

# Simulation von Flüssigszintillatoren mit GEANT4 für den Nachweis von Neutronen und Photonen

Simulation of Liquid Scintillators with GEANT4 for Detection of Neutrons and Photons

Bachelor-Thesis von Joachim Tscheuschner

Oktober 2010



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik



Gefördert durch die *Deutsche Forschungsgemeinschaft* im Rahmen des *SFB 634*

Simulation von Flüssigszintillatoren mit GEANT4 für den Nachweis von Neutronen und Photonen  
Simulation of Liquid Scintillators with GEANT4 for Detection of Neutrons and Photons

vorgelegte Bachelor-Thesis von Joachim Tscheuschner

1. Gutachten: Prof. Dr. P. von Neumann-Cosel
2. Gutachten: M.Sc. A. M. Heilmann

Tag der Einreichung:

---

## Abstract

---

Within the *Sonderforschungsbereich 634* of the *Deutsche Forschungsgemeinschaft* at the *Technischen Universität Darmstadt* a neutron detector ball at the superconducting electron accelerator S-DALINAC was constructed, which will be used in coincidence electron-scattering experiments for systematic investigation of giant resonances. The ball uses 13 liquid Scintillator detectors of the type 5"×2" BC-501A and covers an solid angle of about  $1.3 \pi$ . The detector type registers neutrons in an energy range from 500 keV up to 20 MeV, additionally it shows a good n/ $\gamma$ -discrimination capability.

This bachelor-thesis describe steps towards a full simulation of the detector ball with Monte-Carlo codes. With the aid of the Monte-Carlo Code GEANT4 the geometry of the detector ball will be reproduced and spectra of photons and neutrons are simulated for a particular detector. To verify the simulation they will be compared with experimentell data and with the programs PHRESP, and which is a Monte-Carlo code, too.

---

## Zusammenfassung

---

Im Rahmen des *Sonderforschungsbereich 634* der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* wurde an der *Technischen Universität Darmstadt* am supraleitendem Elektronenbeschleuniger S-DALINAC ein Neutronendetektorball aufgebaut, welcher zur systematischen Untersuchung von Riesenresonanzen in koinzidenten Elektronenstreuexperimenten eingesetzt wird. Der Detektorball setzt sich aus 13 flüssigszintillatorDetektoren des Typs 5"×2" BC-501A zusammen und deckt einen Raumwinkel von ungefähr  $1,3 \pi$  ab. Die eingesetzten Detektoren ermöglichen einen Nachweis von Neutronen in einem Energiebereich von 500 keV bis etwa 20 MeV, zusätzlich weisen sie eine gute n/ $\gamma$ -Diskriminierung auf.

Diese Bachelor-These beschreibt den Aufbau einer vorbereitenden Simulation des Detektorballs. Mit Hilfe des Monte-Carlo Code GEANT4 wird der Detektorball nachgebildet und es werden Spektren einzelner Detektoren simuliert. Die Simulationen werden mit experimentellen Resultate und des Monte-Carlo Code PHRESP, simulierten Ergebnissen verglichen.



---

## Inhaltsverzeichnis

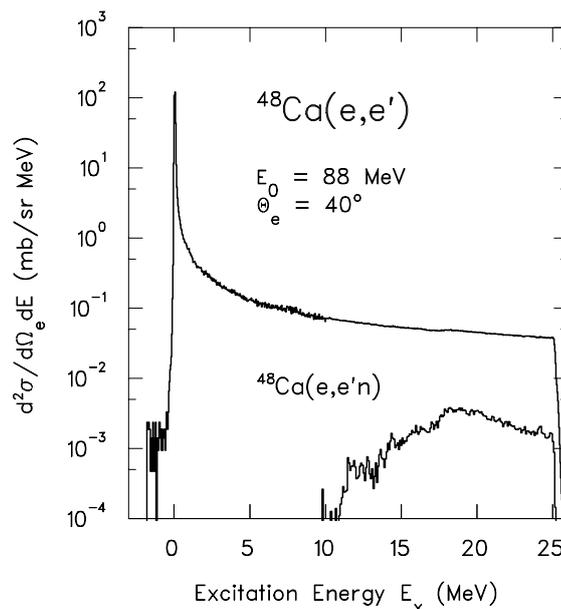
---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen von Flüssigszintillatoren</b>	<b>5</b>
2.1	Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie . . . . .	5
2.2	Wechselwirkung zwischen Neutronen und Materie . . . . .	5
2.3	Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie . . . . .	6
2.4	Flüssigszintillator . . . . .	7
<b>3</b>	<b>GEANT4</b>	<b>10</b>
3.1	Aufbau des Programms . . . . .	10
3.2	Geometrie des Detektorballs . . . . .	11
3.3	Implementierte Wechselwirkungen . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>14</b>
4.1	Simulation der Photonenwechselwirkung . . . . .	14
4.1.1	Vergleich der Simulationsergebnisse für Photonenwechselwirkung . . . . .	14
4.1.2	Vergleich der Resultate aus Experimenten . . . . .	15
4.1.3	Vergleich der simulierten und aufgenommenen Daten . . . . .	17
4.2	Simulation der Neutronenwechselwirkung . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>26</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>27</b>
6.1	Implementierung von Bor und BC-523A . . . . .	27
6.2	Ausschnitt aus der Physikliste . . . . .	27
6.3	Ausschnitt aus DetektorCrystal.cc . . . . .	28

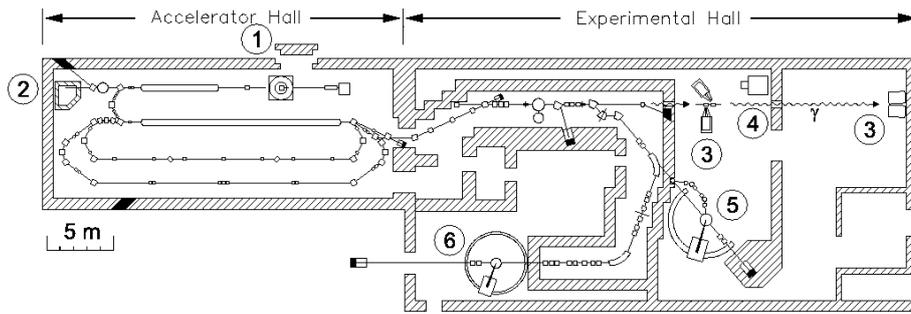
## 1 Einleitung

Riesenresonanzen sind eine Anregungsform des Kerns, bei der sich viele Nukleonen kollektiv bewegen. Schwingen die Protonen und Neutronen in Phase, so spricht man von isoskalarer Anregung, bei gegenphasiger Schwingung von isovektorieller. Im hydrodynamischen Modell kann die isovektorielle Resonanz als Schwingungen zweier Flüssigkeiten in Form von Protonen und Neutronen vorstellen, die sich mischen und wieder entmischen. Die rücktreibende Kraft ist die Symmetriekraft. Für das Verständnis von kollektiven Anregungen und die Eigenschaft von Kernmaterie ist die Untersuchung der isoskalare Dipolriesenresonanz (ISGDR), eine exotische Kompressionsmode, von großer Bedeutung [1]. Weiterhin spielt sie eine große Rolle in der Bestimmung der nuklearen Inkompressibilität  $k_\infty$ , die eine fundamentale Größe für die Zustandsgleichung von Kernmaterie ist. Aussagen dazu können aus der Schwerpunktsenergie der ISGDR getroffen werden [2], die mit Hilfe von  $\alpha$ -Streuung bestimmt wurde. Diese Methode hat jedoch mehrere Nachteile: Modellabhängige Annahmen für die Bestimmung des nicht resonanten Untergrunds sowie der komplexe Reaktionsmechanismus schmälern die Aussagekraft der Ergebnisse.

Eine alternative Untersuchungsmöglichkeit stellt die koinzidente inelastische Elektronenstreuung der Form  $(e, e'n)$  dar. Die Resonanz liegt oberhalb der Neutronenseparationsenergie, und ist daher ungebunden. Durch Aussenden eines Neutrons geht der angeregte Atomkern in den Grundzustand über. Durch die koinzidente Messung von Neutronen lässt sich der Strahlenschwanz der elastischen Streuung vollständig unterdrücken. Dies wird in Abbildung 1.1 deutlich: Durch die koinzidente Messung erhält man ein nahezu untergrundfreies Spektrum oberhalb der Neutronenseparationsenergie. Die Elektronenstreuung ist geeignet für die Anregung von mittelschweren bis schweren Nukliden und verschiedener Multipolresonanzen. Durch die Variation der Kinematik lassen sich die verschiedenen Multipolresonanzen unterscheiden. Diese Koinzidenzmessung werden am QCLAM Spektrometer des supraleitenden Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt. Der Strahlverlauf sowie die Experimentierplätze sind in Abbildung 1.2 gezeigt.

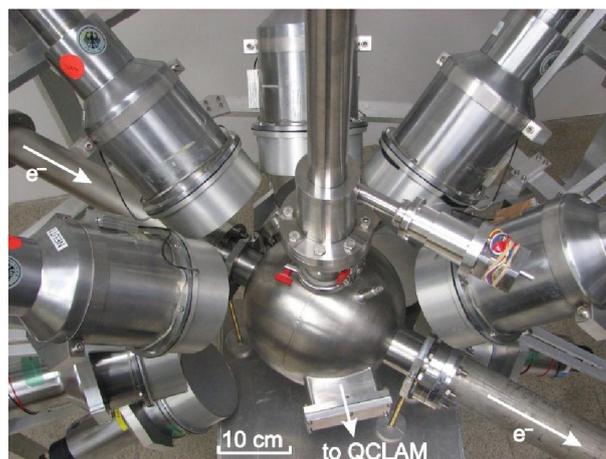


**Abbildung 1.1:** Vergleich der Wirkungsquerschnitte von inklusiver Elektronenstreuung  $(e, e')$  mit einer koinzidenten inklusiven Elektronenstreuung  $(e, e'n)$ . Abbildung aus [3].



**Abbildung 1.2:** S-DALINAC mit Extraktion und Experimentierplätzen. ① Kernresonanzfluoreszenz; ② 14 MeV Bremsstrahlung; ④ Photon Tagger; ⑤  $(e,e')$  und 180 Experimente; ⑥ hochauflösende  $(e,e')$  Experimente; dieses Experiment wird am QCLAM Spectrometer ⑤ durchgeführt.

Eine Herausforderung bei dieser Messung sind jedoch die kleinen Wirkungsquerschnitte, so dass eine kleine Raumwinkelabdeckung zu langen Messzeiten führt. Daher wurde ein Detektorball aus 13 Flüssigszintillatoren realisiert, der einen Raumwinkel von  $1.3\pi$  abdeckt [4]. Abbildung 1.3 zeigt ein Photo des Neutronenballs mit der Streukammer. Die Detektoren des Typs BC-501A [?] besitzen eine gute Zeitauflösung, eine große Neutroneneffizienz über einen Energiebereich bis zu 20 MeV sowie eine ausgezeichnete  $n/\gamma$ -Diskriminierung.



**Abbildung 1.3:** Photo des Detektorballs aus Flüssigszintillatoren mit Streukammer. Einlaufende und auslaufende Elektronenstrahl und die Position des QCLAM Spectrometers ist sind mit Pfeilen eingezeichnet.

Eine wichtige Voraussetzung für zukünftige Experimente ist ein gutes Verständnis des Detektorballs hinsichtlich der Effizienz und des Nebensignaleffekts zwischen mehreren Detektoren. Da bei  $(e,e'n)$  Experimenten ein großer Photonenuntergrund erwartet wird, ist eine Untersuchung mit Photonen und Neutronen gleichermaßen wichtig, um den Detektor zu verstehen. Dies kann mit einer Simulation realisiert werden. Ziel dieser Bachelor-Arbeit ist die Response der Flüssigszintillatoren für monoenergetischen Neutronen- und Photonenstrahlen zu untersuchen, und damit eine Grundlage für weitere Simulationen zu legen. In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Wechselwirkung von Neutronen und Photonen mit Materie erläutert, Kapitel 3 erklärt den Aufbau des Programms. Kapitel 4 diskutiert die Ergebnisse und in Kapitel 5 wird ein Ausblick gegeben.

---

## 2 Grundlagen von Flüssigszintillatoren

---

Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren sind organische Flüssigszintillatoren. Das Szintillationsmaterial besteht im wesentlichen aus Kohlenwasserstoff. Photonen interagieren hauptsächlich über den Comptoneffekt, Neutronen geben ihre kinetische Energie über elastische Stöße mit quasi-freien Protonen ab, daher kann man sie gut mit wasserstoffhaltigen Materialien nachweisen.

---

### 2.1 Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie

---

Photonen wechselwirken mit Materie über drei Prozesse, Photo-, Comptoneffekt und Paarbildung. Der Photoeffekt spielt bei kleinen Energien eine Rolle ( $1 \text{ eV} < E_\gamma < 100 \text{ keV}$ ), der Comptoneffekt tritt nennbar erst ab 50 keV und bis 1 MeV auf. Die Paarbildung dagegen kann erst ab einer Energie der zweifachen Ruheenergie eines Elektrons 1,022 MeV auftreten, da hierbei das Elektron-Positron-Paar entsteht [5] [6] [7].

- Photoeffekt:

Der Photoeffekt wurde Ende des 19. Jahrhunderts entdeckt und durch Albert Einstein erklärt.

Hat ein Photon Energie  $E_{ph}$ , welche größer oder gleich der Bindungsenergie  $E_B$  des Elektrons ist, so kann das Photon seine gesamte Energie an das Elektron abgeben. Das Elektron ist nun nicht mehr gebunden und besitzt die kinetische Energie  $E = E_{ph} - E_B$ .

- Comptoneffekt:

Der Comptoneffekt wurde von Arthur Compton mit Hilfe der Impuls- und Energieerhaltung beschrieben. Ein Elektron wird an einem quasi-freien Elektron gestreut, welches einen Teil der Energie des Photons aufnimmt. Der Energieübertrag hängt vom Winkel und der Energie des Photons ab. Als quasi-frei bezeichnet man Elektronen, deren Bindungsenergie klein gegenüber der Energie des Photons ist.

- Paarbildung:

Paarbildung kommt erst ab einer Energie von 1,022 MeV vor. Dieser Prozess findet meist nur in Kernnähe statt, da hierfür eine dritte Masse mit Ladungsdichte vorhanden sein muss. Wenn das Quant nahe an einen Kern oder Elektron kommt, so kann sich aus dem Quant das Teilchen-Antiteilchen Paar  $e^{+/-}$  bilden. Die entstandenen Teilchen fliegen in entgegengesetzte Richtungen fort. Aufgrund der Impulserhaltung erhält ein eine dritte Masse einen Impuls.

Das entstandene Positron wechselwirkt mit der Materie bis es zum Stillstand kommt. Wenn das Positron nur noch eine kleine kinetische Energie besitzt annihiliert es mit einem Elektron in zwei oder drei  $\gamma$ -Quanten.

---

### 2.2 Wechselwirkung zwischen Neutronen und Materie

---

Neutronen haben eine Ruhemasse von 1,09 u bzw. 939,57 MeVc<sup>-2</sup>, welche in etwa mit der Masse des Protons übereinstimmt. Neutronen sind ungeladen, haben aber ein magnetisches Moment.

---

Sie kann man in  $(\alpha, n)$  Reaktionen freisetzen; eine beliebte Quelle ist die Americium-Beryllium-Quelle. Die Reaktion



ergibt ein Neutron mit einem Energiespektrum von 0 bis 12 MeV [10].

Neutronen verlieren ihre Energie durch Stöße – Moderation. Je ähnlicher die Masse des Stoßpartners der des Neutrons ist, desto höher ist der Energieverlust.

Neutronen werden nur durch die Sekundärteilchen von Reaktionen, wie zum Beispiel elastische Stöße und Kernreaktionen, nachgewiesen. Sogenannte thermische Neutronen, also Neutronen mit Energien in der Größenordnung von 25 meV, können vom Kern eingefangen werden. In einem Energiebereich von etwa 0,5 bis 20 MeV sind Stoßprozesse als Kernreaktionen für die Detektion wichtiger, da für die Stoßprozesse die Wirkungsquerschnitte größer sind bei Kohlenwasserstoffen.

Bei einem Stoß überträgt das Neutron einen Teil seiner Energie an den Kern. Diese Energie lässt sich mit Hilfe des Impuls- und Energiesatzes in Abhängigkeit von der Energie und des Winkels bestimmen. Für nicht-relativistische Neutronen ergibt sich ein Energieübertrag an das Nuklid von

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2(\theta) E_n \quad (2.3)$$

Hierbei ist A die Anzahl der Nukleonen und  $E_r$  die Rückstoßenergie des Nuklids,  $E_n$  beschreibt die Energie des eingestrahnten Neutrons.

Es gibt zwei besondere geometrische Fälle: Der maximale Energieübertrag findet bei einem Winkel von  $0^\circ$  statt. Im zweiten Fall beträgt der Streuwinkel  $90^\circ$ , hierbei wird der Energieübertrag minimal.

Werden Kohlenwasserstoffe als Szintillationsmaterial verwendet, so sind  ${}^{12}\text{C}$  und  ${}^1\text{H}$  die Stoßpartner der Neutronen. Beim Stoß mit Wasserstoff beträgt der maximale Energieübertrag 100% der kinetischen Energie des Neutrons, während beim Stoß mit einem Kohlenstoffkern maximal 28% der kinetischen Energie übertragen wird.

---

## 2.3 Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie

---

Geladene mittelschwere Teilchen (Protonen und leichte Kerne) wechselwirken mit Materie hauptsächlich durch inelastische und elastische Streuung, aber auch über Kernreaktionen, Cherenkov-Strahlung und Bremsstrahlung, wobei die letzten beiden Wechselwirkungen für die Simulation nicht relevant sind. Cherenkov-Strahlung wird in der Simulation nicht berücksichtigt, da die dazu benötigten Energien von den Protonen nicht erreicht werden. Für den Detektortyp BC-501A, der einen Brechungsindex  $n \approx 1,54$  besitzt, müssten die Protonen eine höhere Energie als  $\sqrt{1/(1 - (2/3)^2)} mc^2 = \sqrt{9/5} mc^2 \approx 1,3 \text{ GeV}$  haben. Bremsstrahlung wird keinen nennenswerten Beitrag zum Energieverlust liefern, da dieser Effekt umgekehrt proportional zu  $m^{-4}$  ist, also bei Protonen um den Faktor  $(m_p/m_e)^4 \approx 10^{13}$  kleiner als bei Elektronen. Aus diesem Grund wird dieser Prozesse nicht in die Simulation eingebunden.

Die Physikliste beruht auf dem Beispiel “advanced/underground\_physics“, welches von GEANT4 bereit gestellt wird wird. Ein Ausschnitt der Physikliste ist im Anhang zu finden.

Ionen streuen an Elektronen und Kernen. Stoßen sie ein Elektron, verlieren sie einen kleinen Teil ihrer kinetischen Energie durch Ionisierung oder Anregung des Atoms (inelastischer Stoß). Durch die Dichte der Elektronen in Materie findet dieser Prozess sehr häufig statt, wodurch sich der Energieverlust aufaddiert und das Proton sehr schnell seine kinetische Energie verliert. In Kupfer kommt ein Proton mit einer

kinetischen Energie von 10 MeV nach 0,25 mm zum Stillstand. Die gestreuten Elektronen können dabei selbst eine hohe kinetische Energie erhalten und ihrerseits andere Atome ionisieren oder anregen. Der Energieverlust durch elastische Streuung an Kernen ist dagegen meist gering, da diese eine deutlich größere Masse haben (vergleiche Gleichung 2.3 für zum Beispiel ein Proton). Den Energieverlust eines mittelschweren geladenen Teilchen kann man mit der Bethe-Bloch Formel berechnen. In der Praxis wird diese Formel noch mit einem Dichteeffekt  $\delta$  und einer Schalen-Korrektur  $C$  erweitert,

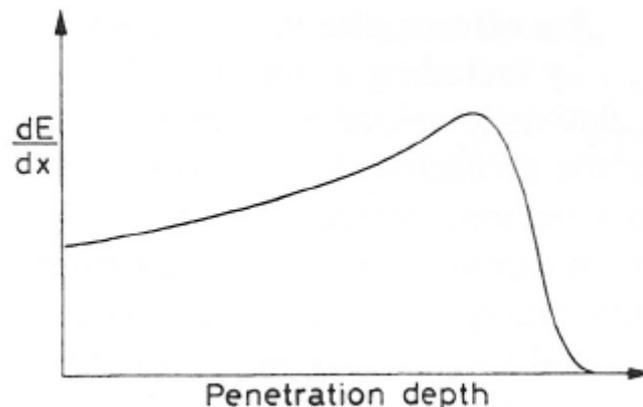
$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (2.4)$$

berechnen. Hierbei sind  $N_a$  die Avogadrozahl,  $r_e$  der klassische Elektronenradius,  $\rho$  die Dichte des absorbierenden Materials,  $Z$  die Ordnungszahl des absorbierenden Mediums,  $A$  das atomare Gewicht des absorbierenden Mediums,  $\beta$  und  $\gamma$  stehen für die relativistischen Größen  $v/c$  und  $(1 - \beta^2)^{-0,5}$ ,  $v$  ist die orbitale Frequenz der Elektronen,  $W_{max}$  ist die maximale übertragbare Energie und  $I$  ist die mittlere Anregungsenergie.

Die Faktoren  $\delta$  und  $C$  sind wichtig bei hohen und niedrigen Energien. Das geladene Teilchen polarisiert die Elektronen, weiter von der Trajektorie entfernte Elektronen werden von den anderen Elektronen abgeschirmt. Dadurch wechselwirkt das Teilchen nicht mit allen Elektronen. Dieser Effekt ist offensichtlich abhängig von der Dichte des Bremsmaterials und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens, da dann über einen größeren Raumbereich integriert werden muss. Die Schalen-Korrektur wirkt sich bei kleinen Geschwindigkeiten aus, also wenn die Geschwindigkeit vergleichbar oder kleiner der orbitalen Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen ist [8].

Die Teilchen verlieren mit steigender Eindringtiefe mehr Energie bis zu einem Maximum, siehe Abbildung 2.1, welches kurz vor dem Stopp des Teilchens liegt. Die Bethe-Bloch Formel beschreibt den Energieverlust je Eindringtiefe für Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten bis hin zu  $\beta \approx 0,1$  sehr genau.

Cherenkov-Strahlung erfolgt erst bei Geschwindigkeiten, die größer sind als die Geschwindigkeit des Lichts im Medium.



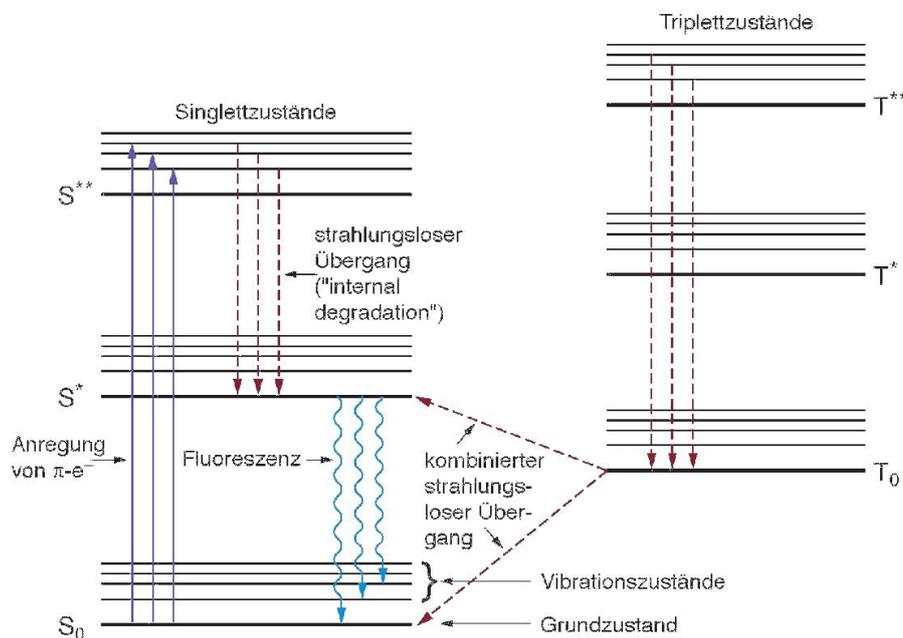
**Abbildung 2.1:** Schematische Bragg-Kurve, Energieverlust je Eindringtiefe [8]

## 2.4 Flüssigszintillator

Organische Szintillatoren werden häufig zum Detektieren von Neutronen eingesetzt. Die Energieniveaus der Elektronen haben einen Abstand von wenigen eV. Die Elektronenanregung ist aber mit der Vibration des Moleküls verbunden, welche die Feinstruktur der Energieniveaus darstellt, wobei solche Anregung im Bereich von einigen Zehntel eV bewegen. Zur quantitativen Aussagen über die Lichtausbeute werden die Szintillatoren mit Anthracen verglichen.

Bei organischen Szintillatoren kann man die Lichtkurve mit zwei Exponentialfunktionen beschreiben, von denen die eine als schnelle und die andere als langsame Komponente bezeichnet wird. Der Grundzustand des Moleküls ist ein Singulettzustand  $S_0$ , der in Singulett- und Tripletzustände angeregt werden kann. Die Abbildung 2.2 zeigt das Übergangsschema eines organischen Szintillators, bei diesem zerfallen die angeregte Singulettzustände meist strahlungslos in wenigen ps in den einfach angeregten Zustand  $S^*$ . Dieser geht in einigen ns in den Grundzustand über. Der Zerfall in den Grundzustand erfolgt oft über Vibrationsmoden. Durch die etwas unterschiedliche Zerfallsenergie kann das emittierte Licht nicht wieder vom Szintillationsmaterial absorbiert werden, das Material ist somit durchsichtig für seine eigene Wellenlänge. Dieser Prozess stellt die schnelle Komponente des Zerfalls dar.

Die höher angeregten Tripletzustände zerfallen in den Zustand  $T_0$ . Der Übergang von  $T_0$  nach  $S_0$  ist ein optisch verbotener Übergang. Der Übergang erfolgt meist über eine Wechselwirkung mit einem ebenfalls im  $T_0$  angeregtem Molekül  $T_0 + T_0 \rightarrow S^* + S_0 + \text{Phononen}$ . Dieser Prozess dauert wesentlich länger und wird als langsame Komponente bezeichnet.

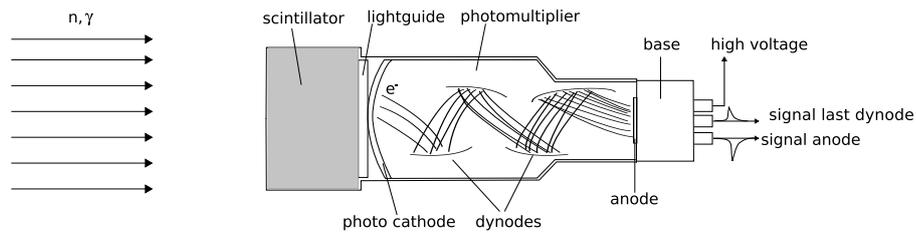


**Abbildung 2.2:** Übergangsschema eines organischen Szintillators für die  $\pi$ -Orbitale. Für die Übersichtlichkeit wurden die Triplet- und Singulettzustände getrennt dargestellt[9].

Das Szintillationslicht wird durch einen Photomultiplier der, am Szintillator angebracht ist, verstärkt (siehe Abbildung 2.3). An einer Photokathode werden Elektronen durch das Szintillationslicht herausgeschlagen, die Elektronen werden beschleunigt und schlagen beim Auftreffen auf die gegenüberliegende Dynode wieder Elektronen aus. Es entsteht eine Kaskade an Elektronen, deren Anzahl bis zu einer bestimmten Spannung und Wiederholungsstufe proportional zur ausgelösten Lichtmenge im Szintillator ist. Das so verstärkte Signal kann nun mit der Datenaufnahme verarbeitet werden.

Für das geplante (e,e'n) Experiment mit dem Detektorball sind 13 Flüssigszintillatoren mit dem sensitivem Material BC-501A vorgesehen. Hierfür wird eine Koinzidenzmessung zwischen dem gestreuten Elektron und dem emittierten Neutron durchgeführt. Durch diese Koinzidenzbestimmung ist eine quasi untergrundfreie Messung möglich.

Um das Zeitfenster bei der Koinzidenzmessung möglichst klein wählen zu können, wird eine gute Zeitauflösung des Detektors benötigt. Außerdem sollte der Detektor eine gute  $\gamma$ /Neutron-Diskriminierung besitzen, da ein hoher  $\gamma$ -Hintergrund zu erwarten ist. Bei der Analyse der Pulsform ist eine Unterscheidung zwischen Photonen und Neutronen möglich: Die Neutronen regen die langsame Komponente stärker



**Abbildung 2.3:** Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors [10]

an als Photonen. Das sensitive Material BC-501A weist die zuvor genannten Eigenschaften auf, zudem besitzt es eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen.

Ein anderer Detektortyp BC-523A, der ebenfalls am Institut für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt eingesetzt wird, ist von gleicher Geometrie, jedoch ist das Szintillaormaterial zusätzlich mit Bor dotiert. Neutronen mit kinetischen Energien unter 200 keV werden von Bor eingefangen. Diese zerfallen in der Reaktion



Der angeregte Lithiumkern zerfällt strahlungsfrei. Durch diesen Mechanismus werden auch niederenergetische Neutronen detektiert.

Die physikalischen Eigenschaften der Szintillationsmaterialien sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften von BC-501A und BC-523A [5][6]

BC-501A	
Dichte	0,874 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Brechungsindex bei 425 nm	1,530
Lichtausbeute	78%
Atomarer Anteil an Wasserstoff	54,8%
Atomarer Anteil an Kohlenstoff	45,2%
kurze Komponente	3,2 ns
langsame Komponente	270 ns
BC-523A	
Dichte	0,916 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Brechungsindex bei 425 nm	1,415
Lichtausbeute	65%
Atomarer Anteil an Wasserstoff	55,82%
Atomarer Anteil an Kohlenstoff	32,06%
Atomarer Anteil an Sauerstoff	9,09%
Atomarer Anteil an $^{10}\text{B}$	2,72%
Atomarer Anteil an $^{11}\text{B}$	0,03%
kurze Komponente	3,7 ns
durchschnittliche Einfangzeit	0,5 $\mu\text{s}$

---

## 3 GEANT4

---

GEANT4 [11] ist ein projektorientiertes Simulationsprogramm, welches in C++ erstellt wurde. Das Programm benutzt Monte-Carlo-Methoden um die Wechselwirkungen von Strahlen mit Materie zu beschreiben. Mit Hilfe dieses Programmes wird die deponierte Energie von Strahlung simuliert, wodurch Rückschlüsse auf das Spektrum geschlossen sind und komplexe Detektoraufbauten optimiert werden können. Außerdem bietet es die Möglichkeit, im Experiment gemessene Spektren zu analysieren.

GEANT4 bietet die Möglichkeit beliebige Geometrien zu bilden und eine Vielzahl an Materialien nachzubilden, welche durch Elemente oder noch spezieller Isotope aufgebaut werden können. Jedem Material kann zudem noch eine Tabelle mit Eigenschaften zugewiesen werden, zum Beispiel Übergangsenergien der Elektronen. Darüber hinaus stellt GEANT4 eine große Auswahl an verschiedenen Modellen für die Wechselwirkungen bereit, welche je nach Energieregime gewählt werden können.

Der zur Simulation verwendete Code basiert auf einer Arbeit [12] für die Tagger-Gruppe des Instituts für Kernphysik an der TU Darmstadt. Anschließend implementierte Sandra Kemler die Geometrie, Materialien und Eigenschaften des BC-501A Detektors im Rahmen eines Miniforschungsprojekts in der Spektrometer-Gruppe an der TU Darmstadt [13]. Zunächst wird der Aufbau des Programms wiedergegeben, im Anschluss Funktionsweise der Physikliste und Detektorkonstruktion erklärt.

---

### 3.1 Aufbau des Programms

---

In Abbildung 3.1 ist das Programm schematisch mit den Zugriffen der Programmdateien auf andere Dateien dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse und die dazugehörige Energie, sowie den Detektorabstand kann man im Batchmode, welcher ein nochmaliges Kompilieren erspart, mit Macrodateien einstellen. Der Batchmode ermöglicht die Änderungen einzelner Einstellungen, welche beim Durchlaufen der Simulation gelesen werden. Die mögliche Visualisierung der Detektorkonstruktion und individuellen Ereignissen dient zur Kontrolle des Detektorsystems und sollte bei einem Durchlauf mit vielen Ereignissen auskommentiert werden, um die Rechenzeit zu reduzieren.

Im folgenden gehe ich auf die Dateien ein, in denen die größten Veränderungen vorgenommen wurden.

**Physikliste** Die Physikliste ist in sich mit drei weiteren Dateien abgeschlossen. Sie gibt die Wechselwirkungen der Teilchen vor und konstruiert die Teilchen. Hierzu greift die Physikliste auf Dateien des Programms GEANT4 zurück.

**Geometrie** In der Detektorkonstruktion wird die Geometrie des Versuchs aufgebaut. Die Detektoren werden gesetzt und ausgerichtet, die Quelle wird in den Ursprung verankert. Der einzelne Detektor wird in der Datei *DetOnedetector.cc* beschrieben, welche schnelle Änderungen ermöglicht und zugleich die Übersicht verbessert.

**Ereignisse detektieren** Sensitiv wird der Detektor durch untergeordnete Dateien. Die Datei *DetektorCrystal.cc* liest mit Hilfe von *DetektorCrystalHit.cc* Ereignisse mit relevanten Informationen aus und gibt diese an *Eventaction.cc* weiter. Die zu detektierenden Teilchen werden in der Simulation mit *PrimaryActionGenerator.cc*, welche die Quelle darstellt, erzeugt. Hier kann die Strahlrichtung und Teilchenart gewählt werden.

**Ausgabe in eine Datei** In *Historymanager.cc* werden diese Größen zwischengespeichert, diese werden an *Eventaction.cc* weitergegeben. *Eventaction.cc* schreibt die Ereignisse in Dateien und ordnet sie einer Klasse zu.

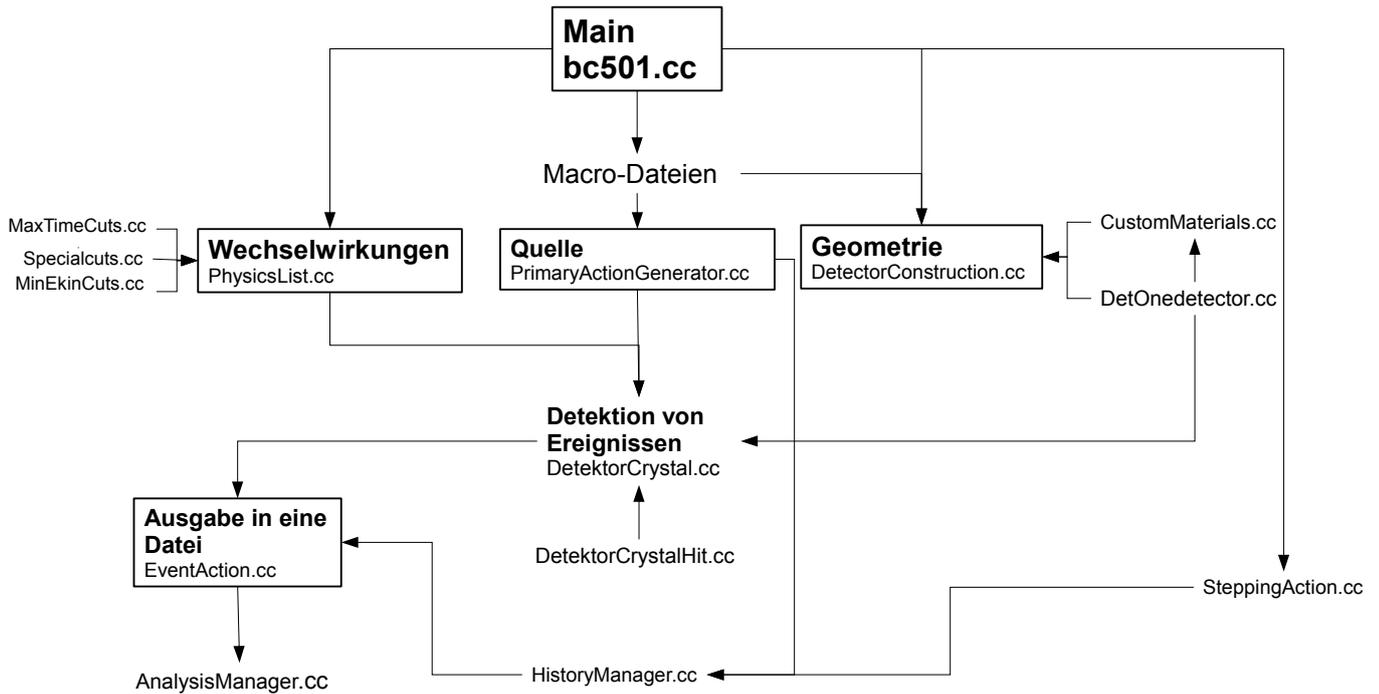


Abbildung 3.1: Schema des Programmablaufs

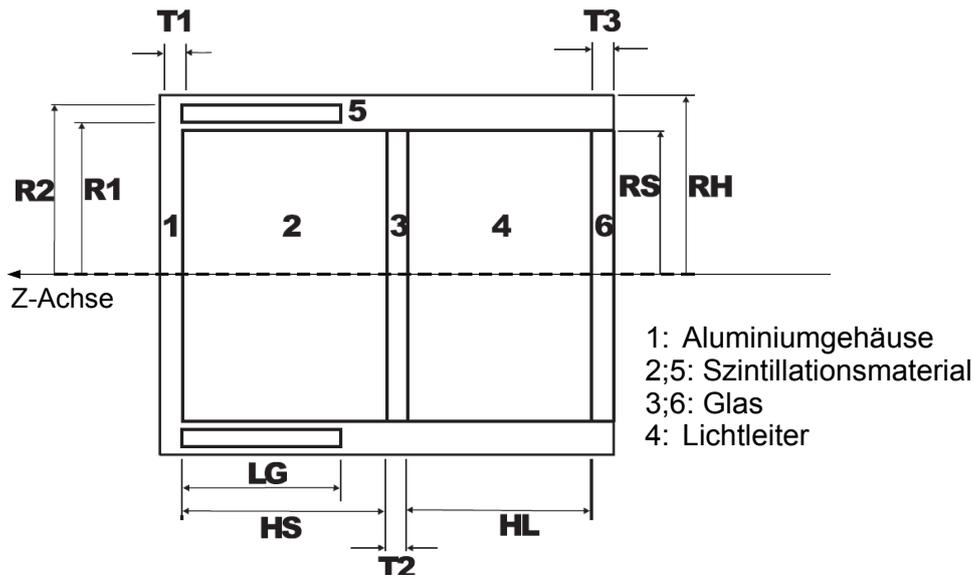
## 3.2 Geometrie des Detektorballs

Die Geometrie der baugleichen Detektoren BC-501A/523A ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Werte für die geometrischen Größen können der Tabelle 3.1 entnommen werden. Die Bereiche 2 und 5 können dementsprechend mit dem Detektormaterial BC-501A oder BC-523A befüllt werden.

Für den Detektorball werden 13 solcher Detektoren gefüllt mit BC-501A unter zu Hilfenahme von Kugelkoordinaten positioniert. Die Ausrichtung erfolgt mit Hilfe einer Rotationsmatrix, in welcher die Lage der gedrehten Achsen des Detektors beschrieben werden. Die Achsen müssen dabei ein Orthogonalsystem bilden. Die Blickrichtung des Detektors zeigt in Richtung der positiven z-Achse.

Tabelle 3.1: Abmessungen des Detektors BC-501A

Parameter	Bedeutung	Länge in cm
RS	innerer Radius des sensitiven Materials und Lichtleiters	6,35
HS	Länge des sensitiven Materials	5,08
RH	Äußerer Radius des Detektorgehäuses	7,62
LG	Länge der äußeren sensitiven Zelle	3,65
HL	Länge des Lichtleiters	2,50
R1	innerer Radius der äußeren sensitiven Zelle	6,45
R2	Äußerer Radius der äußeren sensitiven Zelle	7,50
T1	Stärke des Aluminiumgehäuses	0,32
T2	Stärke der Glasscheibe zwischen sensitivem Material und Lichtleiter	0,32
T3	Stärke der Glasscheibe hinter dem Lichtleiter	0,64



**Abbildung 3.2:** Abmaßen des Detektors, die zugehörigen Größen und Bezeichnungen befinden sich in Tabelle 3.1

In *CustomMaterial.cc* werden die verwendeten Materialien und Elemente definiert. Dies erfolgt über die Angabe der Dichte und der Zusammensetzung der verwendeten Elemente.

Diese Materialien werden in *DetOnedetector.cc* eingelesen und in ein logisches Volumen gefüllt, welches die einzelnen Bauelemente des Detektors sind. In einem übergeordnetem Muttervolumen werden die logischen Volumina positioniert.

**Tabelle 3.2:** Position der Detektoren in Kugelkoordinaten mit dem Radius  $R=30$  cm

Ebene	$\Theta$ in $^\circ$	Detektornummer	Nummerierung in GEANT4	$\Phi$ in $^\circ$
1	45	1	1_1	0
		2	1_2	50
		3	1_3	100
		4	1_4	150
		5	1_5	200
2	84	6	2_1	30
		7	2_2	65
		8	2_3	114
		9	2_4	212
3	121	10	3_1	10
		11	3_2	60
		12	3_3	110
		13	3_4	210

### 3.3 Implementierte Wechselwirkungen

In den Detektoren können alle Photonenwechselwirkungen Comptonstreuung, Photoeffekt und Paarbildung stattfinden. Hinzu kommen die Wechselwirkungen der Neutronen und Protonen, sowie eventuell

**Tabelle 3.3:** Eingebundene Teilchen und deren Wechselwirkungen

Teilchen	Wechselwirkung
Elektron	Vielfachstreuung Bremsstrahlung Ionisierung
Positron	Vielfachstreuung Bremsstrahlung Ionisierung Annihilation
Gamma	Rayleigh Streuung Photoeffekt Comptonstreuung Paarbildung
Proton	Vielfachstreuung Ionisierung elastische Stöße inelastische Stöße
Neutron	elastische Stöße inelastische Stöße Neutroneneinfang

anderer geladener Teilchen. Der simulierte Strahl schießt wahlweise monoenergetische Photonen oder Neutronen auf den Detektor, welche an Elektronen, Protonen und Kohlenstoffkernen gestreut werden. Für den Detektortyp BC-523A muss die Kernreaktion des Bors mit Neutronen berücksichtigt werden, wodurch ein höherer Wirkungsquerschnitt für Neutronen entsteht.

In der Datei *Physicslist.cc* werden die Teilchen, welche berücksichtigt werden sollen, mit ihren Eigenschaften eingelesen, welche in anderen Dateien von GEANT4 bereits vorkonfiguriert sind. Cuts für die einzelnen Teilchen werden ebenfalls gesetzt, welche angeben ab welcher oder bis zu welcher Energie ein Teilchen verfolgt werden soll. Wird kein Cut angegeben, so wird er auf 0 eV gesetzt. Die Cuts werden mit Hilfe der Eindringtiefe der Teilchen im jeweiligen Medium beschrieben, die Eindringtiefe beschreibt, wie tief ein Strahl dieser Teilchen mit der entsprechenden Energie in das Material eindringt bevor die Intensität auf ein e-tel abgefallen ist. Zum Beispiel ist für Photonen und Elektronen ein Cut von 1 mm gesetzt, dies entspricht in BC-501A 2,3 bzw. 322,4 keV und in Aluminium 6,9 bzw. 594 keV.

Die Wechselwirkungen sind mit *while*- und *if*-Schleifen eingebunden. Die *while*-Schleife durchläuft die Teilchen, während die *if*-Schleife die Teilchennamen abfragt und diesen bei Übereinstimmung dann die jeweiligen Wechselwirkungen zuschreibt.

Die wichtigsten Wechselwirkungen in BC-501A sind die inelastischen und elastischen Stöße der Neutronen mit Protonen, sowie die Comptonstreuung der Photonen. Für die simulierten Prozesse werden Modelle für Energien kleiner 19 MeV und Modelle für Energien zwischen 19 und 3000 MeV eingebunden, weil die Streuwinkel Energie- und Winkelabhängig sind.

Aus den genannten Gründen aus Abschnitt 2.3 sind die Prozesse Cherenkov- und Bremsstrahlung nicht eingebunden.

Mit Hilfe der Cuts können nicht mehr zu detektierende Teilchen ausgefiltert und die Rechenzeit beeinflusst werden. Dazu sind drei weitere Dateien eingebunden. Energiecuts erfolgen in *MinEkin.cc*, welche für die schweren Teilchen greifen, die Cuts für Elektronen, Positronen und Photonen werden in der *Physicslist.cc* gesetzt.

---

## 4 Ergebnisse

---

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus Experimenten und den Simulationen diskutiert. Simulationen werden für Neutronen und Photonen durchgeführt, während für die Bachelorarbeit nur experimentelle Daten für Photonen der Energie 661 keV vorliegen.

---

### 4.1 Simulation der Photonenwechselwirkung

---

Die Detektorantwort einer monoenergetischen Photonenquelle wird mit Hilfe der deponierten Energie der Photonen simuliert. Dabei werden Comptonstreuung und Photoeffekt berücksichtigt. Da die Paarbildung, welche ebenfalls implementiert ist, bei den verwendeten Szintillationsmaterialien erst bei 5 MeV einsetzt, ist sie für die hier simulierten Ereignisse nicht relevant.

In den simulierten Spektren, Abbildungen 4.1 und 4.2, ist der Photopeak zu sehen, welcher in Experimenten durch Untergrund und Energieauflösung nicht zu identifizieren ist. In den Abbildungen kann die Comptonkante deutlich erkannt werden. Um die Ergebnisse der Simulation mit einer Messung vergleichen zu können, müssen sie mit der Energieauflösung des Detektors gefaltet werden.

Für den anschließenden Vergleich mit Experimenten, wurde die Simulation mit einer Energie von 661 keV durchgeführt, da diese der Photonenenergie von  $^{137}\text{Cs}$  entspricht, die für die Kalibrierung verwendet wird.

---

#### 4.1.1 Vergleich der Simulationsergebnisse für Photonenwechselwirkung

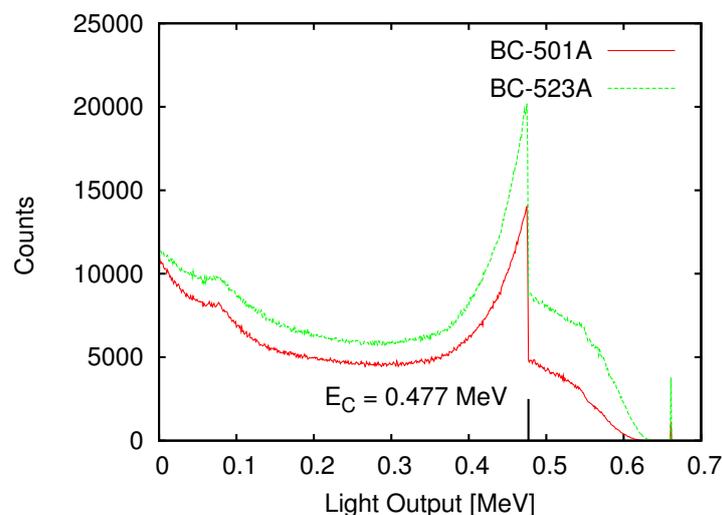
---

---

##### Vergleich zwischen BC-501A und BC-523A

---

In Abbildung 4.1 ist ein Vergleich zwischen den beiden sensitiven Materialien BC-523A und BC-501A gezeigt. BC-523A weist im Spektrum der Simulation eine erhöhte Ansprechwahrscheinlichkeit gegenüber BC-501A auf, welche auf die um etwa 4% höhere Elektronendichte zurückzuführen ist.



**Abbildung 4.1:** Spektrum einer monoenergetischen Gamma-Quelle, simuliert für BC-501A und BC-523A bei einer Energie 661 keV.

---

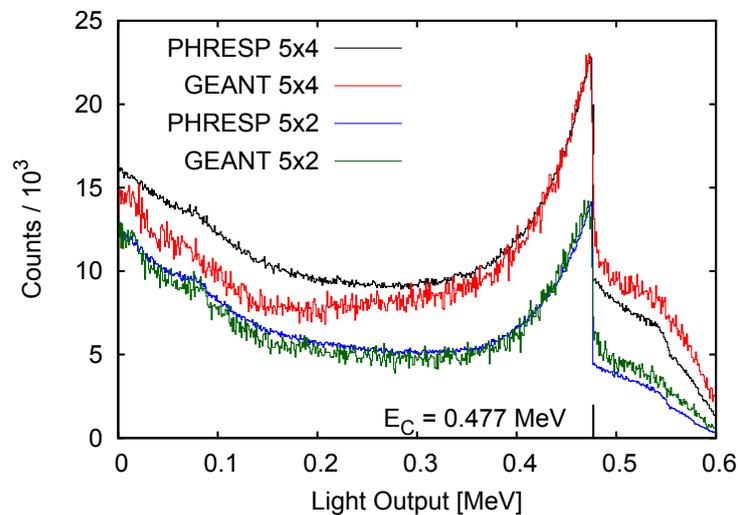
## Vergleich von PHRESP mit GEANT4

---

GEANT4 wird in diesem Abschnitt mit PHRESP [14]

verglichen. PHRESP ist ein Simulationsprogramm, welches Monte-Carlo-Methoden verwendet, um eine Lichtausgabe von eingestrahelten Photonen zu simulieren. Der Code ist speziell für das Material Ne-213 entwickelt worden.

Ein Vergleich der Ergebnisse der Simulationsprogramme PHRESP und GEANT4 sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Zu je zwei Detektorgrößen werden die Simulationen für BC-501A und Ne-213 durchgeführt. Die Eigenschaften der Materialien Ne-213 und BC-501A sind fast identisch, wodurch sie zum Vergleichen der Simulationen genutzt werden können. Der Unterschied der beiden Materialien muss dabei in Kauf genommen werden, da PHRESP speziell für den Detektortyp Ne-213 konzipiert wurde. Anzumerken ist, dass die PTB ebenfalls die Materialien BC-501A und Ne-213 als identisch behandelt.



**Abbildung 4.2:** Spektrum einer monoenergetischen Gamma-Quelle, simuliert mit GEANT4 (BC-501A) und PHRESP (Ne-213) bei der Energie 661 keV. Die Spektren wurden an der Comptonkante auf gleiche Peakhöhe geeicht.

Auffällig ist, dass PHRESP eine höhere Ereigniszahl im Comptonkontinuum im Vergleich zur Comptonkante berechnet. Zusätzlich zeigt sich, dass GEANT4 eine höhere Effizienz berechnet als PHRESP. In Abbildung 4.3 ist dies deutlich zu sehen, GEANT4 kalkuliert eine über die gesamte simulierte Energiebande höhere Effizienz. Die Form des Comptonkontinuums ist bei beiden Simulationsprogrammen gleich. Die Form des Kontinuums hängt stark von dem Material ab, welches sich hinter dem Detektor befindet. Dieses streut die Photonen erneut, welche das Szintillationsmaterial wieder mit geringerer Energie durchqueren.

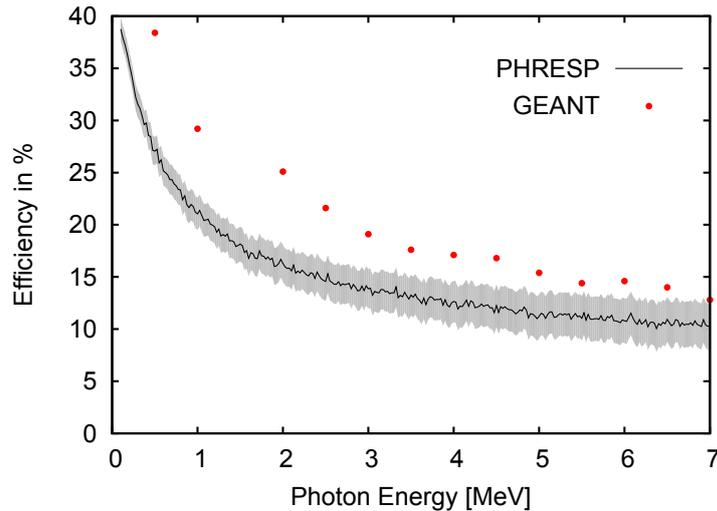
---

### 4.1.2 Vergleich der Resultate aus Experimenten

---

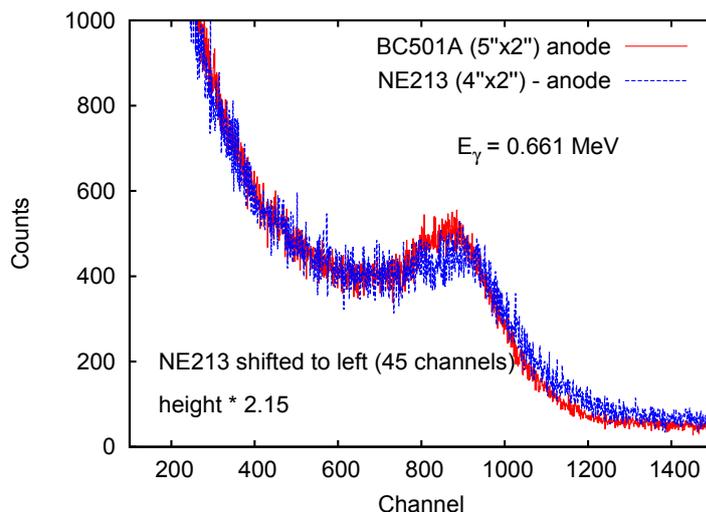
Das Experiment wird ähnlich aufgebaut wie in der Simulation. Der geometrische Detektormittelpunkt wird mit einer Halterung auf die gleiche Höhe gebracht wie die Quelle, welche sich in ungefähr 30 cm Abstand zum Detektor befindet.

In Abbildung 4.4 sind die Comptonkanten der Spektren, die mit Ne-213 und BC-501A aufgenommen sind, aufeinander gelegt, um diese besser vergleichen zu können. BC-501A zeigt eine bessere Auflösung,



**Abbildung 4.3:** Berechnete Effizienz der beiden Detektoren Ne-213 (PHRESP) und BC-501A (GEANT4)

welche sich durch eine schärfere Darstellung der Comptonkante bemerkbar macht, diese steigt kurz zuvor nochmals an.



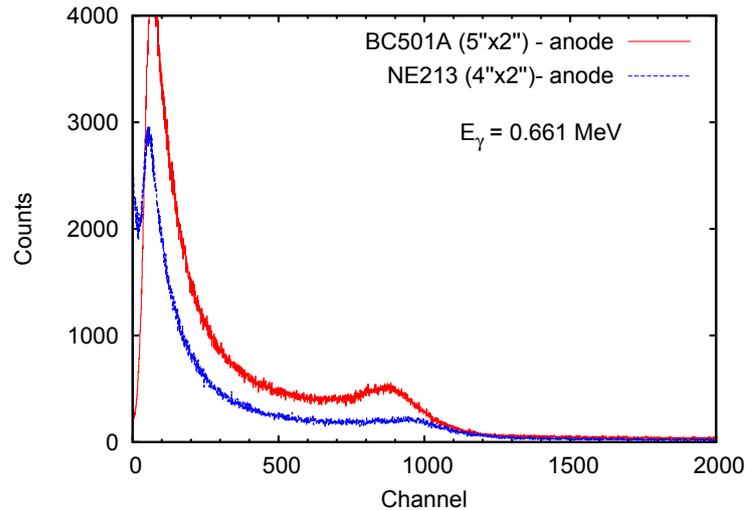
**Abbildung 4.4:** Spektrum einer monoenergetischen Gamma-Quelle, aufgenommen mit BC-501A und Ne-213 bei der Energie 661 keV. Das Spektrum wurde an der Comptonkante aufeinander gelegt.

Ohne den Abgleich auf die Comptonkante erhält man die Abbildung 4.5, darin zeigt sich eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit von BC-501A.

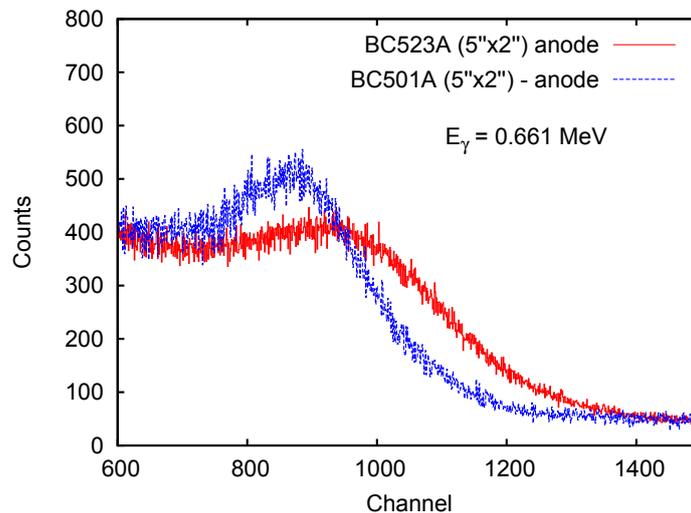
Zu beachten ist, dass der Detektor Ne-213 älter ist als der Detektor BC-501A. Durch das Alter kann die Ansprechwahrscheinlichkeit und die Schärfe abnehmen.

Das Bild aus dem Experiment deckt sich soweit mit der Simulation von BC-501A, allerdings ist die Aussagekraft durch das oben angeführte Argument mit Vorsicht zu behandeln. Zudem entspricht der Verlauf des Spektrums aufgenommen mit Ne-213 nicht einem anderen experimentellem Befund [15]. Zudem ist der Detektor Ne-213 kleiner, er besitzt die Maßen 5"×2".

Der Vergleich zwischen den experimentellen Daten von BC-523A und BC-501A deckt sich nicht mit der Simulation. Bei dieser wurde eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit von BC-523A vorhergesagt, dies ist durch das Experiment nicht belegbar. Hinzu kommt das der Detektortyp BC-523A unschärfer ist.



**Abbildung 4.5:** Experimentell bestimmte Spektren einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle, aufgenommen mit BC-501A und NE-213 bei der Energie 661 keV



**Abbildung 4.6:** Experimentell bestimmte Spektren einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle, aufgenommen mit BC-501A und BC-523A

#### 4.1.3 Vergleich der simulierten und aufgenommenen Daten

Um aus den simulierten Daten Rückschlüsse auf die experimentellen Daten ziehen zu können, ist es erforderlich mit der jeweiligen Detektorauflösung das simulierte Spektrum unter zu Hilfenahme einer Gaussfunktion zu falten. Falten bedeutet, dass das Spektrum  $f(k)$  um einem Punkt in der  $3\text{-}\sigma$ -Umgebung mit dem jeweiligen Wert der Gaussfunktion  $g(n)$  multipliziert wird:

$$(f * g)(n) = \sum_{k=n-3\sigma}^{n+3\sigma} f(k)g(n-k)$$

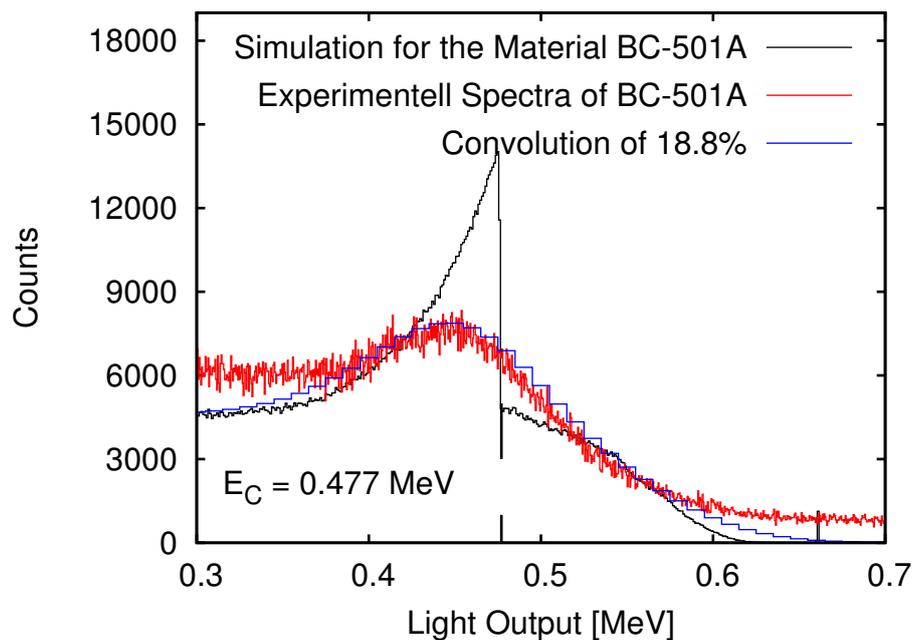
Die Auflösung wird mit

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \frac{\sigma \cdot \Delta_{\text{Binbreite}}}{E_C} \quad (4.1)$$

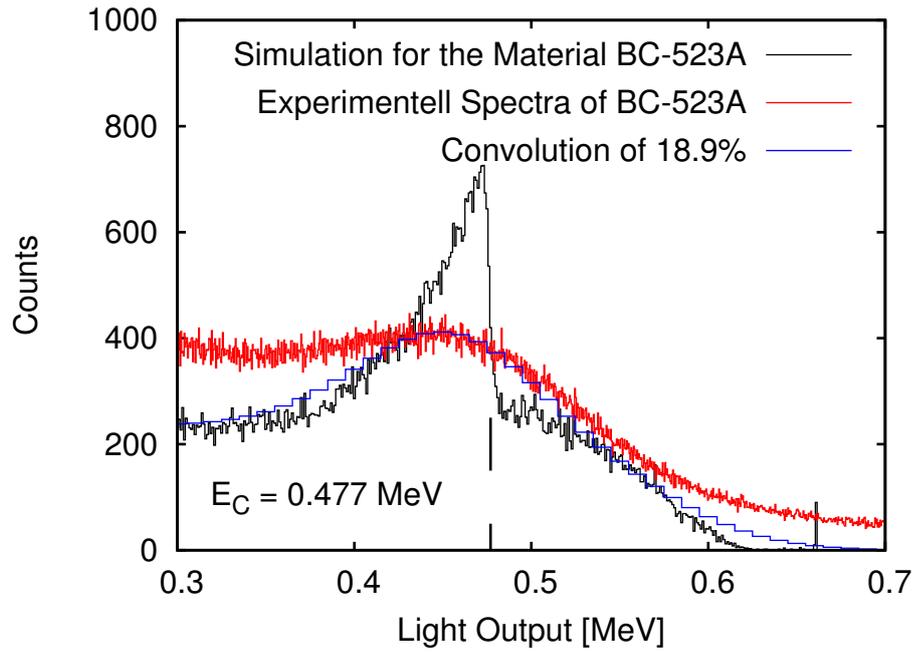
berechnet. Hierbei sind  $\Delta E/E$  die Energieauflösung,  $\sigma$  die Standardabweichung und  $E_C$  die Comptonenergie.  $\Delta_{\text{Binbreite}}$  gibt die Energiedifferenz pro Kanal an.

Für die Anpassung wurden mehrere Faltungen durchgeführt, um einen guten Angleich an die experimentellen Daten an der Comptonkante zu erhalten.

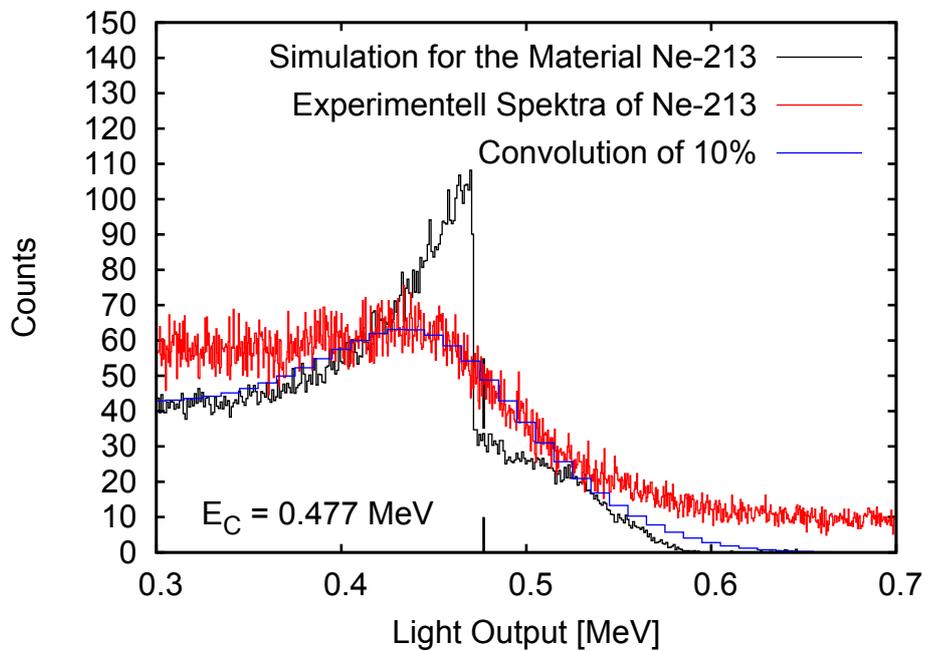
Es zeigt sich, dass die Detektoren der Typen BC-501A und BC-523A, siehe Abbildungen 4.7 und 4.8, eine Auflösung von etwa 18.8% besitzen. Dahingegen zeigt der Detektortyp Ne-213 4.9 eine um etwa 1,5% schlechtere Auflösung (20.3%), welche auf die kleinere Geometrie zurückzuführen sein dürfte. Die bestimmte Detektorauflösung des Typs Ne-213 steht in Übereinstimmung mit der Auflösung, die in [10] bestimmt wurde.



**Abbildung 4.7:** Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für BC-501A.



**Abbildung 4.8:** Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für BC-501A.



**Abbildung 4.9:** Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für Ne-213.

---

## 4.2 Simulation der Neutronenwechselwirkung

---

In diesem Abschnitt wird dargelegt, wie von der Simulation der deponierten Energie der Neutronen auf die Detektorantwort geschlossen werden kann.

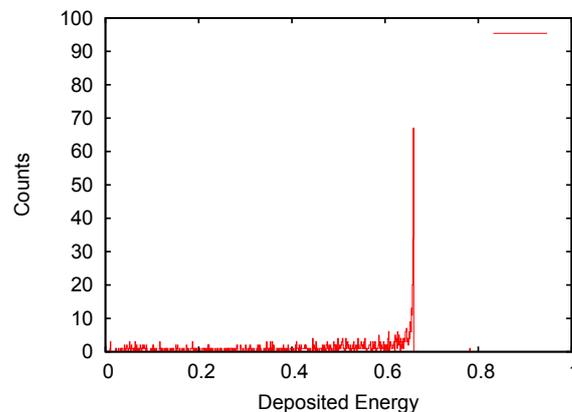
---

### Probleme bei der Simulation der Detektorantwort

---

Die implementierten Wechselwirkungen für Neutronen sind elastische und inelastische Stöße, sowie der Neutroneneinfang. Im Material BC-501A geben die Neutronen ihre meiste Energie durch Stöße mit Protonen ab, an zweiter Stelle stehen Stöße mit Kohlenstoffkernen. Diese beiden Energieabgaben werden berücksichtigt. Für niedrige Energien der Neutronen ( $< 10$  MeV) ist es nach [16] ausreichend die Energie der gestreuten Protonen zu berücksichtigen.

Zunächst wird die deponierte Energie der Neutronen berechnet, welche in Abbildung 4.10 zu sehen ist. Viele der detektierten Neutronen deponieren ihre gesamte kinetische Energie im Detektor. Wird ihr Spektrum verglichen mit der Verteilung der kinetischen Energie der gestreuten Protonenenergie (Abbildung 4.11), so ist deren Verlauf qualitativ gleich. Da die Anzahl der ausgelesenen Protonenenergien identisch ist mit der Anzahl der registrierten Neutronen, bedeutet dies aber, dass das Neutron seine gesamte kinetische Energie in einem Stoß an ein Proton überträgt. Dieses Verhalten ist **nicht** physikalisch Fall, weil die Protonenenergie gleichverteilt sein sollte. Für die weitere Diskussion werden weitere Daten aus der Simulation gezogen.



**Abbildung 4.10:** Deponierte Energie der Neutronen im sensitivem Detektorbereich

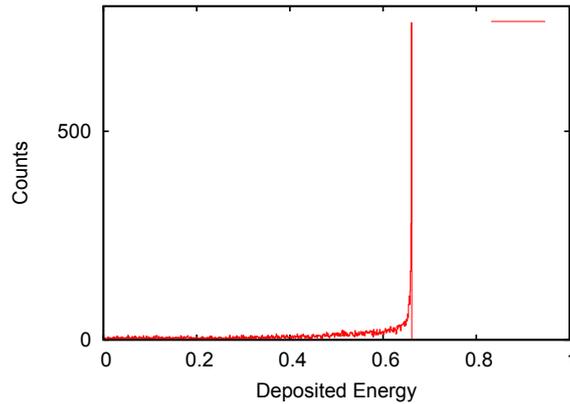
---

### Anzahl der Stöße pro Neutron

---

Zunächst wird die Anzahl der durch Neutronen gestreuten Protonen (siehe Abbildung 4.12) simuliert und wie viele Ereignisse ausgegeben werden bei der Bestimmung der kinetischen Energien der Protonen. Es zeigt sich, dass nur ein Ereignis pro Neutron ausgelesen wird, während ein Neutron bei einer Energie von 1 MeV an bis zu 40, vereinzelt auch mehr als 100, Protonen streut. Vergleichen kann man diese Werte mit Hilfe der analytisch berechneten mittleren Stoßzahl eines Neutrons, bis es eine bestimmte Energie abgegeben hat. Für Wasserstoff lautet die Gleichung für die mittlere Stoßzahl

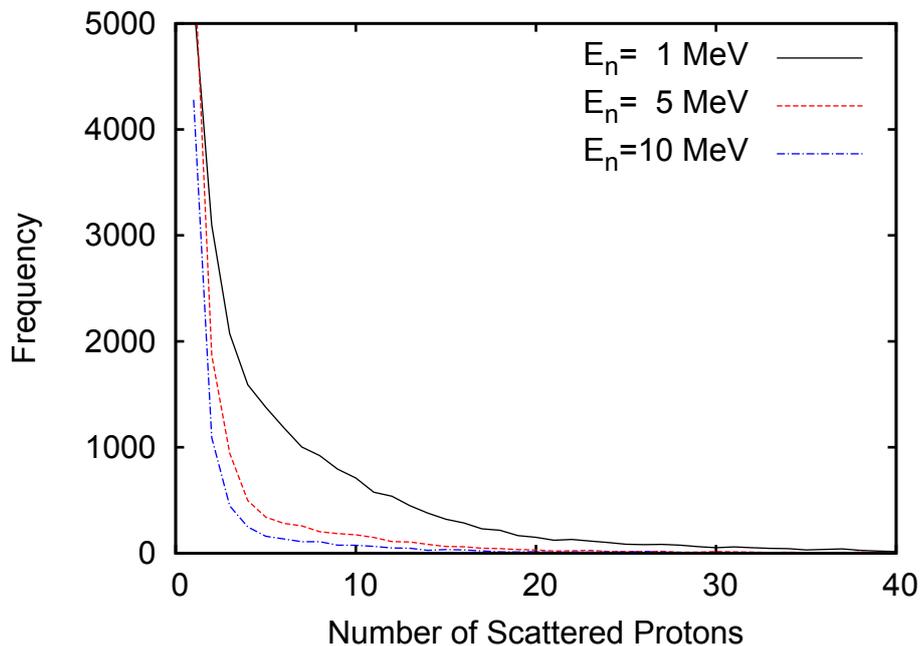
$$\begin{aligned} m(E) &= u + 1 \\ &= \ln \frac{E_0}{E} + 1, \end{aligned}$$



**Abbildung 4.11:** Kinetische Energie der sekundären Protonen

wobei  $u$  die Lethargie,  $E_0$  die Energie vor dem Stoß,  $E$  die Energie nach dem Stoß des Neutrons bezeichnet und  $m$  für die Anzahl der Stöße steht [17]. Es ergibt sich zum Beispiel für eine Abbremsung der Neutronen auf die Hälfte bzw. ein Zehntel der Energie die Anzahl der mittleren Stöße zu 1,7 bzw. 3,3. Die mittlere Anzahl an Stößen, um Neutronen mit der Energie 1,75 MeV auf thermische Energien ( $0.025 < eV$ ) abzubremesen, ist in Kohlenstoff 118 und in Wasserstoff 18 [18]. Also ist die mittlere Stoßzahl in Kohlenstoff ungefähr 6,5-fach so hoch wie in Wasserstoff.

Aus der Diskrepanz zwischen der Anzahl der gestreuten und der Anzahl der ausgelesenen Protonenener-



**Abbildung 4.12:** Anzahl der von Neutronen gestreuten Protonen und ihre Häufigkeit bei einem Einfall von 30.000 Neutronen

gien kann geschlossen werden, dass die Energien der gestreuten Protonen in einem der Abschnitte des Programms ungewollt aufaddiert werden. Um dies zu umgehen und ein realistisches Neutronenspektrum zu simulieren, werden versucht verschiedene Fehlerquellen auszuschliessen. Dazu werden

- verschiedene Befehle zum Berechnen der Energie der Protonen,
- verschiedene Befehle zum Verfolgen der Protonen ,

- unterschiedliches Setzen zum Weiterleiten der Energie verwendet und
- bereitgestellte Beispiele nachgegebildet.

Keines der genannten Lösungsmethoden erbringt ein zufriedenstellendes Resultat.

Aus Abbildung 4.12, lässt sich auch der Verlauf der Effizienz qualitativ vorhersagen. Für steigende Neutronenenergie nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen ab. Zudem verschiebt sich die mittlere Stoßzahl der Neutronen hin zu kleineren Stoßzahlen.

---

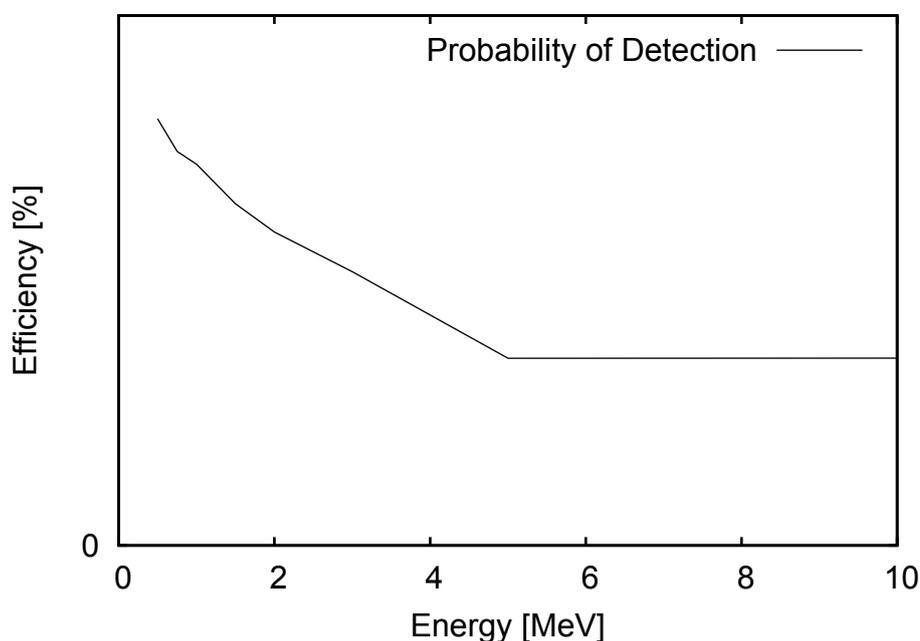
### Effizienz der Detektoren und kinetische Energie und Streuwinkel der gestreuten Protonen

---

Um den Verlauf der Effizienz genauer vorherzusagen, werden erneut Simulationen für verschiedene Energien durchgeführt. Diese Simulationen berücksichtigen nur die Protonen, welche zuerst gestreut werden. Dies hat zur Folge, dass nicht alle Ereignisse registriert werden. So fallen gestreute Protonen aus dem Raster, wenn das Neutron zuvor auf Kohlenstoff oder Aluminium gestoßen ist.

Das in Abbildung 4.13 gezeigte Resultat gibt den Verlauf der Effizienz wieder, welche wie die von [3] experimentell bestimmte Effizienz der Detektoren asymptotisch gegen einen konstanten Wert strebt. Allerdings ist kein Maximum zu erkennen und die Ansprechwahrscheinlichkeit ist um etwa 10%-Punkte zu hoch, obwohl nicht alle Ereignisse gezählt werden.

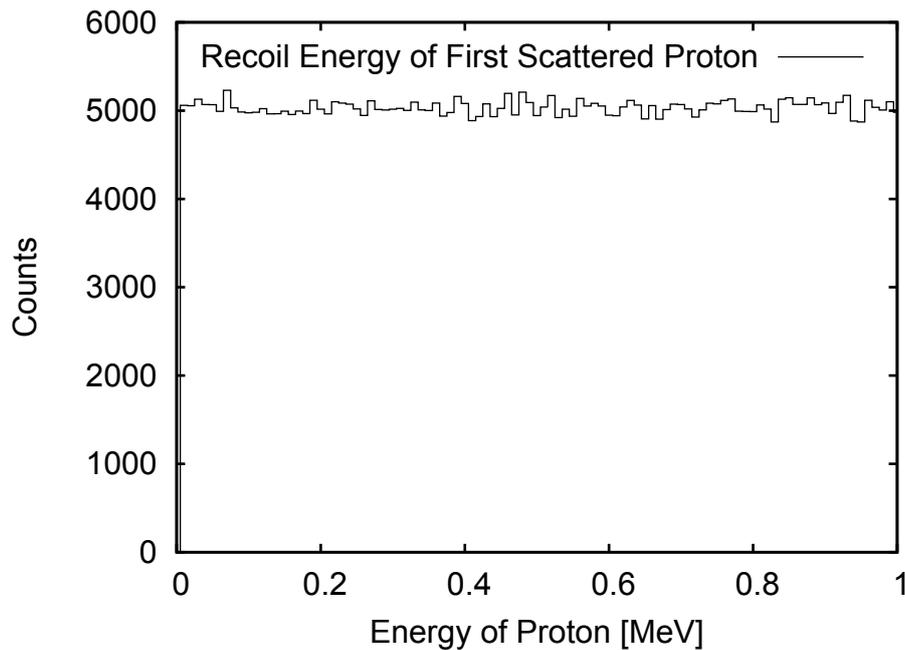
Aus den bis jetzt gewonnenen Daten wird zudem noch die Verteilung des Streuwinkels und der Energie



**Abbildung 4.13:** Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutrons

der Protonen, an denen das Neutron zuerst stößt, ausgelesen. Es zeigt sich (Abbildung 4.14), dass diese gleichverteilt ist, während die Winkelverteilung (Abbildung 4.15) mit einer Binbreite von  $1^\circ$  eine Gaußfunktion wiedergibt.

Nach diesen Resultaten wird die Korrelation zwischen Streuwinkel und Rückstoßenergie der Protonen überprüft. Es zeigt sich ein klarer Zusammenhang zwischen den beiden Größen, welcher in Abbildung 4.16 dargestellt ist.



**Abbildung 4.14:** Energie der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit

Aus dem in Abbildung 4.14 gezeigte Spektrum der gestreuten Protonen, kann eine Detektorantwort auf ein Neutron simuliert werden, da diese zumindestens für die beschränkte Simulation, eine Gleichverteilung wiedergibt. Anders sieht es für Energien größer als 5 MeV aus, wo ein Wechsel des simulierten Spektrums erfolgt. In Abbildung 4.17 ist die Änderung für 10 MeV gezeigt. Das Spektrum der Energie der gestreuten Protonen hat nur noch eine Gleichverteilung bis hin zu 2 MeV für den Fall. Nach diesen 2 MeV zeigt sich eine kleine Zahl an Ereignissen, ebenfalls gleichverteilt, hin bis zur maximalen Energie.

Die Simulation der Detektorantwort auf Neutronen ist prinzipiell möglich, jedoch für die weitere Simulation muss das Problem des Auslesens zuerst gelöst werden. Ein weitere Lösung wäre, auf die Klasse *Sensitiv Detector* zu verzichten, wodurch die Auslese in *SteppingAction.cc* oder einer weiteren Datei durchzuführen wäre.

---

#### Weiteres vorgehen zur Bestimmung der Detektorantwort

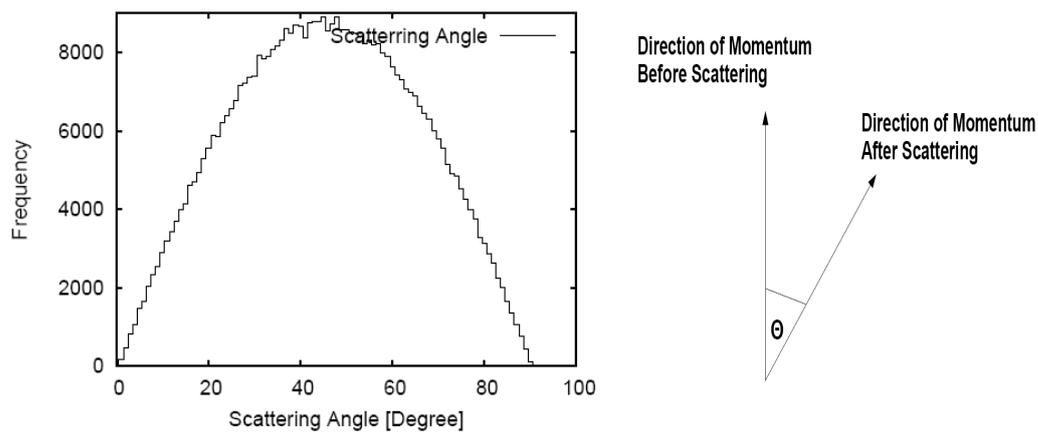
---

Um die Detektorantwort zu simulieren, müssen die gestreuten Teilchen im Detektor nach ihrer Lichterzeugung aufaddiert werden.

Die Energie der sekundären Protonen liefert den Hauptbeitrag zur Lichterzeugung im Detektor. Um die Lichterzeugung im Detektor zu simulieren, muss die Lichtausgabefunktion der Protonen auf deren Energie angewendet werden. Die gibt an, welche Energie ein Elektron haben müsste, um die gleiche Menge an Licht zu erzeugen. Die Funktion der Lichtausgabe des Detektors BC-501A für Protonen ist durch die Gleichung 4.2

$$L = A \cdot E_p - B(1 - \exp(-0.25E_p)) \tag{4.2}$$

vom Hersteller Saint-Gobain gegeben.  $A$  besitzt den Wert 0,83 und  $B$  den Wert 2,82. Die Energie der Protonen  $E_p$  wird in MeV angegeben. [16] verwendet allerdings eine andere Lichtausgabefunktion für Protonen, welche durch eine quadratische Gleichung gegeben ist. Für höhere Energien  $> 10$  MeV liefern



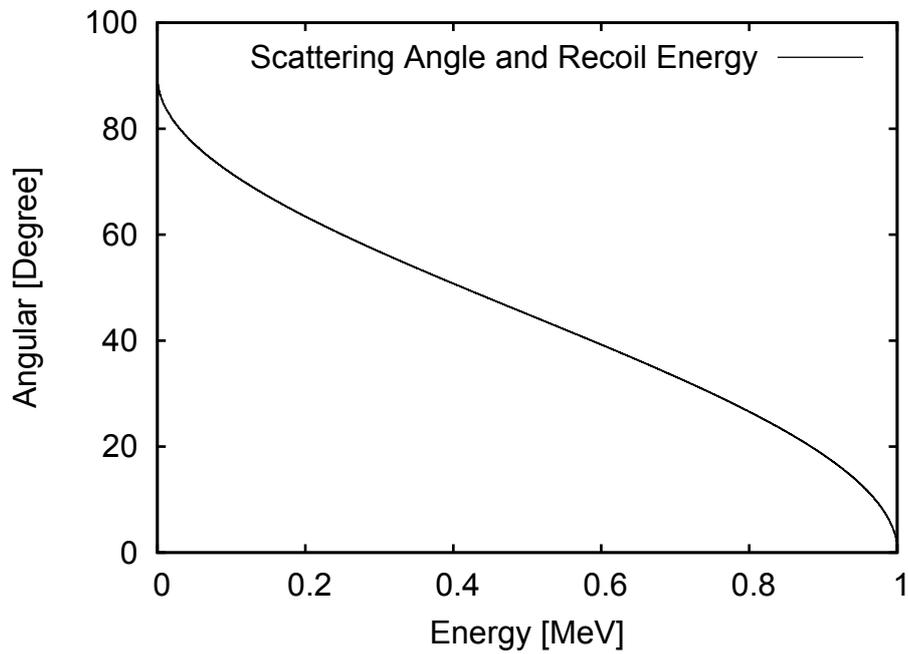
**Abbildung 4.15:** Streuwinkel der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit (links) und der berechnete Streuwinkel (rechts)

gestreute Kohlenstoffkerne einen zusätzlichen Beitrag, welcher mit einer linearen Lichtausgabe angepasst werden kann [16].

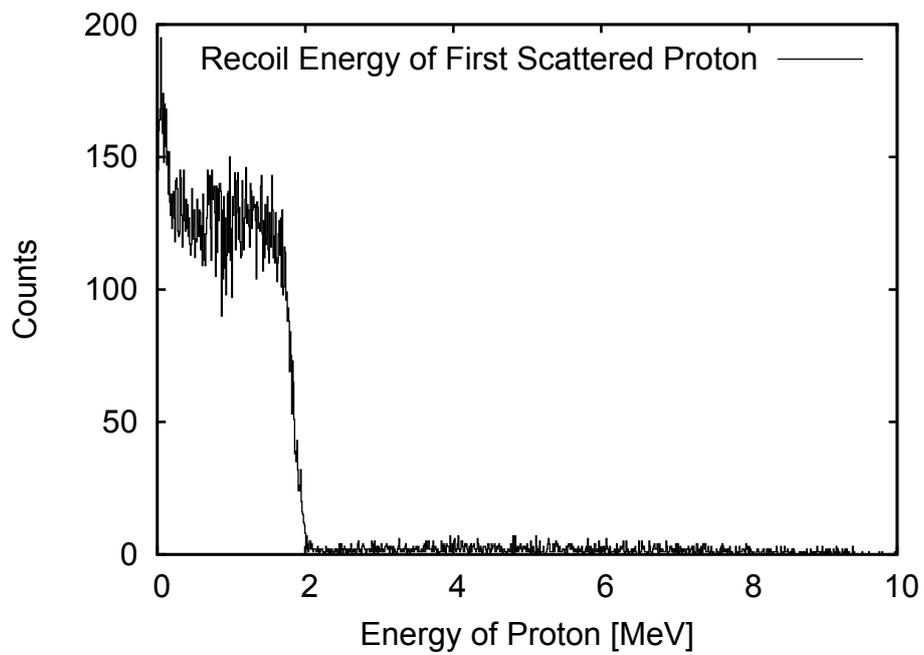
Gleichung 4.2 wird durch den linearen Term ergänzt, zusätzlich können weitere Teilchen addiert werden, wie zum Beispiel das  $\alpha$ -Teilchen für die Kernreaktion des  $^{10}\text{B}$ . Es ergibt sich dann

$$L = A \cdot E_p - B(1 - \exp -0.25E_p) + \sum_i c_i E_i, \quad (4.3)$$

wobei der Index  $i$  für den Teilchennamen steht und die Energie in MeV angegeben wird. Für Kohlenstoff wird für  $c_i$  0,017 verwendet [16].



**Abbildung 4.16:** Korrelation zwischen Streuwinkel und Energie der zuerst gestreuten Protonen



**Abbildung 4.17:** Energie der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit

---

## 5 Ausblick

---

In dieser Bachelor-Thesis wurde die Physikliste, die Geometrie und Registrierung der Energie überarbeitet. Prinzipiell müsste es möglich sein mit wenigen Änderungen am Programm, die Detektorantwort auf Neutronen zu simulieren. Dazu wurden schon im Abschnitt 4.2 Möglichkeiten vorgestellt und die simulierten Ergebnisse diskutiert.

Die Geometrie des Detektorballs ist noch nicht fertiggestellt, die Detektoren sind platziert, aber sie müssen noch ausgerichtet werden. Ist dies erreicht, so kann die Effizienz der Geometrie bestimmt werden, welches momentan getan werden kann. Durch hinzunahme von vielfachstreuung der Neutronen kann gleichzeitig überprüft werden, wie groß der Einfluss der an anderen Detektoren gestreuten Neutronen auf das Spektrum ist. Dahingegen sollte die Physikliste abgeschlossen sein.

Ein Vergleich der Simulation mit Photonen wurde mit Experimenten und PHRESP durchgeführt, für das zukünftige Experiment zur Untersuchung von Riesenresonanzen, steht noch ein Vergleich mit dem Programm NRESP aus.

Die Simulation wird für den Versuch die Möglichkeit bieten aus den gewonnenen Neutronenspektren, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems zu ermitteln.

---

## 6 Anhang

---

### 6.1 Implementierung von Bor und BC-523A

---

```
//Boron-10
```

```
    a=10.01*g/mole;
G4Element* elB10=new G4Element(name="Boron10", symbol"B10", z=5., a);
```

```
//Boron-11
```

```
    a=11.01*g/mole;
G4Element* elB11=new G4Element(name="Boron11", symbol="B11", z=5., a);
```

```
//BC523A
```

```
    density=0.916*g/cm3;
BC523A=new G4Material(name="BC523A", density, nocomponents=5);
BC523A->AddElement(elC, fractionmass=0.6236);
BC523A->AddElement(elH, fractionmass=0.0913);
BC523A->AddElement(elO, fractionmass=0.2355);
BC523A->AddElement(elB10, fractionmass=0.045);
BC523A->AddElement(elB11, fractionmass=0.0054);
```

---

### 6.2 Ausschnitt aus der Physikliste

---

```
...
```

```
theParticleIterator->reset();
while ((*theParticleIterator)())
G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
G4String particleName = particle->GetParticleName();
```

```
...
```

```
    else if (particleName == "neutron")
// elastic scattering
```

---

```

G4HadronElasticProcess* theNeutronElasticProcess = new G4HadronElasticProcess;
G4LElastic* theElasticModel1 = new G4LElastic;
G4NeutronHPElastic * theElasticNeutron = new G4NeutronHPElastic;
theNeutronElasticProcess->RegisterMe(theElasticModel1);
theElasticModel1->SetMinEnergy(19*MeV);
theNeutronElasticProcess->RegisterMe(theElasticNeutron);
G4NeutronHPElasticData * theNeutronData = new G4NeutronHPElasticData;
theNeutronElasticProcess->AddDataSet(theNeutronData);
pmanager->AddDiscreteProcess(theNeutronElasticProcess);

// inelastic scattering
G4NeutronInelasticProcess* theInelasticProcess = new G4NeutronInelasticProcess("inelastic");
G4LENeutronInelastic* theInelasticModel = new G4LENeutronInelastic;
theInelasticModel->SetMinEnergy(19*MeV);
theInelasticProcess->RegisterMe(theInelasticModel);
G4NeutronHPInelastic * theLENeutronInelasticModel = new G4NeutronHPInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLENeutronInelasticModel);
G4NeutronHPInelasticData * theNeutronData1 = new G4NeutronHPInelasticData;
theInelasticProcess->AddDataSet(theNeutronData1);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
// capture
G4HadronCaptureProcess* theCaptureProcess = new G4HadronCaptureProcess;
G4LCapture* theCaptureModel = new G4LCapture;
theCaptureModel->SetMinEnergy(19*MeV);
theCaptureProcess->RegisterMe(theCaptureModel);
G4NeutronHPCapture * theLENeutronCaptureModel = new G4NeutronHPCapture;
theCaptureProcess->RegisterMe(theLENeutronCaptureModel);
G4NeutronHPCaptureData * theNeutronData3 = new G4NeutronHPCaptureData;
theCaptureProcess->AddDataSet(theNeutronData3);
pmanager->AddDiscreteProcess(theCaptureProcess);

// G4ProcessManager* pmanager = G4Neutron::Neutron->GetProcessManager();
// pmanager->AddProcess(new G4UserSpecialCuts(),-1,-1,1);

```

---

### 6.3 Ausschnitt aus DetektorCrystal.cc

---

```

if(aStep->GetTrack()->GetCurrentStepNumber()==1)

if(aStep->GetTrack()->GetDefinition()->GetParticleName() == "proton")
protEn = aStep ->GetTotalEnergyDeposit();
lightoutput = 0.215*protEn +0.027*protEn*protEn;//Lichtfunktion nach Patronis
if(aStep -> GetTrack() -> GetDefinition() -> GetParticleName() == "C12")

C12En = aStep ->GetTotalEnergyDeposit();
lightoutput += 0.017*C12En;

else if(aStep->GetTrack()->GetDefinition()->GetParticleName() == "gamma")

gammaEn = aStep -> GetTotalEnergyDeposit();

```

---

```
lightoutput += gammaEn;
```

```
    lightoutput += gammaEn;
```

```
edep = lightoutput;
```

```
    //Die Lichtausgabe wird zugewiesen  
aHit->AddEdep(edep);
```

---

## **Eigenständigkeitserklärung**

---

Hiermit versichere ich die vorliegende Ausarbeitung ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Darmstadt, den 1. November 2010

---

(Joachim M. Tscheuschner)

---

## Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Vergleich der Wirkungsquerschnitte von inklusiver Elektronenstreuung ( $e, e'$ ) mit einer koinzidenten inklusiven Elektronenstreuung ( $e, e'n$ ). . . . .	3
1.2	S-DALINAC mit Extraktion und Experimentierplätzen. . . . .	4
1.3	Photo des Detektorballs aus Flüssigszintillatoren mit Streukammer . . . . .	4
2.1	Schematische Bragg-Kurve . . . . .	7
2.2	Übergangsschema eines organischen Szintillators für die $\pi$ -Orbitale. Für die Übersichtlichkeit wurden die Triplet- und Singulettzustände getrennt dargestellt. . . . .	8
2.3	Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors . . . . .	9
3.1	Schema des Programmablaufs . . . . .	11
3.2	Abmaßen des Detektors, die zugehörigen Größen und Bezeichnungen befinden sich in Tabelle 3.1 . . . . .	12
4.1	Spektrum einer monoenergetischen Gamma-Quelle, simuliert für BC-501A und BC-523A bei einer Energie 661 keV. . . . .	14
4.2	Simuliert für BC-501A und Ne-213 bei der Energie 661 keV. Das Spektrum wurde an der Comptonkante aufeinander gelegt. . . . .	15
4.3	Berechnete Effizienz der beiden Detektoren Ne-213 (PHRESP) und BC-501A (GEANT4) . .	16
4.4	Aufgenommenes Spektrum einer $^{137}\text{Cs}$ Quelle, mit BC-501A und Ne-213 . . . . .	16
4.5	Experimentell bestimmte Spektren einer $^{137}\text{Cs}$ -Quelle, aufgenommen mit BC-501A und Ne-213 bei der Energie 661 keV . . . . .	17
4.6	Experimentell bestimmte Spektren einer $^{137}\text{Cs}$ -Quelle, aufgenommen mit BC-501A und BC-523A . . . . .	17
4.7	Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für BC-501A. . . . .	18
4.8	Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für BC-501A. . . . .	19
4.9	Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für Ne-213. . . . .	19
4.10	Deponierte Energie der Neutronen im sensitivem Detektorbereich . . . . .	20
4.11	Kinetische Energie der sekundären Protonen . . . . .	21
4.12	Anzahl der von Neutronen gestreuten Protonen . . . . .	21
4.13	Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutrons . . . . .	22
4.14	Energie der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit . . . . .	23
4.15	Streuwinkel der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit (links) und der berechnete Streuwinkel (rechts) . . . . .	23
4.16	Korrelation zwischen Streuwinkel und Energie der zuerst gestreuten Protonen . . . . .	24
4.17	Energie der zuerst gestreuten Protonen aufgetragen gegenüber der Häufigkeit . . . . .	25

---

## Tabellenverzeichnis

---

2.1	Eigenschaften von BC-501A und BC-523A . . . . .	9
3.1	Abmessungen des Detektors BC-501A . . . . .	11
3.2	Position der Detektoren in Kugelkoordinaten mit dem Radius $R=30$ cm . . . . .	12
3.3	Eingebundene Teilchen und deren Wechselwirkungen . . . . .	13

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] J. Speth, J. Wambach, *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, (World Scientific, Singapore 1991).
- [2] U. Garg, *The Isoscalar Giant Dipole Resonances*, Nucl. Phys. A731 (2004) 3.
- [3] S. Strauch, *Untersuchung der Anregung und des Zerfalls elektrischer Riesenresonanzen in der Reaktion  $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$* . Doctoral theses, D17, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, (1998).
- [4] M. Chernykh, Dissertation, D17, Technische Universität Darmstadt, (2008).
- [5] Corp. St. Gobain Ceramics Plastics, BC-501/BC-501A/BC-519 Liquid Szintillators, <http://www.detectors.saint-gobain.com>, Newbury, Ohio, USA, (2009).
- [6] Corp. St. Gobain Ceramics Plastics, BC-523A Liquid Szintillators, <http://www.detectors.saint-gobain.com>, Newbury, Ohio, USA, (2009).
- [7] Corp. St. Gobain Ceramics Plastics, SAINT-GOBAIN CRYSTALS MATERIAL SAFETY DATA SHEET, <http://www.detectors.saint-gobain.com>, Newbury, Ohio, USA, (2009).
- [8] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, (1994).
- [9] M. Krammer, *5. Szintillatoren, Detektoren in der Hochenergiephysik*, <http://www-linux.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/V0-5-Szintillatoren.pdf>
- [10] A. M. Heilmann, *Gamma calibration of a liquid scintillation neutron ball for electron scattering coincidence experiments at the S-DALINAC*, Bachelorarbeit, Technische Universität Darmstadt, (2007). (Clarendon Press, Oxford, 2001).
- [11] Geant4 Collaboration, *Geant4 User's Guide for Application Developers*.
- [12] D. Savran, *private Mitteilung*, savran@ikp.tu-darmstadt.de, (2010).
- [13] S. Kemler, *Simulation eines BC501A-Szintillators mit geant4*. Miniforschung, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, (2010).
- [14] T. Novotný, *Photon Spectrometry in Mixed Neutron-Photon Fields using NE 213 Liquid Scintillation Detectors*, PTB-N 28, (1997).
- [15] M. Moszyński, G. J. Costa, G. Guillaume, B. Heusch, A. Huck, S. Moutatassim, *Study of  $n$ - $\gamma$  discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, North-Holland, (1994).
- [16] N. Patronis, M. Kokkoris, D. Giantsoudi, G. Perdikakis, C. T. Papadopoulus, R. Vlastou, *Aspects of GEANT4 Monte-Carlo calculations of the BC501A neutron detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com), (2007).
- [17] S. Pozzi, I. Pázsit, *Analysis of Neutron Slowing Down in a Capture-Gated Detector*, Chalmers University of Technology, <http://www.ornl.gov/~webworks/cppr/y2005/pres/123741.pdf>, (2008)
- [18] Leifi, [http://www.leifiphysik.de/web\\_ph12/versuche/11neutron/wissenswertes.htm](http://www.leifiphysik.de/web_ph12/versuche/11neutron/wissenswertes.htm), (2010)

- 
- [19] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, *Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus  $^{48}\text{Ca}$  from  $(e,e'n)$  Reaction*, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2913.
- [20] G. Dietze, H. Klein, *NRESP4 and NEFF4 – Monte Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE213 scintillation detectors*, PTB-ND 22, (1982).