für jeden 511 keV BGO-Treffer genommen und für jede Kombination von zwei BGO-Treffern die Verbindungslinie ermittelt. Bei z.B. vier BGO-Treffern resultieren somit sechs Verbindungslinien. Dann wurde der Abstand zum Annihilationsort berechnet und die BGO Kombination mit dem geringsten Abstand der Verbindungslinie zum Annihilationsort als potenzieller Kandidat für eine koinzidente Detektion von zwei 511 keV Photonen betrachtet.

Links in Abbildung 5.5 ist das Spektrum dieser Abstände für reine Antiprotonereignisse und für Antiwasserstoffereignisse gezeigt, die zu einem dominanten Peak bei kleinen Abständen führen. Der Überhöhungsfaktor für Antiwasserstoffereignisse gegenüber Antiprotonereignissen als Funktion des maximal zulässigen Abstands zwischen Photonenlinie und Annihilationsort ist in Abbildung 5.5 rechts gezeigt. Eine Segmentierung des Photonendetektors in 32 Elemente in ϕ -Richtung führt zu einer Abstandsunschärfe von ca. 1.8 cm. Eine feinere Segmentierung würde eine Verbesserung des Überhöhungsfaktors von lediglich 21% liefern und erscheint somit nicht sinnvoll.

Der Nachweis einer Antiwasserstoffannihilation erfordert die Detektion von

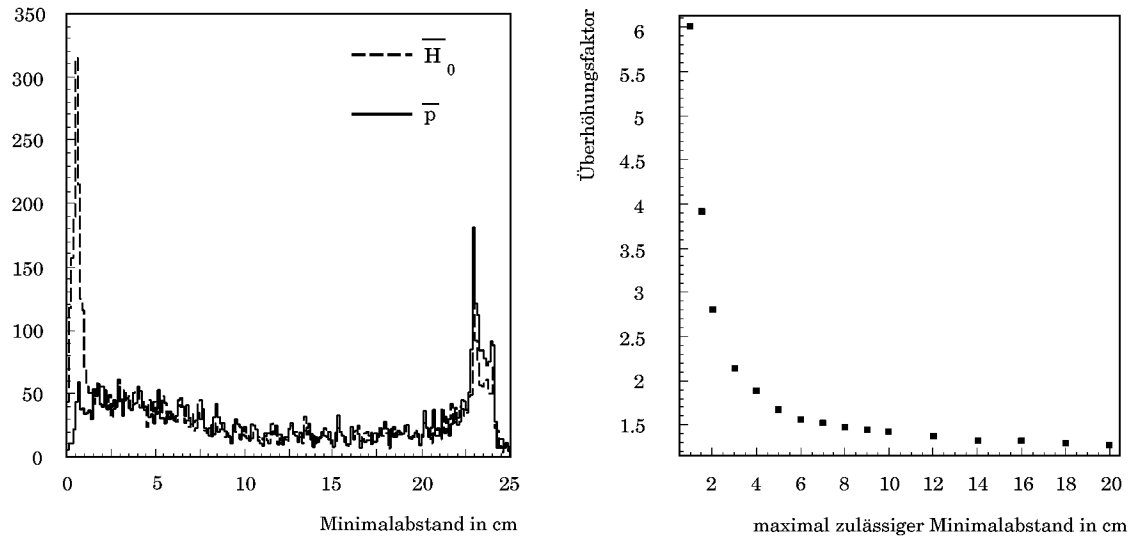


Abbildung 5.5: Links: Dargestellt ist die Verteilung der Minimalabstände der Verbindungsgeraden von 511 keV Ereignissen zur Fallenmitte. Die Verteilung für Antiwasserstoff-Ereignisse ist gepunktet, für Antiprotonen durchgezogen dargestellt. Rechts: Der Überhöhungsfaktor für Antiwasserstoffereignisse gegenüber Antiprotonereignissen als Funktion des maximal zulässigen Abstands zwischen Photonenlinie und Annihilationsort.

Ereignisselektion	Überhöhungsfaktor	Einträge im 511 keV Photopeak	$\bar{H}^0$ -Annihilationen für einen 3σ Effekt
Einzelnachweis	1.32	132	44
Back-to-back	1.51	53	74
Minimalabstand	3.6	5	8

Tabelle 5.4: Vergleich der untersuchten Signaturen für den Nachweis von Antiwasserstoff.

Photonen mit einer Energie von 511 keV. Dabei gibt es im wesentlichen die drei untersuchten Konzepte, Detektion von Einzelphotonen, koinzidente Detektion von zwei „back-to-back“ Photonen sowie eine zusätzliche Selektion unter Berücksichtigung des rekonstruierten Antiprotonannihilationsortes. Ein Vergleich der drei Methoden ist in Tabelle 5.4 gegeben. Aus dem Überhöhungsfaktor kann man die Anzahl der 511 keV Photopeak-Einträge bestimmen, die erforderlich ist, um z.B. einen 3σ Effekt zu beobachten (dritte Spalte in Tab. 5.4). Weiter kann nun mit Hilfe der Resultate der Monte-Carlo-Simulationen die dafür notwendige Anzahl von Antiwasserstoff-Annihilationen erhalten werden, die in der letzten Spalte von Tabelle 5.4 aufgeführt sind.

Optimal erscheint die Selektion von zwei koinzidenten 511 keV Photonen unter Berücksichtigung eines maximalen Abstandes von ca. 1.8 cm (vgl. Abb. 5.5 links)

zwischen Photonenverbindungsline und Annihilationsort. Dieses Verfahren kann allerdings nur eingesetzt werden, wenn die Antiwasserstoffannihilationen zeitlich so weit separiert sind, dass im Mittel Ereignisraten von unter 1000 1/s resultieren, da die gesamte Datenaufnahme für die Ortsrekonstruktion nötig ist. Außerdem sind längere Rechenzeiten für die Rekonstruktionen erforderlich.

Der Vergleich von Einzel- und Zwei-Photonen-Messung ohne Berücksichtigung der Annihilationsorte zeigt, dass der Überhöhungsfaktor für die Einzel-Photon-Messung geringer ist, jedoch aufgrund der deutlich höheren Effizienz für die Einzel-Photon-Messung weniger Antiwasserstoff-Annihilationen für einen 3σ Effekt erforderlich sind. Der Vorteil dieser Messungen ist, dass hierbei auch unabhängig vom Datenaufnahmesystem und damit auch für höhere Ereignisraten Ergebnisse gewonnen werden können. Dies kann durch den Einsatz von zwei Fensterdiskriminatoren pro BGO-Element in Kombination mit schnellen Zählern realisiert werden, womit die Raten bei hoher Photonenenergie mit den Raten im Energiebereich um 511 keV verglichen werden können.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die experimentellen Studien des ATRAP Experimentes erfordern den Nachweis von Antiprotonen und Positronen über ihre Annihilationsprodukte. Besonders kritisch ist dabei der Nachweis der Zerfallsphotonen des Positrons bei gleichzeitiger Antiprotonannihilation, wie es im Falle einer Antiwasserstoffannihilation gegeben ist. Die Antiprotonannihilation führt zur Produktion zahlreicher Sekundärteilchen unter anderen auch Positronen, so dass ein eindeutiger Nachweis des Primärpositrons über die Detektion der 511 keV Photonen nicht möglich ist. Der Nachweis von Antiwasserstoff ist somit nicht eindeutig auf einer Einzelereignisbasis möglich, sondern nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit für eine größere Zahl von Ereignissen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden das Photonendetektionssystem des ATRAP Experimentes studiert. Der existierende BGO Detektor von ATRAP-I wurde experimentell untersucht und im Hinblick auf die Lichtausbeute optimiert.

Dazu wurden grundlegende Messungen zur Lichtauskopplung durchgeführt, wobei Parameter wie Oberflächenbeschaffenheit der BGO Kristalle, Lichtleitung und Temperaturabhängigkeit der Lichtemission studiert wurden.

Das optimierte BGO Detektionssystem erlaubt eine eindeutige Separation der 511 keV Photonenlinie vom Rauschen, wobei eine Energieauflösung von 40.84% erzielt wurde.

Die Studien zur Temperaturabhängigkeit zeigen, dass ADC Integrationszeiten von mindestens 3 μ s nötig sind, um auch bei Temperaturen von 100 K eine zu bei 300 K Umgebungstemperatur vergleichbare Lichtintensität zu erhalten.

Das Photonendetektionssystem für ATRAP-II wurde in Monte Carlo Studien untersucht. Für die Detektorkonfiguration sollte ein zu ATRAP-I analoger Aufbau von Detektorstäben mit einer ϕ -Segmentierung von mindestens 32 angestrebt werden. Die Höhe bestimmt dabei über die Raumwinkelabdeckung lediglich die Detektionseffizienz.

Für den Nachweis von Antiwasserstoff ist die Zahl der registrierten Einzelphotonen im 511 keV Energiebereich als auch die Zahl der koinzident detektierten beiden Photonen aus dem Positronzerfall geeignet. Betrachtet man das Photonendetektionssystem unabhängig vom Detektionssystem der geladenen Teilchen

sind Einzelphotonmessung und koinzidente Detektion bzgl. der charakteristischen Antiwasserstoffsignatur vergleichbar, jedoch bedeutet die koinzidente Nachweisart nahezu eine Halbierung in der Effizienz. Aus einer Antiwasserstoffzahl von ca. 45 kann unter idealen Bedingungen über den Photon-Einzelnachweis die Produktion von Antiwasserstoff mit einer Wahrscheinlichkeit von 99.73% („3-sigma-Effekt“) belegt werden. Im koinzidenten Nachweis sind hierfür aufgrund der reduzierten Effizienz ca. 75 Antiwasserstoff-Annihilationen notwendig.

Berücksichtigt man zusätzlich die Information des Annihilationsortes aus den Spuren der geladenen Teilchen, wird die Situation verbessert. Durch eine Ereignis-selektion über den Abstand zwischen Antiproton-Annihilationsort und Photonen-verbindungsline reduziert sich die Zahl der erforderlichen produzierten Antiwasserstoffatome auf 8 Ereignisse für eine vergleichbare Wahrscheinlichkeitsaussage unter Miteinbeziehung der reduzierten Effizienz.

Literaturverzeichnis

- [And33] C.D. Anderson. The Positive Electron. *Physical Review*, 43:491–494, 1933.
- [B⁺96] G. Baur et al. Production of Antihydrogen. *Physics Letter*, B 368:251–258, 1996.
- [bic] *Homepage der Firma Bicron* <http://www.bicron.com>.
- [cms] *Homepage der Firma Concorde Microsystems Inc.* <http://www.cms-asic.com>.
- [CSWY55] O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, and T. Ypsilantis. Observation of Antiprotons. *Physical Review*, 100:947, 1955.
- [Dir28] P.M.A. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. *Proceedings of the Royal Society*, A 117:610, 1928.
- [Dir31] P.M.A. Dirac. Quantised Singularities in the Electromagnetic Field. *Proceedings of the Royal Society*, A 133:60, 1931.
- [ERT⁺00] J. Estrada, T. Roach, J.N. Tan, P. Yesley, and G. Gabrielse. Field Ionization of Strongly Magnetized Rydberg Positronium: A New Physical Mechanism for Positron Accumulation. *Physical Review Letters*, 84:859–862, 2000.
- [EWH99] K.S.E. Eikema, J. Walz, and T.W. Hänsch. Continuous Wave Coherent Lyman- α Radiation. *Physical Review Letters*, 83:3828–3831, 1999.
- [EWH01] K.S.E. Eikema, J. Walz, and T.W. Hänsch. Continuous Coherent Lyman- α Excitation of Atomic Hydrogen. *Physical Review Letters*, 86:5679–5682, 2001.
- [Far95] M.R. Farukhi. Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) - A Scintillator Replacement for NaI. Technical report, Harshaw Chemical Company, 1995.
- [gea] *GEANT - Detector description and simulation tool, CERN W5013, 1994.*

- [GET⁺01] G. Gabrielse, J. Estrada, J.N. Tan, P. Yesley, N.S. Bowden, Paul Oxley, T. Roach, C.H. Storry, M. Wessels, J. Tan, D. Grzonka, W. Oelert, Georg Schepers, Thomas Sefzick, W.H. Breunlich, M. Carnielli, H. Fuhrmann, R. King, R. Ursin, J. Zmeskal, H. Kalinowsky, C. Wesdorp, J. Walz, K.S.E. Eikema, and T.W. Hänsch. First Positron Cooling of Antiprotons. *Physical Review Letters*, B 507:1–6, 2001.
- [GHR⁺99] G. Gabrielse, D.S. Hall, T. Roach, P. Yesley, A. Khabbaz, J. Estrada, C. Heimann, and H. Kalinowsky. The ingredients of cold antihydrogen: Simultaneous confinement of antiprotons and positrons at 4 K. *Physical Letters*, B 455:311–315, 1999.
- [GO91] M.E. Glinsky and T.M. O’Neil. Guiding center atoms: Three-body recombination in a strongly magnetized plasma. *Physical Fluids*, B 3:1279–1293, 1991.
- [Grz] D. Grzonka. private Mitteilungen.
- [Grz00] D. Grzonka. Progress report on Monte Carlo studies for the γ detector at ATRAP, december 2000.
- [H⁺90] P. Hofmann et al. Charged-Particle Spectra From Antiproton-Annihilation at Rest in A=12-238-Nuclei. *Nuclear Physics*, A 512:669, 1990.
- [HHC98] E.A. Hessels, D.M. Homan, and M.J. Cavagnero. Two-Stage Rydberg Charge Exchange: An Efficient Method for Production of Antihydrogen. *Physical Review*, A 57:1668–1671, 1998.
- [HZ93] T.W. Hänsch and C. Zimmermann. Laser spectroscopy of hydrogen and antihydrogen. *Hyperfine Interaction*, 76:47–57, 1993.
- [MDMM95] W.W. Moses, S.E. Derenzo, C.L. Melcher, and R.A. Manente. Gamma Ray Spectroscopy And Timing Using LSO And PIN Photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 42:597–600, 1995.
- [MGVO81] M. Moszynski, C. Gresset, J. Vacher, and R. Odru. Timing Properties of BGO Scintillator. *Nuclear Instruments and Methods*, 188:403–409, 1981.
- [MJB76] R. Moncorge, B. Jacquier, and G. Boulon. Temperature dependent Luminescence of Bi₄Ge₃O₁₂. Discussion on possible Models. *Journal of Luminescence*, 337:14, 1976.
- [MS85] C.L. Melcher and J.S. Schweitzer. Temperature Dependence of Fluorescence Decay Time and Emission Spectrum of Bismuth Germanate. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-32:529–532, 1985.

- [N⁺00] M. Niering et al. Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5496–5500, 2000.
- [nis] *National Institute of Standards and Technology* - <http://www.physics.nist.gov>.
- [WM73] M.J. Weber and R.R. Monchamp. Luminescence of Bi₄Ge₃O₁₂: Spectral and Optical Properties. *Journal of Applied Physics*, 44:5496, 1973.
- [Wol93] A. Wolf. Laser-stimulated formation and stabilization of antihydrogen atoms. *Hyperfine Interaction*, 76:189–201, 1993.
- [WPEH99] J. Walz, A. Pahl, K.S.E. Eikema, and T.W. Hänsch. Towards Laser Spectroscopy of Antihydrogen. *Hyperfine Interaction*, 127:167–174, 1999.
- [WRN] C. Wesdorp, F. Robicheaux, and L.D. Noordam. Field-Induced Electron-Ion Recombination: A Novel Route towards Neutral Antimatter.
- [ZRSS93] S.I. Ziegler, J.G. Rogers, V. Selivanov, and I. Sinitzin. Characteristics of the New YAlO₃:Ce, Compared with BGO and GSO. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40:194–196, 1993.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.
Mein spezieller Dank gilt

Herrn Prof. Dr. W. Oelert für die hervorragende Betreuung und ständige Hilfsbereitschaft, sowie für die kritische Durchsicht dieser Arbeit

Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Vergabe dieser interessanten Arbeit

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Übernahme des Korreferats

der ATRAP-Kollaboration, insbesondere Herrn Dr. T. Sefzick für seine Unmenge an Lösungsvorschlägen, Herrn Dr. D. Grzonka für seine ständige Erklärungsbereitschaft sowie Herrn Dr. G. Schepers für die neusten Informationen vom ATRAP-Experiment aus Genf

der COSY 11-Kollaboration für die Miteinbeziehung in das Experiment, sowie für produktive und inspirierende Diskussionen

dem Labor für Halbleiterdetektoren des IKP für die Bereitstellung der Gerätschaften sowie für die stete Bereitschaft bei der Bewältigung experimenteller Probleme zu helfen

der Elektronikwerkstatt des IKP für die kreative Zusammenarbeit

Herrn J. Uehlemann sowie der mechanischen Werkstatt des IKP für die Umsetzung vieler „Spezialwünsche“ im Aufbau der Experimente

Herrn Dr. P. Wintz für die produktive und lockere Atmosphäre im Labor

Besonderer Dank gilt meinem Großvater Herrn Hans Gleissner für seine moralische Unterstützung und Betreuung in lebensnahen Fragen.