

Messung des Energie-Zeit-Spektrums prompter Gammastrahlung in der Protonenbestrahlung von Kohlenstoff und PMMA

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von
KATHRIN ENGELMAYER
geboren am 10.07.1995 in BAD AIBLING

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2018



Eingereicht am 30. Oktober 2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Enhardt

Betreuerin: Dr. Olga Novgorodova

Zusammenfassung

1946 schlug Robert R. Wilson die Verwendung von Protonen in der Krebsbehandlung aufgrund der besonderen Eigenschaften dieser Teilchen vor. Zu diesen Eigenschaften gehören die endliche Reichweite der Protonen in der Materie und die erhöhte Energiedeposition am Ende ihrer Reichweite. Dadurch könnte das umliegende gesunde Gewebe bei der Bestrahlung der Krebszellen geschont werden. Diesen Vorteilen steht jedoch die hohe Reichweitenunsicherheit gegenüber. Es gibt verschiedene Ansätze auf dem Gebiet der Reichweitenbestimmung. Der Großteil dieser Ansätze verfolgt eine Reichweitenbestimmung mithilfe der prompten Gammastrahlung. Diese entsteht bei Wechselwirkungen der Protonen mit den Atomkernen.

Diese Arbeit analysiert Energiespektren, die bei der Protonenbestrahlung von Kohlenstoff und PMMA entstehen. Dabei beschäftigt sie sich mit verschiedenen notwendigen Bearbeitungen der Rohdaten. Anschließend werden die entstehenden Energiespektren auf ihre Winkelabhängigkeit untersucht. Außerdem werden sie mit den Energiespektren des Simulationspaketes Geant4 verglichen, um die Genauigkeit der Simulation zu untersuchen.

Abstract

In 1946, Robert R. Wilson suggested the usage of protons in cancer treatment because of their special properties. Some of those properties are the finite particle range and the increased energy deposition close to their stopping point. By that the surrounding, healthy tissue could be spared while the cancer cells are being irradiated. But these advantages are encountered by the high uncertainties of the range. There are different attempts to verify the range of the protons. The majority of them pursue a range verification with the help of prompt gamma-rays. These are produced through interactions of the protons with the atomic nuclei.

This thesis analyses energy spectra from the irradiation of carbon and PMMA with protons. First, raw data are processed and calibrated. Afterwards the energy spectra are being investigated towards their angular dependence. Furthermore the energy spectra are compared to those predicted by the Geant4-simulation to investigate the accuracy of the simulation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Hintergründe und Messaufbau	3
2.1	Wechselwirkungen der Protonen mit Materie	3
2.1.1	Energieverlust	3
2.1.2	Nukleare Reaktionen	5
2.2	Wechselwirkung der Gammas mit Materie	7
2.3	Reichweitenbestimmung mithilfe prompter Gammastrahlung	10
2.4	Pencil beam scanning	13
2.5	Messaufbau	13
3	Bearbeitung der gemessenen Rohdaten	17
3.1	Zeitkorrektur	17
3.2	Energiekalibrierung	21
4	Auswertung der experimentellen und simulierten Ergebnisse	27
4.1	Analyse der gemessenen Spektren	27
4.2	Vergleich der experimentellen und simulierten Energiespektren	29
4.3	Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Energie-Zeit-Spektren	31
4.3.1	Experimentelle Ergebnisse	31
4.3.2	Simulierte Ergebnisse	34
5	Zusammenfassung	35
	Literaturverzeichnis	37

1 Einleitung

Jährlich sterben etwa 223.000 Menschen in Deutschland an Krebs [1]. 2014 gab es allein in Deutschland 476.120 Neuerkrankungen und für 2018 sagen Fachleute einen Anstieg auf 493.000 voraus [2].

Dies zeigt, wie wichtig die Behandlung dieser Krankheit ist. Die wichtigsten Methoden sind dabei die Operation, medikamentöse Therapien wie etwa Chemotherapie und Hormonbehandlung und auch Strahlentherapie, die alle, je nach Art des Tumors, einzeln und kombiniert angewendet werden [3].

Bei der Strahlentherapie werden vorwiegend Photonen eingesetzt. Jedoch spezialisieren sich immer mehr Einrichtungen auf die Partikeltherapie und verwenden für diese Art der Behandlung Protonen oder Kohlenstoffionen. Aktuell sind weltweit mehr als 70 Partikeltherapie-Einrichtungen tätig, davon 8 in Deutschland [4].

Die wichtigsten Vorteile der Protonentherapie sind die endliche Reichweite der Teilchen in Materie und an deren Reichweitenende die stark erhöhte Energieabgabe. Dadurch kann die Strahlungsdosis im Tumor erhöht werden bei gleichzeitiger Schonung des Gewebes hinter dem Tumor [5].

Um aber diese Vorteile voll ausnutzen zu können, muss die Reichweite des Protonenstrahls so genau wie möglich bestimmt werden, da Ungenauigkeiten dort größere Auswirkungen haben als bei der Photonentherapie. Unsicherheiten in der Reichweite können viele verschiedene Ursachen haben. Um diese Unsicherheiten zu kompensieren, werden in der Planung der Bestrahlung Sicherheitssäume einberechnet. Dies hat jedoch zur Folge, dass umliegendes Gewebe ebenfalls durch Strahlung belastet wird [6].

Deshalb beschäftigen sich zurzeit viele Forschungseinrichtungen damit, die tatsächliche Reichweite der Protonen im Patienten zu bestimmen. Einer der Ansätze ist die Positronenemissionstomographie (PET), die die Photonensepaare verwendet, die

bei der Vernichtung von Positronen entstehen. Diese wiederum werden beim Zerfall von Positron-Emittern erzeugt. Die Verteilung dieser Positron-Emitter korreliert mit der Reichweite der Protonen. Aufgrund des verzögert eintretenden Zerfalls muss der PET-Scan jedoch über einen längeren Zeitraum erfolgen, wodurch die Genauigkeit dieser Methode beschränkt wird [7].

Eine Alternative bietet die Detektion der prompten Gammas. Die Atomkerne der bestrahlten Materie gelangen durch Kollision mit den Protonen in einen angeregten Zustand und regen sich anschließend über Emission von Photonen (Gammas) ab. Da dies in weniger als 1 s erfolgt, spricht man bei den Photonen von prompten Gammas. Diese korrelieren ebenfalls mit der Reichweite der Strahlung, und so kann aufgrund ihrer geringen Abklingzeit die Reichweite in Echtzeit bestimmt werden [8].

Eines der Messverfahren, das die prompte Gammastrahlung zur Reichweitenbestimmung verwendet, nennt sich "prompt gamma-ray timing" (PGT). Dabei wird ausgenutzt, dass die Protonen bei einer höheren Reichweite eine längere Zeit brauchen, bis sie vollkommen gestoppt werden. Dadurch verbreitert sich das entstehende Zeit-Spektrum [9].

Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der Energie-Zeit-Spektren, die bei der Bestrahlung von Kohlenstoff und Polymethylmethacrylat (PMMA) gemessen wurden. In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der Protonenstrahltherapie und der Reichweitenbestimmung beschrieben, sowie anschließend der Messaufbau. Kapitel 3 behandelt die durchgeführten Zeitkorrekturen und die darauffolgende Energiekalibrierung der einzelnen Detektoren. In Kapitel 4 werden diese korrigierten Spektren auf ihre Winkelabhängigkeit untersucht und mit simulierten Spektren verglichen. Zum Schluss werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2 Physikalische Hintergründe und Messaufbau

2.1 Wechselwirkungen der Protonen mit Materie

2.1.1 Energieverlust

Da Protonen positiv geladen sind, wechselwirken sie vor allem aufgrund der Coulombkraft mit der Materie, die sie durchdringen [10]. Dabei streuen sie entweder inelastisch mit den orbitalen Elektronen der Materie oder elastisch mit den Atomkernen und verlieren Energie oder werden abgelenkt. Es kann auch zu anderen Prozessen kommen, wie z.B. nuklearen Reaktionen oder Bremsstrahlung.

Bei Protonen ist die häufigste Ursache für ihren Energieverlust die inelastische Streuung an den Elektronen [11]. Sobald das Proton in die Materie eindringt, interagiert es mit vielen Elektronen simultan. Diese werden dadurch entweder auf eine höher liegende Schale innerhalb des Atoms angehoben, wodurch das Atom angeregt wird, oder sie werden aus dem Atom entfernt, wodurch ein freies Elektron und ein positiv geladenes Ion entstehen. Das Proton wechselwirkt auf seinem Weg durch die Materie so lange mit den Elektronen, bis es letztendlich gestoppt wird. Die dabei entstehenden Elektron-Ionen-Paare rekombinieren, um wieder neutral geladen zu sein, oder das Elektron hat genügend kinetische Energie, um selbst wieder Atome zu ionisieren [10].

Bei der elastischen Streuung mit den Atomkernen, die weniger häufig vorkommt als die Streuung mit Elektronen, ist der Energieverlust der Protonen aufgrund der im Gegensatz zum Proton großen Masse der meisten Atomkerne sehr gering, sodass der Großteil des Energieverlustes aus der Kollision mit den Elektronen resultiert [11].

Das Bremsvermögen eines Absorbers ist definiert als:

$$S = -\frac{dE}{dx}, \quad (2.1)$$

wobei dE der differentielle Energieverlust und dx die differentielle Weglänge ist [10]. Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen durch inelastische Stöße mit Elektronen beim Durchgang durch Materie wird mithilfe der Bethe-Bloch-Formel beschrieben [11]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (2.2)$$

mit

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$$

$$r_e = 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm (klassischer Atomradius)}$$

$$m_e : \text{Elektronenmasse}$$

$$N_a : \text{Avogadrozahl}$$

$$I : \text{mittleres Anregungspotential}$$

$$Z : \text{Ordnungszahl der Materie}$$

$$A : \text{Massenzahl der Materie}$$

$$\rho : \text{Dichte der Materie}$$

$$z : \text{Ladung des Teilchens in Einheiten von } e$$

$$\beta = v/c \text{ des Teilchens}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$$

$$\delta : \text{Dichtekorrektur}$$

$$C : \text{Schalenkorrektur}$$

$$W_{max} : \text{maximaler Energieübertrag bei individuellem Stoß}$$

Der Energieverlust der Protonen hängt somit am stärksten von der Dichte der Materie bzw. von der Dichte der Elektronen in der Materie $N_a \rho \frac{Z}{A}$ und von der Geschwindigkeit der Protonen ab, da die Korrekturterme δ und C nur bei sehr hohen und sehr niedrigen Energien eine Rolle spielen und das mittlere Anregungspotential nur im Nenner des Logarithmus eingeht [12].

Folglich nimmt der Energieverlust mit fallender Geschwindigkeit und dementsprechend zurückgelegtem Weg zu, was in Abb. 2.1 zu sehen ist. Dort wird die Dosis,

die an die Materie durch Ionisation abgegeben wird, in Abhängigkeit der Eindringtiefe dargestellt und es wird der Energieverlust von Protonen mit dem von Photonen verglichen [11].

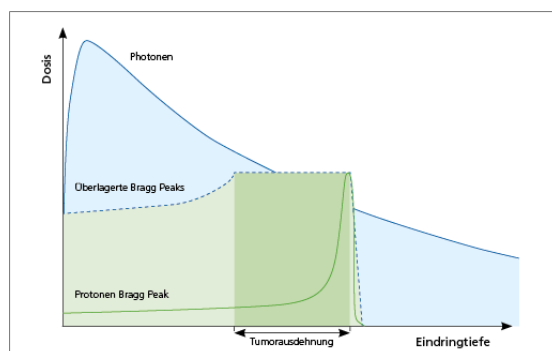


Abbildung 2.1: Energieverlust/Dosisdeposition von Photonen im Vergleich zu Protonen in Materie [5].

Die Photonen, die bei der konventionellen Röntgentherapie eingesetzt werden, geben die meiste Energie kurz nach dem Eindringen in das Gewebe ab. Protonen dagegen verzeichnen die größte Dosisdeposition am Ende ihrer Trajektorie, wenn sie schon fast komplett abgebremst wurden, im sogenannten Bragg-Peak. Nach diesem Maximum sind die Protonen gestoppt und das Gewebe hinter einem Tumor wird somit kaum belastet [5]. Zur Erlangung einer homogenen Dosisverteilung im Tumor müssen mehrere Bragg-Peaks gewichtet und aufsummiert werden zu einem sogenannten „Spread Out Bragg Peak“ (SOBP) [12]. Dadurch ist die Protonentherapie besonders gut für tief liegende Tumore, für Tumore in empfindlichem Gewebe und für strahlenresistente Tumore geeignet [5].

2.1.2 Nukleare Reaktionen

Protonen können außerdem mit geringer Wahrscheinlichkeit elastisch und inelastisch mit den Atomkernen der bestrahlten Materie interagieren. Bei elastischen Stößen wird das Proton abgelenkt und der Atomkern bleibt intakt [13].

Dahingegen werden bei inelastischen Kollisionen mit den Atomkernen diese angeregt, und die Abregung erfolgt über Emission von Gammastrahlung, siehe Abb. 2.2. Da dies innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde ($10^{-19} - 10^{-9}$ s) passiert, spricht man von sogenannten prompten Gammas (siehe auch Kap. 1).

Typische Energiespektren dieser Teilchen liegen im Bereich 0-15 MeV. Die Atom-

kerne, aus denen die bestrahlte Materie besteht oder die in der Materie entstehen, emittieren bei der Abregung Gammastrahlung mit für sie charakteristischen Energien [14]. Die charakteristischen Gamma-Linien, die bei den nuklearen Reaktionen von ^{12}C und ^{16}O entstehen, sind in Tab. 2.1 dargestellt.

Energie [MeV]	Übergang	Reaktion	mittlere Lebensdauer [s]
0.718	$^{10}\text{B}^{*0.718} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	$1.0 \cdot 10^{-9}$
		$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{C}(\epsilon)^{10}\text{B}^*$	27.8
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	$1.0 \cdot 10^{-9}$
1.022	$^{10}\text{B}^{*1.740} \rightarrow ^{10}\text{B}^{*0.718}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	$7.5 \cdot 10^{-15}$
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	$7.5 \cdot 10^{-15}$
1.635	$^{14}\text{N}^{*3.948} \rightarrow ^{14}\text{N}^{*2.313}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	$6.9 \cdot 10^{-15}$
2.000	$^{11}\text{C}^{*2.000} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	$1.0 \cdot 10^{-14}$
2.124	$^{11}\text{B}^{*2.125} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	$5.5 \cdot 10^{-15}$
2.313	$^{14}\text{N}^{*2.313} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	$9.8 \cdot 10^{-14}$
2.742	$^{16}\text{O}^{*8.872} \rightarrow ^{16}\text{O}^{*6.130}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	$1.8 \cdot 10^{-13}$
3.684	$^{13}\text{C}^{*3.684} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{13}\text{C}^*$	$1.6 \cdot 10^{-15}$
3.853	$^{13}\text{C}^{*3.854} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{13}\text{C}^*$	$1.2 \cdot 10^{-11}$
4.438	$^{12}\text{C}^{*4.439} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,p}')^{12}\text{C}^*$	$6.1 \cdot 10^{-14}$
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{12}\text{C}^*$	$6.1 \cdot 10^{-14}$
4.444	$^{11}\text{B}^{*4.445} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,2p})^{11}\text{B}^*$	$5.6 \cdot 10^{-19}$
5.105	$^{14}\text{N}^{*5.106} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	$6.3 \cdot 10^{-12}$
5.180	$^{15}\text{O}^{*5.181} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	$< 4.9 \cdot 10^{-14}$
5.240	$^{15}\text{O}^{*5.241} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	$3.25 \cdot 10^{-12}$
5.269	$^{15}\text{N}^{*5.270} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	$2.58 \cdot 10^{-12}$
5.298	$^{15}\text{N}^{*5.299} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	$1.2 \cdot 10^{-14}$
6.129	$^{16}\text{O}^{*6.130} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	$2.7 \cdot 10^{-11}$
6.175	$^{15}\text{O}^{*6.176} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	$< 2.3 \cdot 10^{-14}$
6.322	$^{15}\text{N}^{*6.324} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	$1.0 \cdot 10^{-15}$
6.337	$^{11}\text{C}^{*6.339} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	$< 1.1 \cdot 10^{-13}$
6.476	$^{11}\text{C}^{*6.478} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	$< 8.7 \cdot 10^{-15}$
6.741	$^{11}\text{B}^{*6.743} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	$4.3 \cdot 10^{-20}$
6.790	$^{11}\text{B}^{*6.792} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	$5.6 \cdot 10^{-19}$
6.916	$^{16}\text{O}^{*6.917} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	$6.8 \cdot 10^{-15}$
7.115	$^{16}\text{O}^{*7.117} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	$1.2 \cdot 10^{-14}$
7.299	$^{15}\text{N}^{*7.301} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	$1.4 \cdot 10^{-16}$
15.10	$^{12}\text{C}^{*15.11} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,p}')^{12}\text{C}^*$	$1.5 \cdot 10^{-17}$

Tabelle 2.1: Charakteristische Gamma-Linien von nuklearen Reaktionen von Protonen mit ^{12}C und ^{16}O . Daten übernommen aus [15].

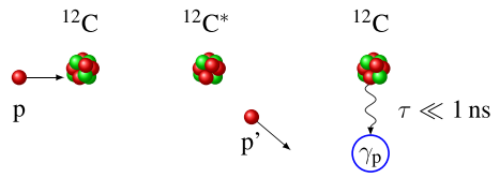


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Abregung eines ^{12}C -Atomkerns [16].

2.2 Wechselwirkung der Gammas mit Materie

Die Wahrscheinlichkeit, dass die bei den nuklearen Reaktionen entstandenen Photonen nun wiederum mit der Materie wechselwirken, ist sehr gering. Dahingegen kommt es aber zu Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, sobald die Photonen hindurchfliegen [17]. Zu den wichtigsten Wechselwirkungen zählen [11]:

- Photoelektrische Absorption
- Compton-Effekt
- Paarerzeugung

Diese führen zu einer teilweisen oder kompletten Abgabe der Photonenenergie an Elektronen und das Photon wird absorbiert oder gestreut.

In Bereichen geringer Energie von bis zu einigen hundert keV dominiert die photoelektrische Absorption, in Bereichen hoher Energie (über 5-10 MeV) die Paarerzeugung. Den Bereich dazwischen dominiert der Compton-Effekt, siehe Abb. 2.3. Da die Wirkungsquerschnitte dieser Wechselwirkungen, besonders die der photoelektrischen Absorption, von der Kernladungszahl abhängen und mit steigendem Z größer werden, ist es wichtig, Detektoren zu benutzen, die eine hohe Kernladungszahl besitzen [10].

Bei der photoelektrischen Absorption wird das Photon von einem Atom absorbiert, wobei ein Photoelektron mit der Energie

$$E = h\nu - E_B \quad (2.3)$$

emittiert wird. Dabei ist $h\nu$ die Photonenenergie und E_B die Bindungsenergie des Elektrons [11]. Damit der Impuls erhalten bleibt, muss bei diesem Prozess das Atom

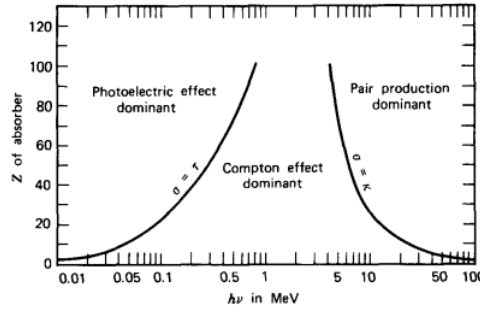


Abbildung 2.3: Die relative Wichtigkeit der drei Wechselwirkungen [10].

den Rückstoß kompensieren. Diese Energie ist jedoch meistens sehr klein und kann vernachlässigt werden [10].

Bei dem Compton-Effekt handelt es sich um die Streuung von Photonen an freien Elektronen. Die Elektronen im Detektormaterial sind zwar gebunden, jedoch können sie bei einer, im Vergleich zur Bindungsenergie großen, Photonenenergie als frei betrachtet werden [11]. Bei der Streuung wird, abhängig vom Streuwinkel Θ , die Anfangsenergie der Photonen auf das Elektron und das Photon aufgeteilt und die anschließende kinetische Energie des Elektrons ist:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_e c^2)(1 - \cos\Theta)}{1 + (h\nu/m_e c^2)(1 - \cos\Theta)} \right), \quad (2.4)$$

wobei $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ die Ruheenergie des Elektrons ist. Im Falle von $\Theta = \pi$ ist der Energieübertrag maximal und man spricht von einer Compton-Kante. Da alle Streuwinkel vorkommen können, ist die übertragende Energie bis zur Compton-Kante eine kontinuierliche Funktion des Streuwinkels (Compton-Kontinuum) [10]. Die Winkelverteilung der gestreuten Gammas wird mithilfe des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnittes beschrieben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\Theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\Theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\Theta)^2}{(1 + \cos^2\Theta)[1 + \alpha(1 - \cos\Theta)]} \right) \quad (2.5)$$

Dabei ist $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ und r_e ist der klassische Atomradius [10]. Diese Verteilung ist in Abb. graphisch dargestellt.

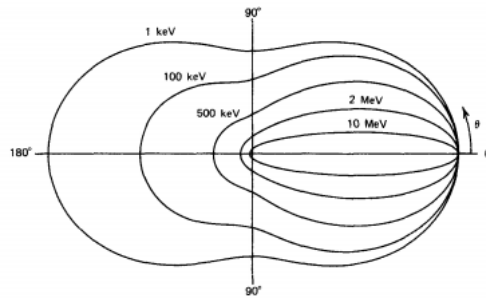


Abbildung 2.4: Die graphische Darstellung des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnittes in Polarkoordinaten. Die Konturen beschreiben dabei die Verteilung für verschiedene Anfangsenergien der Gammas. Die Einspeisung der Gammas erfolgt von links. Abbildung übernommen aus [10].

Der Prozess der Paarerzeugung tritt in der Nähe des Atomkerns auf. Dabei zerfällt das Photon in ein Elektron-Positron-Paar. Da hierzu mindestens eine Energie von $2m_0c^2$ (Ruheenergien des Elektrons und Positrons) erforderlich ist, müssen die Photonen eine Energie von 1.02 MeV und höher haben, um den Prozess zu ermöglichen. Die überschüssige Energie der Photonen wird zur kinetischen Energie des Elektron-Positron-Paares

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_e c^2 . \quad (2.6)$$

Da das Positron nicht stabil ist, kommt es bei geringer kinetischer Energie entweder zu dessen Annihilation oder es interagiert mit einem Elektron des Detektormaterials und die wechselwirkenden Teilchen zerfallen in 2 Photonen mit der jeweiligen Energie von $m_e c^2$ [10].

Für den Energiebereich, in dem die Paarproduktion noch keine Rolle spielt ($< \text{MeV}$), kann man in dem detektierten Spektrum nur ein Compton-Kontinuum, eine Compton-Kante und einen Photopeak erkennen. Ist der Detektor groß genug, so besteht die Wahrscheinlichkeit, dass es zu mehrfachen Streuungen aufgrund des Compton-Effektes kommt. Verlässt das mehrfach gestreute Photon dann den Detektor, kann es vorkommen, dass die insgesamt abgegebene Energie größer ist als die Energie, die durch Gl. (2.4) für eine einzelne Streuung berechnet wird. Dadurch werden auch Energien zwischen der Compton-Kante und dem Photopeak detektiert.

Liegt die Energie der Photonen im MeV-Bereich, kann es auch zu Paarproduktionen kommen. Dabei können die Annihilationsphotonen entweder den Detektor verlassen oder sie wechselwirken wieder mit der Materie. Wenn beide Annihilationsphotonen

den Detektor ohne weitere Wechselwirkungen verlassen, dann ist im Spektrum ein sogenannter double-escape-peak bei einer Energie von $2m_e c^2$ unter dem Photopeak zu erkennen. Der single-escape-peak dagegen entsteht, wenn nur eins der Annihilationsphotonen den Detektor verlässt. Dieser Peak ist bei einer Energie von $m_e c^2$ unter der Energie des Photopeaks [10].

Schematische Darstellungen der möglichen Wechselwirkungen innerhalb des Detektors und des Energiespektrums sind in 2.5 zu sehen.

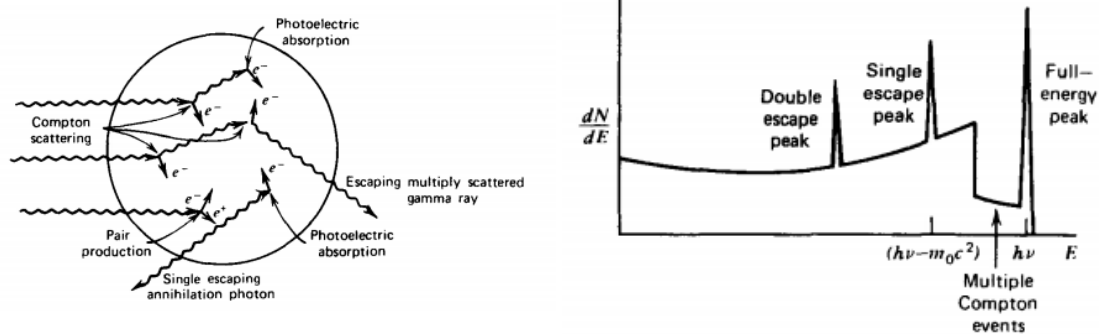


Abbildung 2.5: Links: Schematische Darstellung der Wechselwirkungen der Photonen mit dem Detektormaterial. Rechts: Schematische Darstellung eines Energiespektrums für Photonen mit $E > 1.022$ MeV. Abbildungen übernommen aus [10].

2.3 Reichweitenbestimmung mithilfe prompter Gammastrahlung

Wie bereits in Kap. 2.1.1 dargestellt wurde, kann bei der Protonentherapie das Gewebe um den Tumor herum dank der hohen Dosisdeposition am Bragg-Peak und anschließender kompletter Abbremsung der Protonen geschont werden.

Die Reichweite der Protonen ist definiert als die Eindringtiefe, bei der die Hälfte der Protonen bereits in der Materie gestoppt wurde. Da es Variationen in dem jeweils individuellen Energieverlust der Protonen gibt, handelt es sich nur um eine durchschnittliche Reichweite. Diese gilt somit für einen Protonenstrahl, aber nicht für einzelne Protonen. Diese mittlere Reichweite kann mithilfe folgender Gleichung

berechnet werden [12]:

$$R(E) = \int_0^E \left(\frac{dE'}{dx} \right)^{-1} dx, \quad (2.7)$$

wobei E die anfängliche kinetische Energie der Protonen ist [11]. Auch andere Formeln für die Berechnung der mittleren Reichweite können diese nur bis zu einer gewissen Wahrscheinlichkeit angeben. Somit kommt es zu Unsicherheiten in der Protonenreichweite.

Abb. 2.6 zeigt, dass Unsicherheiten in der Reichweite der Protonen problematischer sind als bei Photonen [13]. Im Tumor könnte entweder zu wenig Energie deponiert werden oder das Gewebe vor oder nach dem Tumor könnte durch eine stark erhöhte Strahlungsbelastung geschädigt werden [14].

Weitere Ursachen der Unsicherheiten sind [14, 17]:

- Inhomogenitäten und Artefakte in den CT-Aufnahmen
- Fehlpositionierung und anatomische Veränderungen (Bewegung der inneren Organe, Vergrößerung und Verkleinerung des Tumors, Gewichtszu- und -abnahme) des Patienten
- ungenaue Umrechnung der Hounsfield-Einheiten (Maßeinheiten des CTs) in Bremsvermögen ("stopping power")

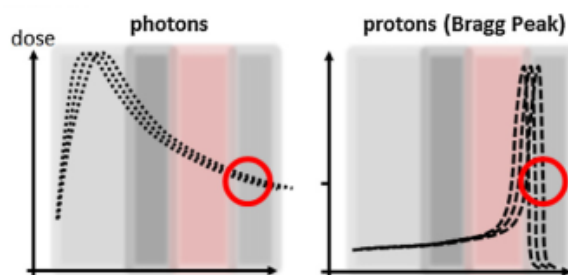


Abbildung 2.6: Auswirkungen von Unsicherheiten in der Reichweite von Photonen (links) und Protonen (rechts). Die rote Region kennzeichnet die Position des Tumors und die Graustufen unterschiedliches Gewebe [13].

Infolgedessen ist es wichtig, die Reichweite der Protonen während der Behandlung des Patienten zu überprüfen [17].

Da die Protonen vollständig im Gewebe gestoppt werden, lassen sie sich nicht außerhalb des Patienten detektieren und können dadurch nicht für die Reichweitenbestimmung verwendet werden. Stattdessen detektiert man die sekundären Photonen, die entlang des Weges der Protonen bei den nuklearen Reaktionen entstehen [8].

Wie bereits zuvor erwähnt, erfolgt die Emission innerhalb von Pikosekunden und weniger. Außerdem wird zum Ende der Reichweite der Protonen hin der Wirkungsquerschnitt der Gammaemission größer und das räumliche Emissionsprofil korreliert somit mit der Dosisdeposition [18]. Darüber hinaus ist die Wahrscheinlichkeit gering, dass diese Gammas mit der umliegenden Materie interagieren. Infolgedessen sind sie ideal für die Reichweitenbestimmung der Protonen in Echtzeit [17].

Die Methode, die hier verwendet wurde, nennt sich "prompt gamma-ray timing" (PGT) und verwendet den messbaren Unterschied in der Zeit zwischen einem Referenzsignal t_{RF} und der Ankunft der Gammastrahlung am Detektor. Das Referenzsignal kann in einer beliebigen Ebene gemessen werden, durch die die Protonen fliegen. Diese Transitzeit beträgt ca. 1-2 ns bei Protonen für typische Protonenenergie in der medizinischen Behandlung [19] und beinhaltet sowohl die Flugzeit der Protonen von der Referenzebene bis zur Emission der Gammastrahlung als auch die Flugzeit der prompten Gammastrahlung zum Detektor. Die daraus entstehende Verteilung wird PGT-Spektrum genannt. Da die Transitzeit der Protonen von deren Reichweite abhängt, kann man von dem PGT-Spektrum auf die Reichweite zurück schließen, siehe Abb. 2.7. Bei erhöhter Reichweite der Teilchen verlängert sich die Zeit, die diese brauchen, um die prompten Gammas zu emittieren. Dadurch verlängert sich durchschnittlich auch der Weg, den die Gammas zum Detektor zurücklegen müssen. Somit verschiebt sich der Peak und das Spektrum wird breiter [9].

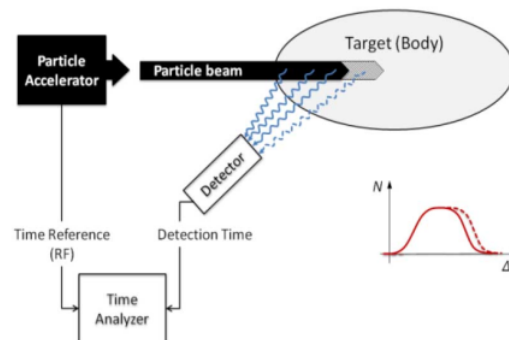


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Prinzips der PGT-Methode [19].

2.4 Pencil beam scanning

Es gibt 2 verschiedene Methoden der Protonenstrahlführung:

- Erzeugung eines homogenen Strahlungsfeldes mithilfe von Streuern
- Punktweises Bestrahlen des Patienten mithilfe eines dünnen Strahls

Letztere Methode wird pencil-beam scanning (PBS) genannt. Sie wurde bei den hier analysierten Messungen verwendet. Dabei wird unter Verwendung von 2 zueinander senkrechten Magnetfeldern der Protonenstrahl, dank der Ladung und signifikanten Masse der Protonen, abgelenkt. Dadurch können verschiedene beliebige Punkte einer Ebene senkrecht zur zentralen Achse der Felder bestrahlt werden. Da der Protonenstrahl dünn und ungestreut ist, wird er pencil beam genannt. Dieser kann nun durch zusätzliche Veränderung der Protonenenergie und somit der Reichweite auf jeden beliebigen Punkt im Patienten gerichtet werden und man kann folglich den Tumor punktweise bestrahlen und die abgegebene Strahlungs-dosis in 3 Dimensionen kontrollieren [20], siehe Abb. 2.8.

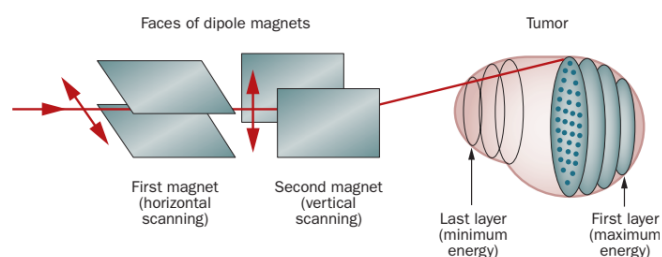


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Prinzips des pencil beam scan- nings [21].

2.5 Messaufbau

Das Experiment wurde am OncoRay in Dresden durchgeführt, dem Nationalen Zen- trum für Strahlenforschung in der Onkologie. Die Protonen wurden dabei mithilfe des Isochronsyklotrons Proteus C230 der Firma Ion Beam Applications (IBA) bis zu einer Extraktionsenergie von 224.5 MeV beschleunigt. Die Frequenz des Be- schleunigers war 106 MHz. Durchschnittliche Teilchenströme bei Behandlungen im pencil-beam-Modus betragen bei Austritt aus dem Beschleuniger 2 nA, also in etwa

$1.25 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Sekunde [19]. Somit verließen alle 9.4 ns ca. 100 Protonen den Beschleuniger.

Diese trafen dann auf das, im Strahlengang befestigte, Target. Als Targets wurden hier Kohlenstoff und PMMA ($C_5H_8O_2$) mit jeweils einer Größe von $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ und dünnes PMMA mit einer Größe von $10 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$ verwendet. Da der menschliche Körper zum Großteil aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff besteht, kann man mit diesen Targets menschliches Gewebe nachahmen. Wenn der Protonenstrahl auf Target trifft, entstehen in etwa 0.1 bis 0.3 prompte Gammas pro Proton, also $1.25 \cdot 10^9$ bis $3.75 \cdot 10^9$ Gammas pro Sekunde [19].

Aufgrund der technischen Gegebenheiten muss das Detektorsystem bestimmte Voraussetzungen erfüllen, damit die Reichweitenbestimmung mithilfe der PGT-Methode funktionieren kann [19]:

- Gute Energieauflösung zur Identifizierung der Emissionslinien
- Geringe Abklingzeit
- Toleranz gegenüber großen Schwankungen in der Teilchenzahl und somit in der Energiedeposition im Detektor
- Kompakte Größe und leichte Bedienbarkeit der Messelektronik für die klinische Anwendung
- Hohe Kernladungszahl (siehe Kap. 2.2) und hohe Dichte
- Gute Zeitauflösung zur Detektion geringer Flugzeitunterschiede der Gammas

Die hier verwendeten Cerbromid($CeBr_3$)-Detektoren der Firma Sionix erfüllen die Voraussetzungen. Sie gehören zu den anorganischen Szintillatoren. Sie zeichnen sich durch eine kurze Abklingzeit (18-20 ns), eine hohe Lichtausbeute und somit eine gute Energieauflösung (3.6% bei 662 keV) und eine hohe Dichte (5.2 g/cm^3) aus [19, 22, 23].

Diese Szintillationsdetektoren haben integrierte Photomultiplier (PMT) und wurden mit den U100 Hochleistungsspektrometern der Firma Target verbunden, siehe Abb. 2.9. Die Hochfrequenz des Beschleunigers wurde als Zeitreferenz an die Detektorsysteme weitergegeben.

Es wurde ein zur Strahlenachse symmetrischer Aufbau von 4 $CeBr_3$ -Detektoren der Größe $\varnothing 2'' \times 2''$ verwendet. Jedoch wurde auf einer Seite ein Kollimator eingesetzt,

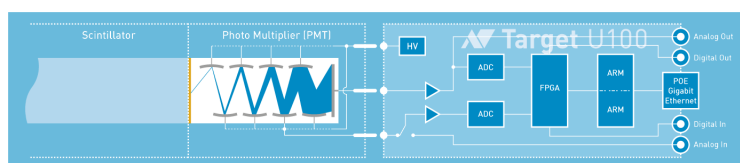


Abbildung 2.9: Aufbau des Detektorsystems. Die mit den PMT gekoppelten Szintillatoren sind mit den digitalen U100-Spektrometern verbunden [24].

um schon vor dem Target gestreute Protonen zu absorbieren. Der Aufbau und die Bezeichnung der Detektoren sind in Tab. 2.2 und Abb. 2.5 zu sehen.

Detektor	S/N	Winkel zur Strahlachse [°]	Kollimator (ja/nein)
06	p0006	90	ja
15	p0015	135	ja
16	p0016	225	nein
11	p0011	270	nein

Tabelle 2.2: Liste der verwendeten Detektoren. Dabei ist S/N die interne Seriennummer der U100 Spektrometer des jeweiligen Detektors.

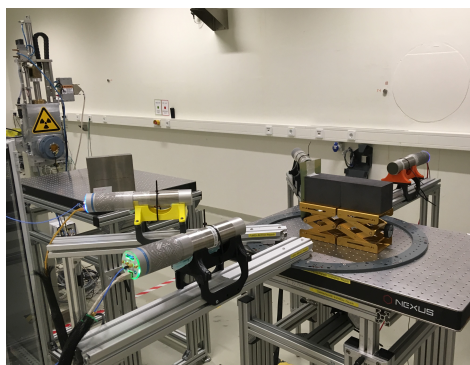


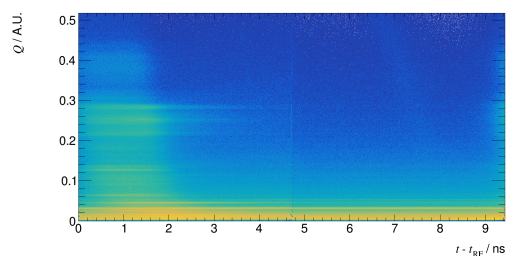
Abbildung 2.10: Bild des experimentellen Aufbaus am OncoRay.

Das hier verwendete Simulationspaket heißt Geant4 (GEometry ANd Tracking) [25]. Mit diesem wurde versucht, den experimentellen Messaufbau so gut wie möglich zu simulieren, um anschließend die experimentellen und simulierten Energiespektren vergleichen zu können. Um in ausreichender Näherung die gleichen Statistiken zu erreichen und dennoch eine relativ kurze Simulationszeit zu haben, wurden jedoch nicht 4 einzelne Detektoren simuliert. Stattdessen wurden Ringe aus 16 Detektoren simuliert, die dann zu einem Detektor zusammengefasst wurden. Es wurden wieder Targets aus Kohlenstoff, PMMA und dünnem PMMA verwendet, mit denselben Maßen wie im Experiment.

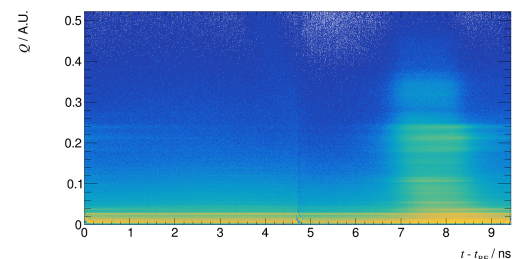
3 Bearbeitung der gemessenen Rohdaten

3.1 Zeitkorrektur

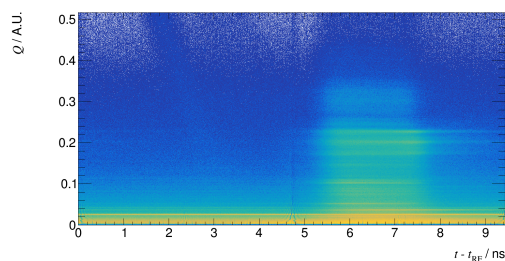
Die interne Uhr des U100 Spektrometers nimmt nicht die einfache, sondern die doppelte Frequenz des Beschleunigers, also 212 MHz, an. Dadurch bestehen die aufgezeichneten Histogramme aus zwei Halfen mit jeweils 1024 Zeit-Kanälen. Aufgrund von Synchronisationsproblemen zwischen dem Beschleuniger und den U100 Spektrometern, kann es dann aber zu einer Verschiebung der Daten um 1024 Kanäle kommen.



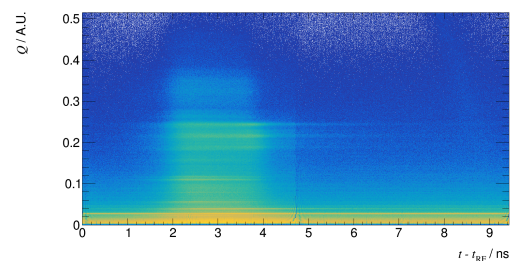
(a) Detektor 06.



(b) Detektor 11.



(c) Detektor 15.



(d) Detektor 16.

Abbildung 3.1: Energie-Finetime-Spektren von Kohlenstoff vor Zeitkorrektur.

Wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, wird die prompte Gammastrahlung in den verschiedenen Detektoren nicht in den gleichen, sondern in unterschiedlichen Hälften detektiert. Aber die symmetrisch zueinander aufgebauten Detektoren sollten die Gammastrahlung zu gleichen Zeitpunkten detektieren, da die Flugzeit der Gammas gleich lang ist.

Die Auswirkungen dieses Zeitsprungs sind bei den Histogrammen von dünnem PMMA sogar noch größer. Da es bei der Messung von dem dünnen PMMA zu Problemen kam, musste die Messung unterbrochen und, ohne Veränderungen vorzunehmen, neu gestartet werden. Bei der anschließenden Zusammenlegung der beiden Messdateien für jeden Detektor können nun zwei Zeitpunkte festgestellt werden, bei denen die prompte Gammastrahlung detektiert wurde, siehe Abb. 3.2. Jedoch ist nur ein Zeitpunkt zu erwarten. Da die interne Uhr des Spektrometers beim Neustart der Messung nicht zurückgesetzt wurde, füllte dieses zuerst die zweite Hälfte des Histogramms.

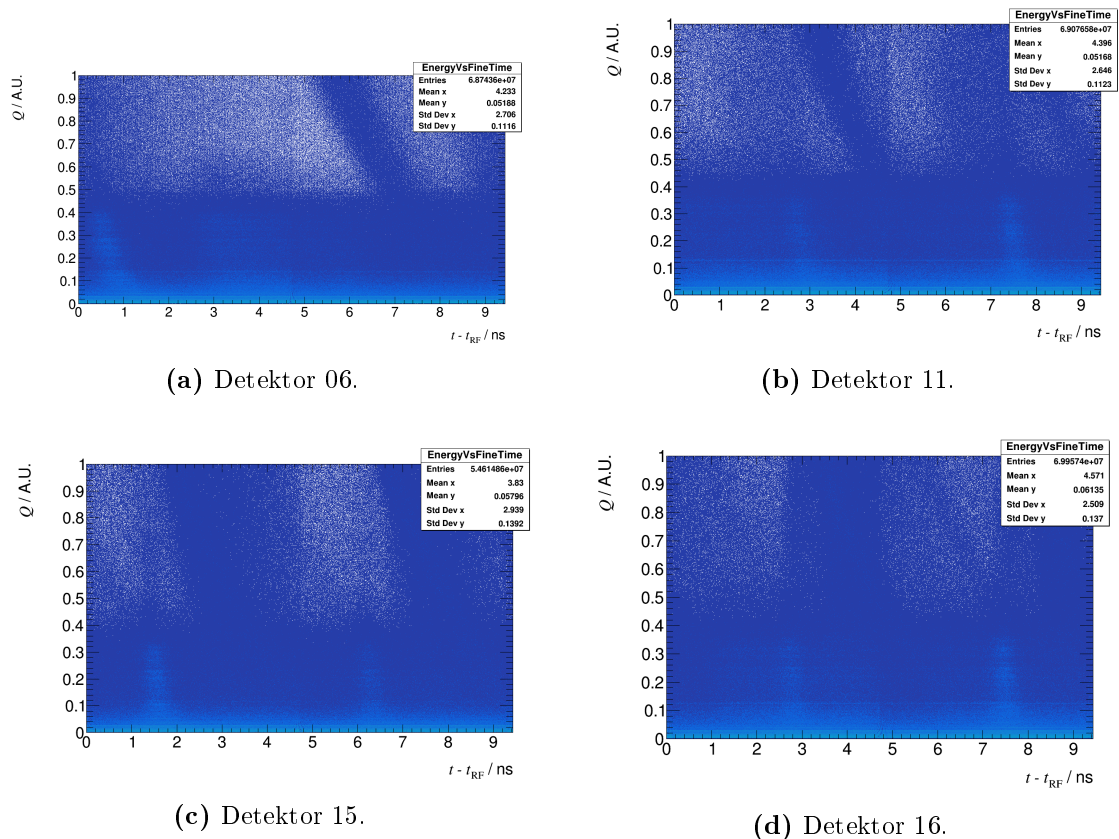


Abbildung 3.2: Energie-Finetime-Spektren von dünnem PMMA vor Zeitkorrektur.

Dadurch ist zwar der Abstand des Zeitpunktes der Detektion der prompten Gammas zu 0 ns bzw. 4.7 ns der gleiche, aber es findet eine Verschiebung der Daten um 1024 Kanäle statt.

Da ein korrektes Spektrum jedoch fundamental für die weitere Analyse ist, müssen diese Verschiebungen behoben werden.

Um dies zu tun, muss zu dem Zeitstempel aller Events 1024 addiert werden, was einer Verschiebung in der Finetime $t - t_{RF}$ von 4.7 ns, also einer halben Periode des Beschleunigers, entspricht. In den Abb. 3.3 und 3.4 sind die korrigierten Spektren zu sehen.

Bei den Spektren von Kohlenstoff sind nun die Zeitpunkte der Detektion prompter Gammastrahlung für jeweils zueinander symmetrische Detektoren in etwa gleich. Bei den Spektren von dünnem PMMA ist zusätzlich nur noch ein Zeitpunkt der Detektion zu sehen.

Was jedoch alle Spektren gemein haben, ist eine deutlich erkennbare vertikale Linie bei 4.7 ns. Wenn man die Spektren noch genauer untersucht, findet man diese Linie auch bei 0 ns und bei 9.4 ns und man sieht eine von der Energie der Gammas abhängige Form der Linie.

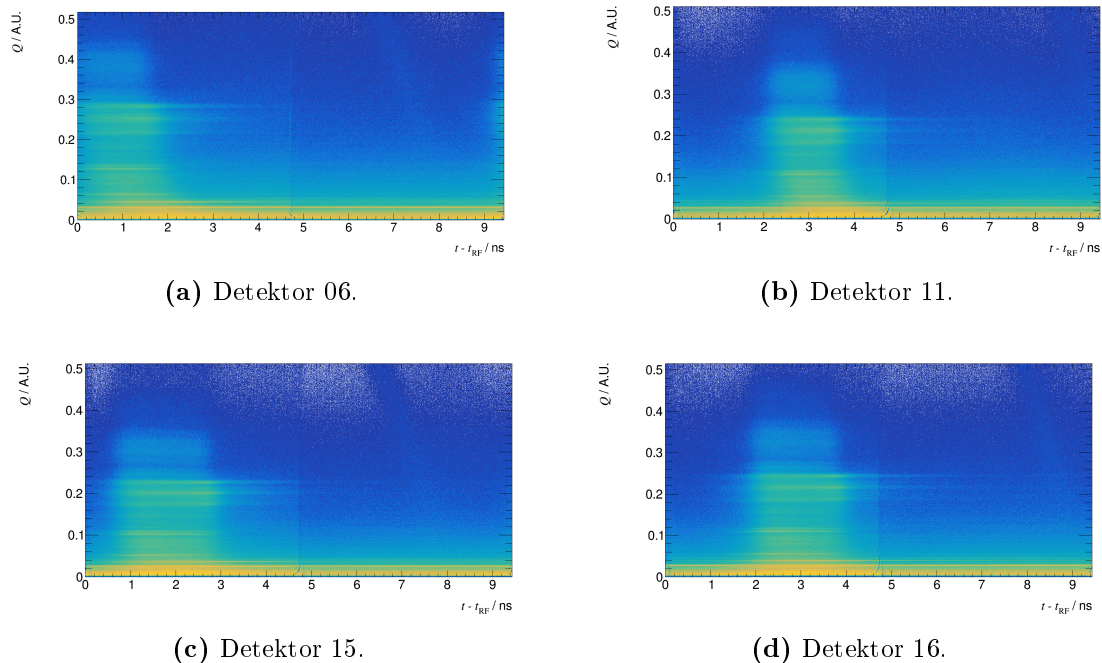


Abbildung 3.3: Energie-Finetime-Spektren von Kohlenstoff nach Zeitkorrektur.

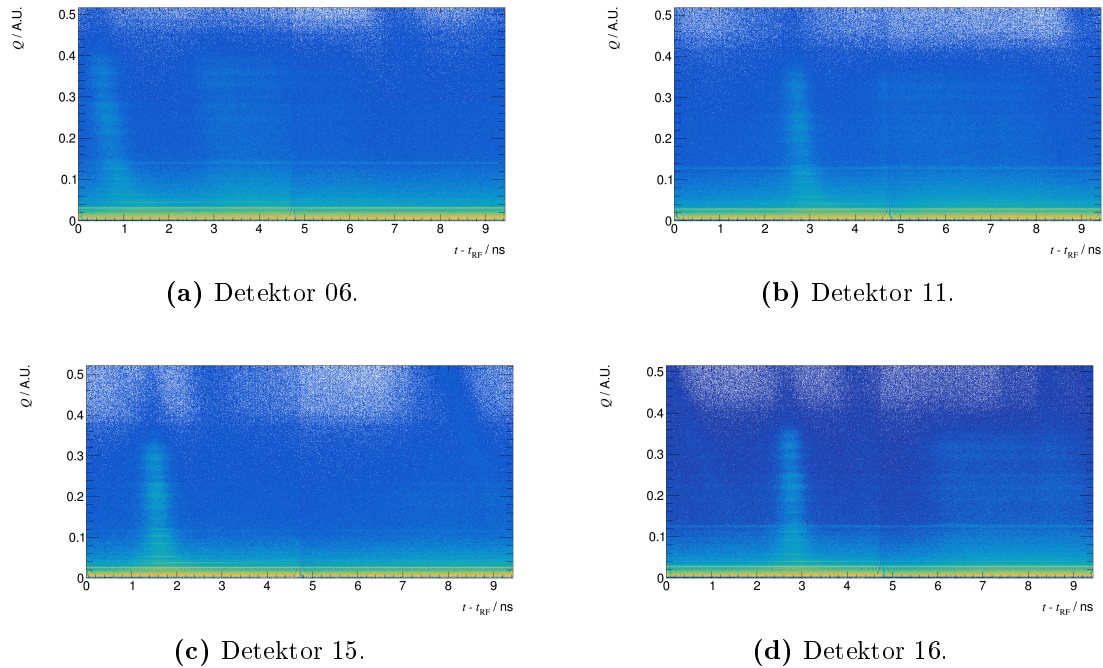


Abbildung 3.4: Energie-Finetime-Spektren von dünnem PMMA nach Zeitkorrektur.

Bei kleineren Energien ist diese sehr viel stärker ausgeprägt und sie wird breiter. Diese Linie hat ihren Ursprung in der Bestimmung der sogenannten Finetime. Diese wird bestimmt, indem die ansteigende Flanke des detektierten Pulses eines jeden Events linear interpoliert wird, um die Pulszeit zu bestimmen. Der Schnittpunkt dieser Gerade mit der Zeitachse ist die jeweilige Finetime.

Beim Übergang zwischen den beiden Hälften der Spektren, kommt es zu Fehlern bzw. Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Finetime. Da die Form des Pulses energieabhängig ist, wirken sich diese Ungenauigkeiten stärker bei kleinen Energien aus, als bei größeren.

Um dieses Problem zu umgehen, wurden anschließend die Energiespektren nur noch über die Zeit der Gammadetektion erstellt. Wie in Abb. 3.5 zu sehen ist, hat man dadurch auch weniger Hintergrund und die Peaks werden größer und sind somit leichter zu identifizieren.

Dabei wurden die verschiedenen Spektren über ihr Integral normiert und anschließend wurde das Spektrum über die Zeit der prompten Gammas skaliert, sodass sich die Spektren überlagern. So sind die Spektren leichter zu vergleichen.

Der kleinere Hintergrund und die somit stärker ausgeprägten Peaks sind zudem vor-

teilhaft für die weitere Analyse der Daten, wie in Kap. 3.2 dargestellt wird. Deshalb werden ab jetzt die Energiespektren des Experiments immer nur über die Zeit der Detektion prompter Gammastrahlung erstellt.

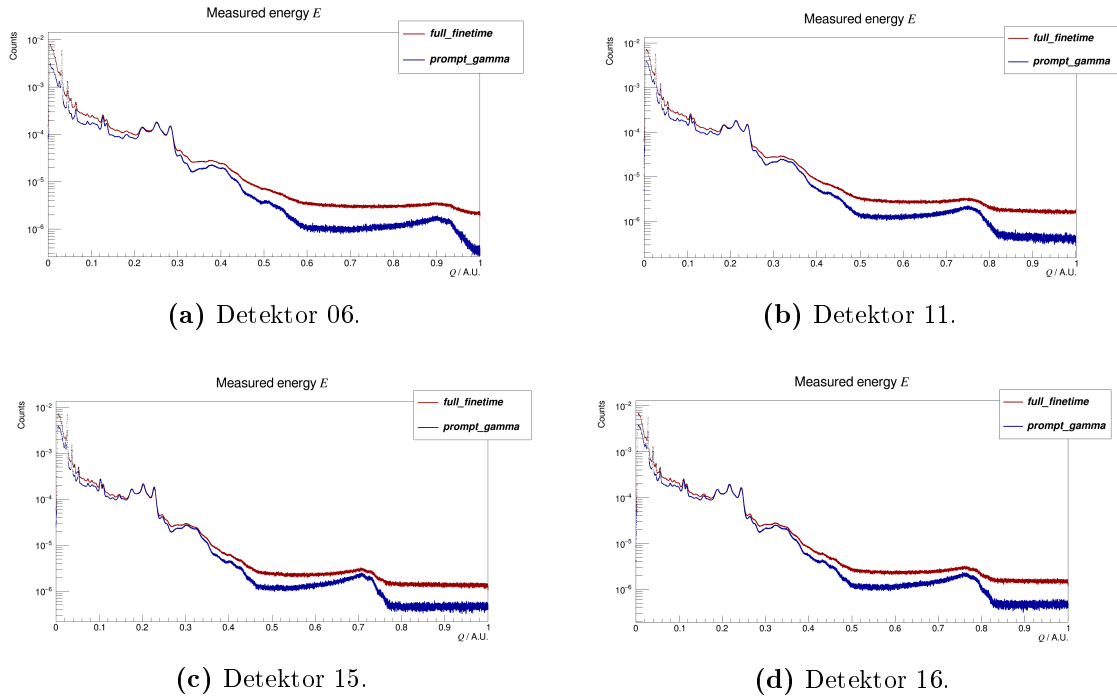


Abbildung 3.5: Vergleich der Energiespektren über die ganze Finetime (Rot) zu Energiespektren nur über die Zeit der Detektion der prompten Gammastrahlung (Blau). Das Target ist hier Kohlenstoff. Die Spektren wurden normiert und skaliert.

3.2 Energiekalibrierung

Der nächste Schritt in der Bearbeitung der Rohdaten ist die Kalibrierung der Detektoren. Diese geben die Energie in einer unskalierten Einheit (A.U.) aus. Für die Kalibrierung wird das Spektrum von Kohlenstoff verwendet, da hier die Energiepeaks am leichtesten zu identifizieren sind und sich keine Spektren verschiedener Atomarten überlagern.

Zunächst muss man Peaks im Energiespektrum identifizieren. Den Peaks wurden mithilfe der Tab. 2.1, die [15] entnommen wurde, Energien in MeV zugeordnet. Ein Beispiel anhand des Detektors 06 ist in Abb. 3.6 zu sehen.

Die Peaks bei 3.927 MeV und bei 3.416 MeV sind die single- und double-escape Peaks

von 4.438 MeV. Der Peak bei 511 keV entsteht durch Positron-Annihilation. Die Peaks wurden mithilfe einer Gaußschen Funktion gefittet und der Mittelwert des jeweiligen Gauß entspricht der Energie der Emissionslinien in A.U., siehe Tab. 3.1.

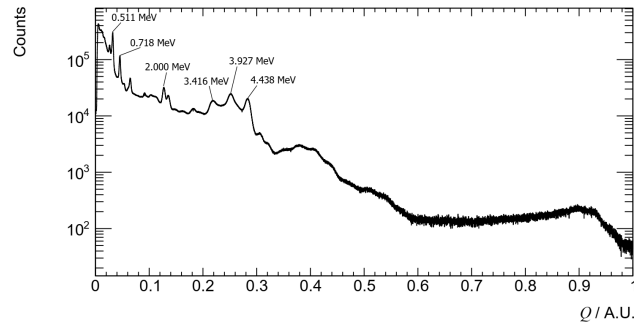


Abbildung 3.6: Identifizierung der Emissionslinien von Kohlenstoff von Detektor 06.

Energie [MeV]	Energie [A.U.]			
	Detektor 06	Detektor 11	Detektor 15	Detektor 16
0.511	0.032	0.027	0.026	0.028
0.718	0.045	0.038	0.037	0.039
2.000	0.127	0.108	0.103	0.110
3.416	0.219	0.186	0.176	0.189
3.927	0.252	0.213	0.202	0.217
4.438	0.283	0.239	0.227	0.244

Tabelle 3.1: Liste der für die Energiekalibrierung verwendeten Energien der Peaks in A.U. der einzelnen Detektoren und der jeweiligen entsprechenden Energien in MeV.

Nun wird ein linearer Zusammenhang zwischen den Energien in MeV und A.U. angenommen. Die Kalibrierungsfunktion lautet somit

$$E = p_0 + p_1 \cdot x , \quad (3.1)$$

wobei E die Energie in MeV, x ist die Energie in A.U., p_0 der y-Achsenabschnitt und p_1 die Steigung der Geraden ist. Die Kalibrierungsparameter sind in Tab. 3.2 angegeben und die linearen Fits der Kalibrierung der verschiedenen Detektoren sind in Abb. 3.7 dargestellt.

Die Kalibrierungsfunktionen jedes Detektors wird nun auf die Spektren aller Targets angewandt. Das kalibrierte Spektrum von Kohlenstoff ist in Abb. 3.8, das von PMMA ist in Abb. 3.9 und das von dünnem PMMA ist in Abb. 3.10 dargestellt.

	p_0 [MeV]	p_1 $\frac{\text{MeV}}{\text{A.U.}}$
Detektor 06	0.0095 ± 0.0007	15.6064 ± 0.0397
Detektor 11	0.00848 ± 0.00014	18.45 ± 0.09
Detektor 15	-0.00077 ± 0.00006	19.48 ± 0.04
Detektor 16	0.00041 ± 0.00008	18.16 ± 0.05

Tabelle 3.2: Liste der Kalibrierungsparameter der verschiedenen Detektoren.

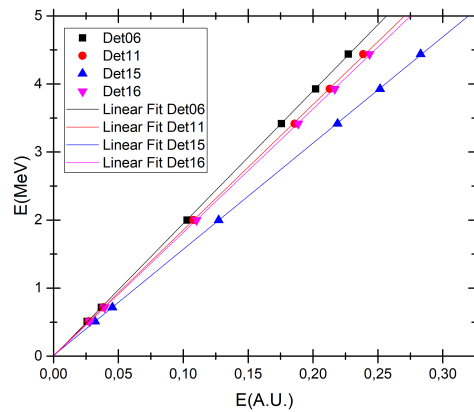
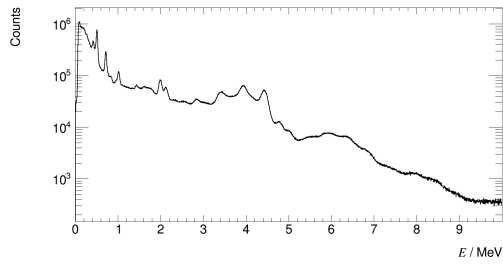
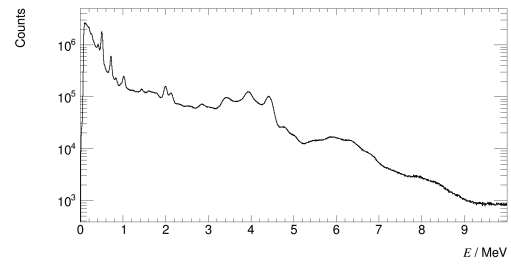


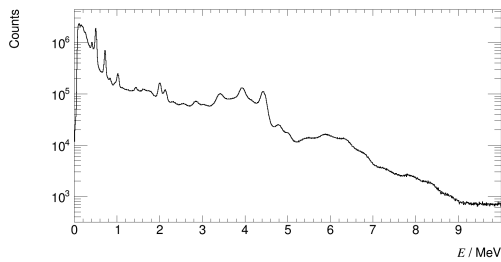
Abbildung 3.7: Linearer Fit der Kalibrierung der Detektoren 06 (Schwarz), 11 (Rot), 15 (Blau) und 16 (Lila).



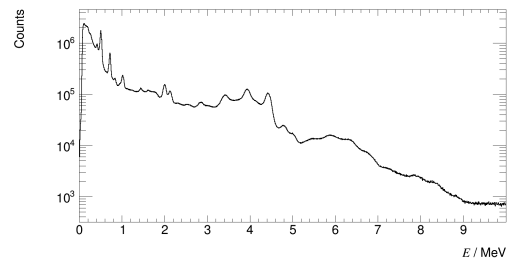
(a) Detektor 06.



(b) Detektor 11.

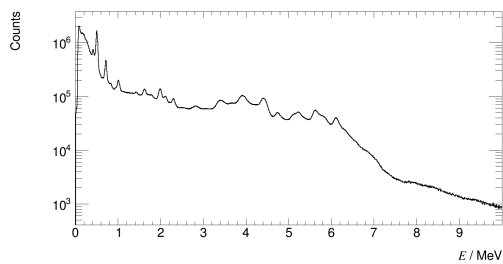


(c) Detektor 15.

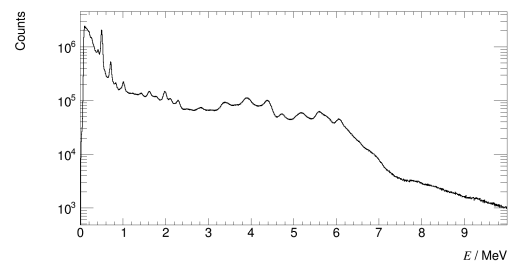


(d) Detektor 16.

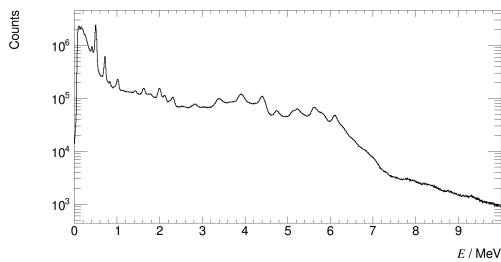
Abbildung 3.8: Kalibrierte Energiespektren der verschiedenen Detektoren bei der Messung des Kohlenstoff-Targets.



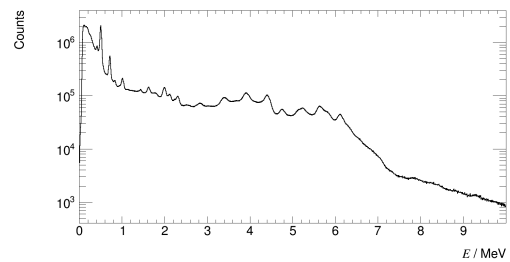
(a) Detektor 06.



(b) Detektor 11.

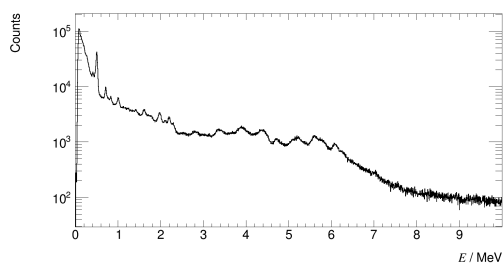


(c) Detektor 15.

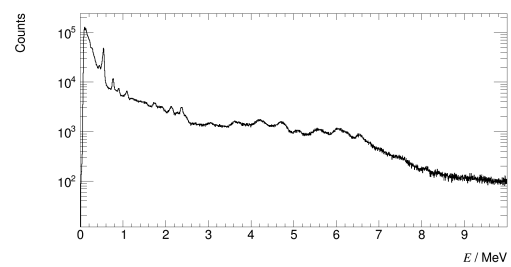


(d) Detektor 16.

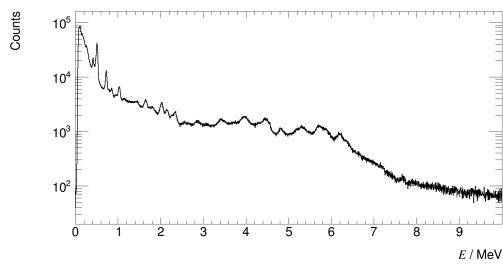
Abbildung 3.9: Kalibrierte Energiespektren der verschiedenen Detektoren bei Messung des PMMA-Targets.



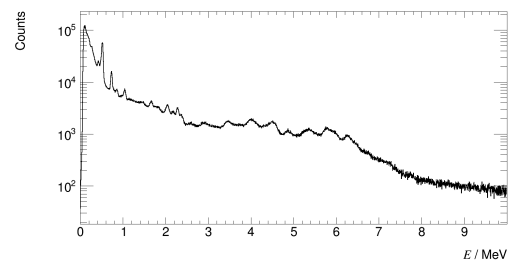
(a) Detektor 06.



(b) Detektor 11.



(c) Detektor 15.



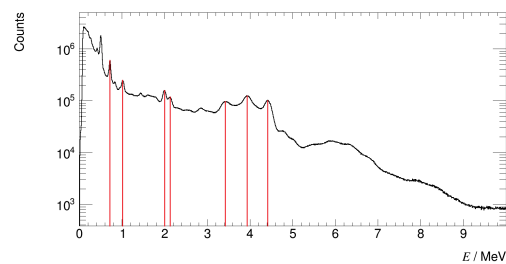
(d) Detektor 16.

Abbildung 3.10: Kalibrierte Energiespektren der verschiedenen Detektoren bei Messung des dünnen PMMA-Targets.

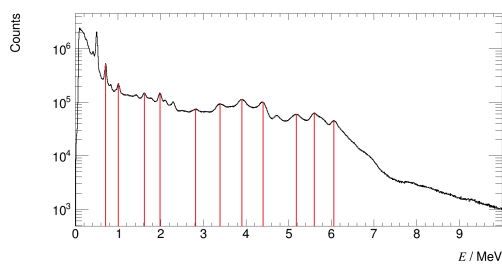
4 Auswertung der experimentellen und simulierten Ergebnisse

4.1 Analyse der gemessenen Spektren

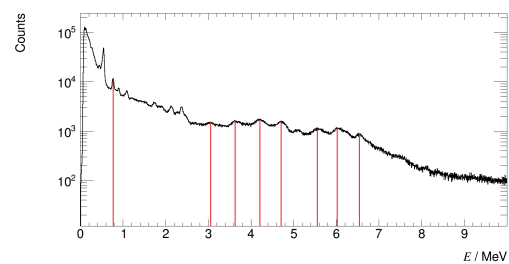
Zunächst werden die einzelnen Energiespektren analysiert und die zu sehenden charakteristischen Peaks identifiziert. Die Energiespektren mit den identifizierten Energiepeaks sind in Abb. 4.1 zu sehen.



(a) Kohlenstoff.



(b) PMMA.



(c) Dünnes PMMA.

Abbildung 4.1: Energiespektren des Detektors 11 der verschiedenen Targets. Die markierten Energiepeaks werden in Tab. 4.1 interpretiert.

Beim Energiespektrum von Kohlenstoff sind, zusätzlich zu den für die Energiekalibrierung verwendeten Energiepeaks, Peaks bei 1.1 MeV und bei 2.12 MeV zu sehen, die als Peaks bei 1.022 MeV und 2.124 MeV identifiziert werden können. Diese entstehen durch eine Abregung von ^{10}B bzw. ^{11}B in den jeweiligen Grundzustand. Das Bor entsteht, indem sich ein vorhandenes Kohlenstoffatom durch den Protonenbeschuss umwandelt.

Bei PMMA können zusätzlich Peaks bei 1.635 MeV, 2.742 MeV, 5.107 MeV, 5.618 MeV und bei 6.129 MeV identifiziert werden. Diese stammen von Wechselwirkungen der Protonen mit den Sauerstoffatomen des PMMA. Die Peaks bei 5.107 MeV und bei 5.618 MeV sind die double- und single-escape-Peaks von 6.129 MeV. Jedoch sind keine single- und double-escape-Peaks von weiteren Energien erkennbar.

Bei den gemessenen Energien der Peaks des dünnen PMMAs sind größere Abweichungen zu den erwarteten Energien zu erkennen als bei Kohlenstoff und PMMA. Eine nicht erfolgte Korrektur der Steigung vor der Energiekalibrierung ist eine mögliche Erklärung dafür. Durch die hohen Variationen der Zählrate im Detektor kommt es zu Variationen in der Steigung der Emissionslinien. Dabei verändern sich deren Positionen abhängig von der Zählrate im Detektor. Um diese Veränderung jedoch zu korrigieren, ist eine Messung des Hintergrunds notwendig. Es wurde zwar kurz vor und nach dem Austreten des Protonenstrahls aus dem Beschleuniger gemessen, aber diese Statistiken reichen für eine Korrektur nicht aus.

Dennoch können einige der Peaks identifiziert werden, die auch bei dem dickeren PMMA zu sehen sind. Jedoch ist die Identifizierung weiterer Peaks, aufgrund der großen und auch variierenden Abweichungen zu den erwartenden Energien, schwierig.

Ein weiteres Problem ist die Abmessung des dünnen PMMAs. Da es sehr dünn ist und bei der Messung von einem metallischen Rahmen fixiert wurde, wurde dieser Rahmen ebenfalls bestrahlt. Dadurch ist es möglich, dass dieses Energiespektrum neben den charakteristischen Peaks von Kohlenstoff und Sauerstoff auch charakteristische Anregungslinien von anderen Atomen, wie z.B. Aluminium, enthält.

Eine vollständige Liste der gemessenen und zu erwartenden Energie der identifizierten Peaks ist in Tab. 4.1 zu sehen.

Target	Gemessene Energie [MeV]	Zu erwartende Energie [MeV]
Kohlenstoff	0.71	0.718
	1.1	1.022
	2.00	2.000
	2.12	2.124
	3.42	$4.438 - 2 \cdot 0.511 = 3.416$
	3.91	$4.438 - 1 \cdot 0.511 = 3.927$
	4.41	4.438
PMMA	0.71	0.718
	1.00	1.022
	1.61	1.635
	1.99	2.000
	2.81	2.742
	3.40	$4.438 - 2 \cdot 0.511 = 3.416$
	3.89	$4.438 - 1 \cdot 0.511 = 3.927$
	4.40	4.438
	5.18	$6.129 - 2 \cdot 0.511 = 5.107$
	5.60	$6.129 - 1 \cdot 0.511 = 5.618$
	6.06	6.129
Dünnes PMMA	0.78	0.718
	3.05	2.742
	3.62	$4.438 - 2 \cdot 0.511 = 3.416$
	4.20	$4.438 - 1 \cdot 0.511 = 3.927$
	4.71	4.438
	5.53	$6.129 - 2 \cdot 0.511 = 5.107$
	6.02	$6.129 - 1 \cdot 0.511 = 5.618$
6.55	6.129	

Tabelle 4.1: Liste der identifizierten Peaks der jeweiligen Targets bei Detektor 11. Die zu erwartenden Energien der Peaks sind [15] entnommen. Die jeweiligen Reaktionen sind Tab. 2.1 zu entnehmen.

4.2 Vergleich der experimentellen und simulierten Energiespektren

Als nächstes folgt der Vergleich der experimentellen und simulierten Energiespektren. Aufgrund der, wie in Kap. 4.1 festgestellten, verfälschten Energiespektren des dünnen PMMAs, wird der Vergleich nur für Kohlenstoff und das dickere PMMA durchgeführt.

Hierbei wurden $9 \cdot 10^8$ Ereignisse mit einem Kohlenstofftarget und 10^9 Ereignisse mit

einem PMMA-Target aufgenommen. Diese Anzahlen sind jedoch im Vergleich zu den Statistiken der Messungen gering. Der Vergleich der Spektren des Experiments mit denen der Simulation ist in Abb. 4.2 zu sehen.

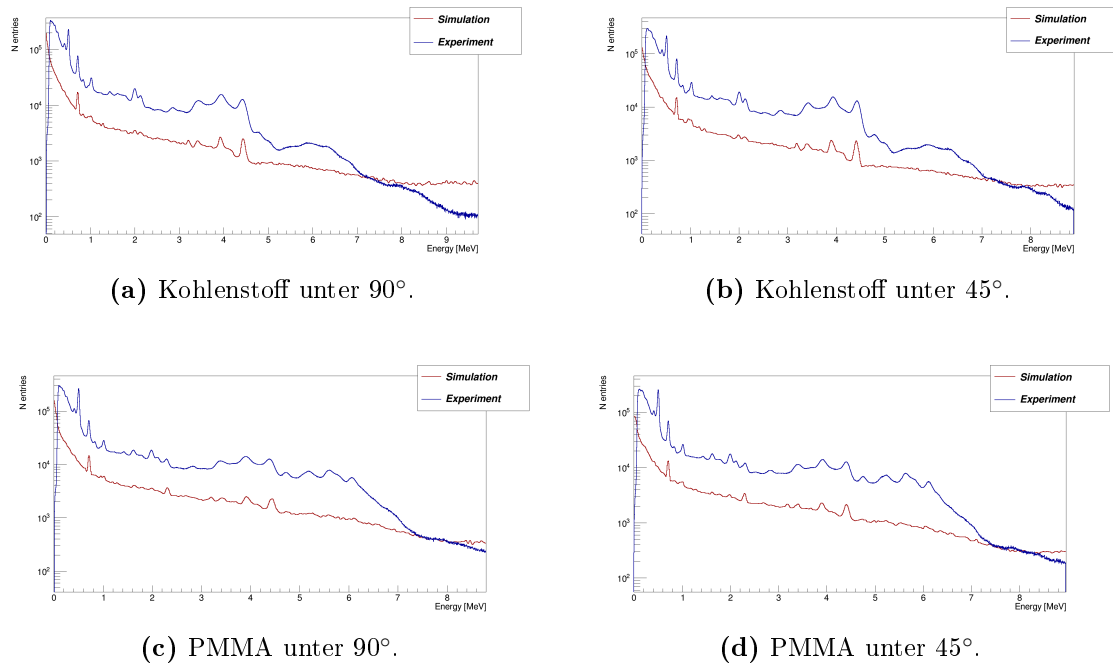


Abbildung 4.2: Vergleich der Energiespektren von Kohlenstoff und PMMA der Simulation (Rot) und des Experimentes (Blau) unter verschiedenen Winkeln.

Dabei fällt auf, dass nicht alle Peaks der experimentellen auch in den simulierten Energiespektren zu sehen sind.

Bei Kohlenstoff sind die Peaks bei 0.718 MeV, 3.927 MeV und 4.438 MeV deutlich in beiden Energiespektren zu erkennen. Die Peaks des experimentellen Spektrums bei 1.022 MeV, 2.000 MeV und 3.416 MeV sind zwar auch bei der Simulation zu sehen, aber sie sind sehr viel kleiner. Außerdem ist in dem simulierten Spektrum direkt neben dem Peak bei 3.416 MeV ein weiterer Peak zu sehen.

Bei den Spektren von PMMA fällt auf, dass keine Peaks mit einer Energie höher als 4.438 MeV in den Spektren der Simulation zu sehen sind. Auch sind die Energiepeaks bei 1.022 MeV, 1.635 MeV, 2.000 MeV und 2.742 MeV kaum bis gar nicht zu erkennen. Die Spektren des Experiments und der Simulation haben nur die Peaks bei 0.718 MeV, 2.313 MeV, 3.416 MeV, 3.927 MeV und 4.438 MeV gemeinsam.

Alle Spektren der Simulation besitzen eine fast konstante Anzahl der Ereignisse für Energien höher als 4.438 MeV. Bei den experimentellen Spektren von Kohlenstoff

dagegen fällt diese Anzahl stufenartig und bei denen von PMMA erst sehr stark und dann schwächer.

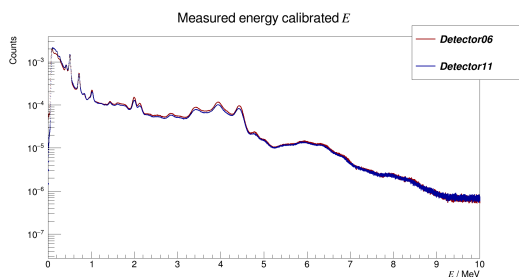
Für die schwächer und gar nicht ausgeprägten Energiepeaks der Simulation sind die Wirkungsquerschnitte, die die Simulation für die jeweilige Wechselwirkung verwendet, verantwortlich. Für Protonenenergien höher als 20 MeV unterschätzt die Simulation Geant4 diese Wirkungsquerschnitte, sowohl für die charakteristischen Linien von Kohlenstoff als auch für die von Sauerstoff [7]. Jedoch ist diese Unterschätzung unterschiedlich stark für die verschiedenen Wechselwirkungen. Somit sind manche Peaks deutlicher zu sehen als andere.

4.3 Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Energie-Zeit-Spektren

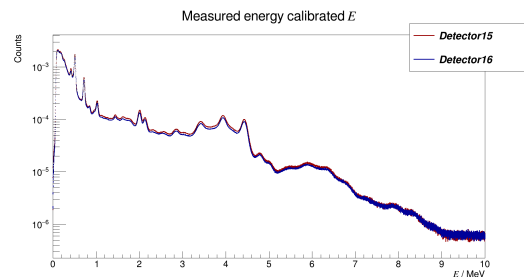
4.3.1 Experimentelle Ergebnisse

Als Erstes wird der Einfluss des Kollimators auf die Energiespektren untersucht. Der Kollimator wurde auf der Seite der Detektoren 06 und 15 platziert. Dieser absorbierte Protonen, die vor dem Target gestreut wurden und somit nie auf das Target trafen.

In den Abb. 4.3 und 4.4 ist die Auswirkung des Kollimators zu sehen. Hier werden die Energiespektren von Kohlenstoff und PMMA mit und ohne Kollimator verglichen.

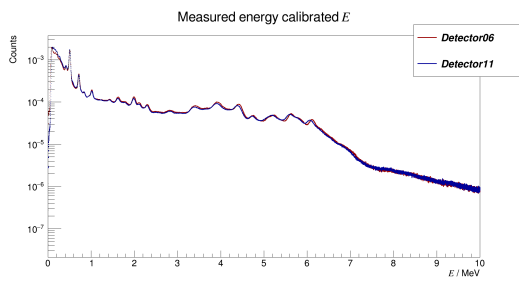


(a) Detektoren 06 (Rot) und 11 (Blau).

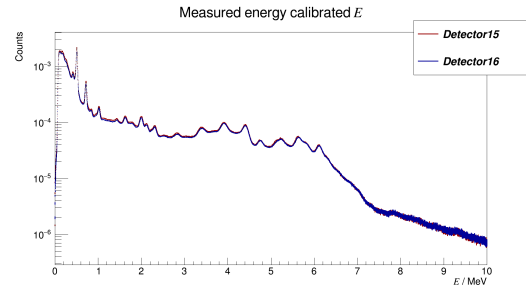


(b) Detektoren 15 (Rot) und 16 (Blau).

Abbildung 4.3: Vergleich der normierten Energiespektren mit und ohne Kollimator bei Messung des Kohlenstoff-Targets.



(a) Detektoren 06 (Rot) und 11 (Blau).



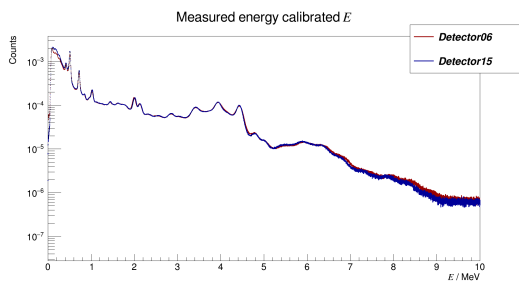
(b) Detektoren 15 (Rot) und 16 (Blau).

Abbildung 4.4: Vergleich der normierten Energiespektren mit und ohne Kollimator bei Messung des PMMA-Targets.

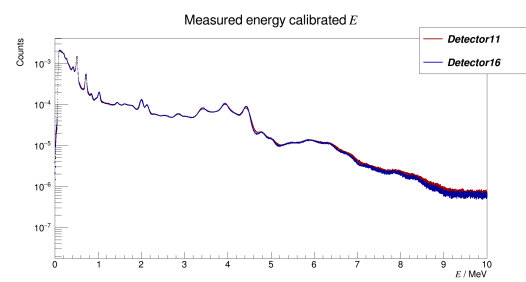
Bei dem Vergleich der Detektoren 06 und 11 sind größere Peaks und ein kleinerer Hintergrund bei dem Spektrum mit Kollimator zu sehen. Die Energiespektren von Detektor 15 und 16 sind jedoch, vor allem bei PMMA, fast identisch.

Der Einfluss des Kollimators scheint somit bei Detektoren senkrecht zur Strahlachse größer zu sein als bei Detektoren, die in einem Winkel von 45° zur Strahlachse angebracht sind.

Nun folgt die Analyse der Winkelabhängigkeit. Hierzu werden die Energiespektren der Detektors 06 und 15 und die der Detektoren 11 und 16 miteinander verglichen, siehe Abb. 4.5 und Abb. 4.6. Somit sind Unterschiede in den Spektren nur dem jeweiligen Winkel der Detektoren zur Strahlachse und nicht dem Kollimator zuzuschreiben.



(a) Detektoren 06 (Rot) und 15 (Blau).



(b) Detektoren 11 (Rot) und 16 (Blau).

Abbildung 4.5: Vergleich der normierten Energiespektren unter verschiedenen Winkeln von Kohlenstoff.

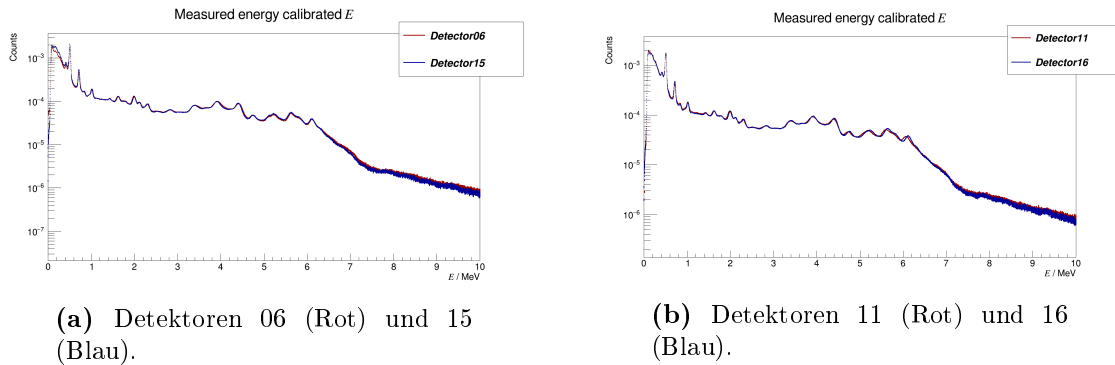


Abbildung 4.6: Vergleich der normierten Energiespektren unter verschiedenen Winkeln von PMMA.

Dabei ist eine Reduktion des Hintergrundes bei den Detektoren, die im 45° -Winkel zur Strahlachse angebracht sind, also bei den Detektoren 15 und 16, zu sehen. Die Anzahl der detektierten Ereignisse bei den Peaks bleibt jedoch dieselbe, wodurch diese größer werden und somit leichter und genauer zu identifizieren sind.

Der verringerte Hintergrund ist mithilfe des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnittes zu erklären, siehe Gl. (2.5) und Abb. 2.4. Man sieht, dass für Anfangsenergien der Gammas im MeV-Bereich die Compton-Streuung vor allem in Vorwärtsrichtung erfolgt. Somit detektieren die Detektoren 15 und 16, die in Rückwärtsrichtung angebracht sind, weniger gestreute Gammas als die beiden anderen Detektoren und der Hintergrund verringert sich.

Zusätzlich sieht man eine Verbreiterung des Energie-Finetime-Spektrums bei der Detektion unter 45° . Wenn man diese Spektren bei der Messung von Kohlenstoff vergleicht, sieht man eine Verbreiterung um ca. 0.4 ns, siehe Abb. 4.7.

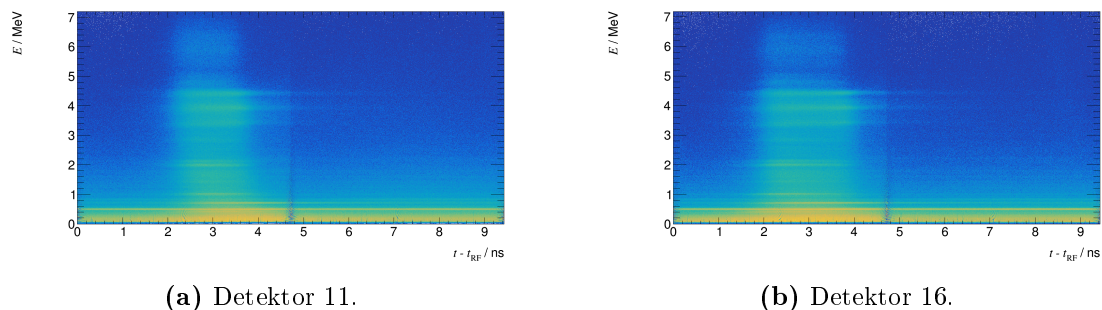


Abbildung 4.7: Vergleich Breite der Energie-Finetime-Spektren unter verschiedenen Winkeln von Kohlenstoff.

Dies kann für weitere Analysen, wie z.B. der Einteilung der Spektren in mehrere Zeitsegmente, nützlich sein.

4.3.2 Simulierte Ergebnisse

Die Ergebnisse der Analyse der Winkelabhängigkeit der experimentellen Spektren können mithilfe der simulierten Spektren bestätigt werden, siehe Abb. 4.8.

Die Verringerung des Hintergrundes bei den Detektoren im 45° -Winkel sieht man bei den Spektren des dünnen PMMAs. Diese ist bei den Spektren der anderen Targets jedoch nicht zu sehen, was aber an den schlechteren Statistiken bei den Simulationen von Kohlenstoff und dickerem PMMA liegen kann.

In den Spektren aller drei Targets ist die Vergrößerung der Peaks bei Detektion unter 45° zur Strahlachse aber deutlich zu sehen.

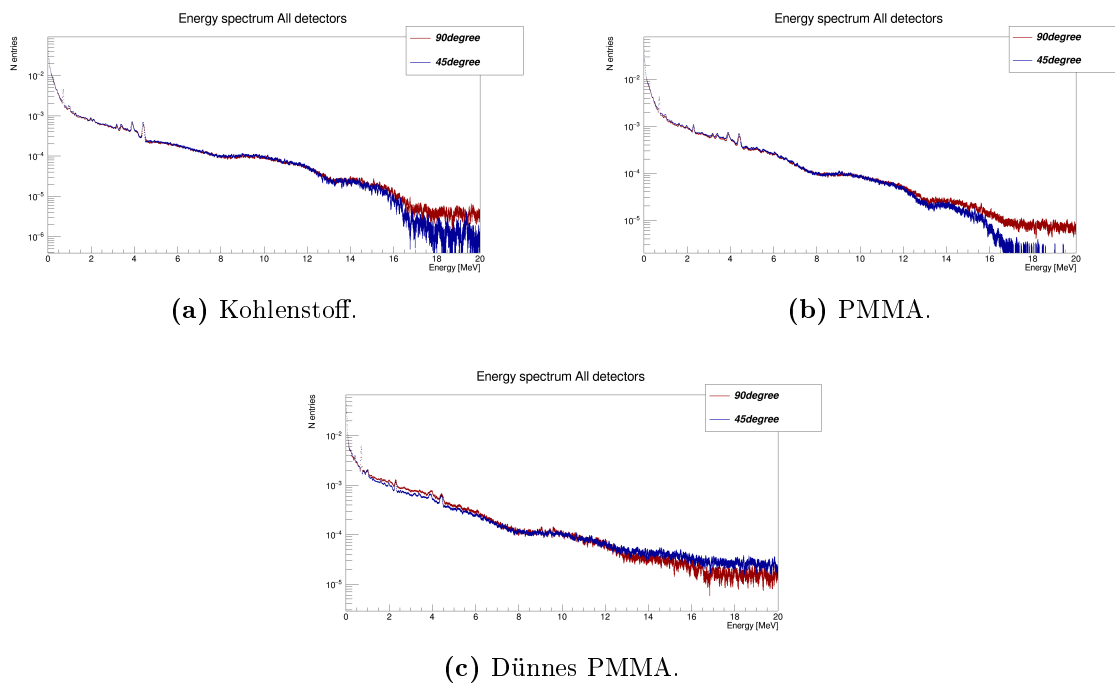


Abbildung 4.8: Vergleich der simulierten Energiespektren unter 45° (Blau) und 90° (Rot) der verschiedenen Targets. Die Spektren wurden über ihr Integral normiert.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die rohen Daten der Messungen von Kohlenstoff, PMMA und dünnem PMMA bearbeitet, kalibriert und anschließend analysiert. Die Messung wurde mithilfe von CeBr₃-Detektoren durchgeführt, die jeweils mit einem Photomultiplier und einem U100 Hochleistungsspektrometer verbunden waren.

Zuerst wurde eine Zeitkorrektur durchgeführt, um eine Verschiebung der Daten um eine halbe Beschleunigerfrequenz zu beheben. Um auch die Variationen in der Steigung der Emissionslinien korrigieren zu können, sollte in Zukunft auch genügend Hintergrund detektiert werden. Dadurch könnte man auch die Spektren des dünnen PMMA für weitere Analysen verwenden.

Anschließend wurde gezeigt, dass ein linearer Ansatz für die Kalibrierung der Detektoren gerechtfertigt ist. Diese wurde anhand des gemessenen Spektrums von Kohlenstoff durchgeführt, da dies eine genaue Identifizierung der Peaks ermöglicht.

Auch wurde gezeigt, dass die Verwendung von dünnen Targets, hier vom dünnen PMMA, zu Überlagerungen der Spektren des Targets und des Rahmen führt. Dadurch ist eine eindeutige Identifizierung der Peaks jedoch schwierig.

Nun wurden die experimentellen Spektren mit Spektren verglichen, die mithilfe des Simulationspaketes Geant4 erstellt wurden. Die Simulation verwendete dazu ebenfalls Targets aus Kohlenstoff, PMMA und dünnem PMMA mit denselben Maßen wie im Experiment. Jedoch wurden statt 4 einzelnen Detektoren, Ringe aus jeweils 16 Detektoren verwendet, um die Simulationszeit, bei gleichzeitiger Erhaltung der Statistiken, zu verringern.

Es konnte eine deutliche Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte bei der Simulation festgestellt werden, besonders für die Emissionslinien mit $E > 4.438$ MeV.

Zuletzt wurde die Winkelabhängigkeit der Energiespektren untersucht. Dabei konnte ein kleiner positiver Effekt des Kollimators auf die Spektren festgestellt werden.

Dieser verringerte den Hintergrund und vergrößerte die Peaks. Dieser Effekt konnte aber nur bei den Spektren der Detektoren 06 und 11, also bei den Detektoren senkrecht zur Strahlachse, beobachtet werden. Es konnten ebenfalls ein verringerter Hintergrund und größere Peaks bei den Spektren der Detektoren im 45° -Winkel im Vergleich zu denen senkrecht zur Strahlachse beobachtet werden.

Zusammengefasst kann man feststellen, dass eine längere Messung des Hintergrundes für weitere Korrekturen der rohen Daten notwendig ist. Die Detektion der prompten Gammastrahlung in einem spitzen Winkel zur Strahlachse wirkt sich positiv auf die Energiespektren aus. Um diese jedoch genauer mit den Spektren der Simulation vergleichen zu können, muss die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte der Simulation verbessert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] "Krebs". Bundesgesundheitsministerium, 2018, <https://www.bundesgesundheitsministerium.de/themen/praevention/gesundheitsgefahren/krebs.html>. Accessed 1 Oct 2018.

- [2] Krebsinformationsdienst. "Krebsstatistiken". Krebsinformationsdienst.de, 2017, <https://www.krebsinformationsdienst.de/grundlagen/krebsstatistiken.php>. Accessed 1 Oct 2018.

- [3] "Krebsratgeber.de - Welche Therapien Gibt Es Bei Krebs?". Krebsratgeber.de, <https://www.krebsratgeber.de/artikel/welche-therapien-gibt-es-bei-krebs>. Accessed 1 Oct 2018.

- [4] "PTCOG - Facilities In Operation". Ptcog.Ch, 2018, <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>. Accessed 1 Oct 2018.

- [5] Timmermann, Beate. "Therapie Mit Protonen Und Anderen Teilchen". Journal Onkologie, vol 10, 2013, https://www.journalonko.de/artikel/anzeigen/Therapie_mit_Protonen_und_anderen_Teilchen. Accessed 4 Oct 2018.

- [6] Paganetti, Harald. "Range Uncertainties In Proton Therapy And The Role Of Monte Carlo Simulations". Physics In Medicine And Biology, vol 57, no. 11, 2012, doi:10.1088/0031-9155/57/11/r99. Accessed 13 Oct 2018.

- [7] Verburg, Joost M et al. "Simulation Of Prompt Gamma-Ray Emission During Proton Radiotherapy". Physics In Medicine And Biology, vol 57, no. 17, 2012, doi:10.1088/0031-9155/57/17/5459. Accessed 13 Oct 2018.

- [8] Min, Chul-Hee et al. "Prompt Gamma Measurements For Locating The Dose Falloff Region In The Proton Therapy". Applied Physics Letters, vol 89, no. 18, 2006, doi:10.1063/1.2378561. Accessed 7 Oct 2018.

-
- [9] Golnik, Christian et al. "Range Assessment In Particle Therapy Based On Prompt Gamma-Ray Timing Measurements". *Physics In Medicine And Biology*, vol 59, no. 18, 2014, doi:10.1088/0031-9155/59/18/5399. Accessed 10 Oct 2018.
- [10] Knoll, Glenn Frederick. *Radiation Detection And Measurement*. 3rd ed., John Wiley & Sons, 2000.
- [11] Leo, William R. *Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments*. 1st ed., Springer-Verlag, 1987.
- [12] Newhauser, Wayne D, and Rui Zhang. "The Physics Of Proton Therapy". *Physics In Medicine And Biology*, vol 60.8, 2015, doi:10.1088/0031-9155/60/8/R155. Accessed 5 Oct 2018.
- [13] Knopf, A.-C., and A. Lomax. "In Vivo Proton Range Verification: A Review". *Physics In Medicine And Biology*, vol 58, no. 15, 2013, doi:10.1088/0031-9155/58/15/R131. Accessed 6 Oct 2018.
- [14] Smeets, J et al. "Prompt Gamma Imaging With A Slit Camera For Real-Time Range Control In Proton Therapy". *Physics In Medicine And Biology*, vol 57, no. 11, 2012, pp. 3371-3405., doi:10.1088/0031-9155/57/11/3371. Accessed 6 Oct 2018.
- [15] Kozlovsky, Benzion et al. "Nuclear Deexcitation Gamma-Ray Lines From Accelerated Particle Interactions". *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol 141, no. 2, 2002, doi:10.1086/340545. Accessed 14 Oct 2018.
- [16] Hueso-González, Fernando et al. "Compton Camera And Prompt Gamma Ray Timing: Two Methods For In Vivo Range Assessment In Proton Therapy". *Frontiers In Oncology*, vol 6, 2016, doi:10.3389/fonc.2016.00080. Accessed 6 Oct 2018.
- [17] Petzoldt, J et al. "Characterization Of The Microbunch Time Structure Of Proton Pencil Beams At A Clinical Treatment Facility". *Physics In Medicine And Biology*, vol 61, no. 6, 2016, doi:10.1088/0031-9155/61/6/2432. Accessed 7 Oct 2018.
- [18] Verburg, Joost M et al. "Energy- And Time-Resolved Detection Of Prompt Gamma-Rays For Proton Range Verification". *Physics In Medicine And Biology*, vol 58, no. 20, 2013, doi:10.1088/0031-9155/58/20/L37. Accessed 10 Oct 2018.
- [19] Pausch, G. et al. "Scintillator-Based High-Throughput Fast Timing Spectroscopy For Real-Time Range Verification In Particle Therapy". *IEEE Transactions On Nuclear Science*, vol 63, no. 2, 2016, doi:10.1109/tns.2016.2527822. Accessed 10 Oct 2018.

-
- [20] Kooy, Hanne M. et al. "A Case Study In Proton Pencil-Beam Scanning Delivery". *International Journal Of Radiation Oncology*Biography*Physics*, vol 76, no. 2, 2010, doi:10.1016/j.ijrobp.2009.06.065. Accessed 14 Oct 2018.
- [21] Durante, Marco, and Jay S. Loeffler. "Charged Particles In Radiation Oncology". *Nature Reviews Clinical Oncology*, vol 7, no. 1, 2009, doi:10.1038/nrclinonc.2009.183. Accessed 10 Oct 2018.
- [22] "Scionix – Dedicated Scintillation Detectors". <https://scionix.nl/>. Accessed 19 Oct 2018.
- [23] Shah, Kanai S. et al. "CeBr3 Scintillators For Gamma-Ray Spectroscopy". *IEEE Transactions On Nuclear Science*, vol 52, no. 6, 2005, doi:10.1109/TNS.2005.860155. Accessed 19 Oct 2018.
- [24] "Target Systemelektronik: Expertensysteme Zur Messung Von Ionisierender Strahlung". <http://target-sg.com/u100-de.html>. Accessed 17 Oct 2018.
- [25] "Overview | Geant4.Web.Cern.Ch". <https://geant4.web.cern.ch/>. Accessed 26 Oct 2018.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit zum Thema

Messung des Energie-Zeit-Spektrums prompter Gammastrahlung in der Protonenbestrahlung von Kohlenstoff und PMMA

im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Kathrin Engelmayer
Dresden, Oktober 2018