

Entwicklung eines ultraschnellen Triggers für niederenergetische Elektronen für das Lohengrin-Experiment

Clemens Paar

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

August 2024

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, 15.08.2024
.....
Datum

Clemens Paar
.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
2. Gutachterin: Dr. Matthias Hamer

Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Klaus Desch und Dr. Matthias Hamer für das interessante Thema meiner Bachelorarbeit bedanken. Ein besonderer Dank gilt auch Jan-Eric Heinrichs, der mich neben Matthias Hamer betreut hat und mir bei Fragen oder Problemen immer schnell geholfen hat. Beide haben sich auch freundlicherweise bereit erklärt, meine Arbeit zu lesen und Verbesserungsvorschläge zu geben. Danke auch an die gesamte Arbeitsgruppe Desch für die freundliche Aufnahme und die tolle Atmosphäre im Büro oder in den Mittagspausen. Zuletzt will ich mich auch bei meinen Freunden, meiner Freundin und meiner Familie für ihre Unterstützung nicht nur in den letzten vier Monaten bedanken.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	2
2.1	Das Standardmodell	2
2.2	Dunkle Materie	3
2.3	Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie	4
2.3.1	Ionisation	4
2.3.2	Bremsstrahlung	4
2.3.3	Vielfachstreuung	4
2.4	Halbleiter-Pixeldetektoren	5
2.4.1	Aufbau	5
2.4.2	Signalentstehung und Ortsauflösung	6
3	Das Lohengrin-Experiment	8
3.1	Der Elektronenstrahl	9
3.2	Das Target	9
3.3	Die Tracker	9
3.4	Der Trigger	9
3.5	Die Kalorimeter	10
4	Simulation	11
4.1	Simulationssoftware ExPIORA	11
4.2	Elektronenkanone	12
4.3	Recoil-Tracker	13
4.4	Magnetfeld und Umgebungsmedium	15
5	Ergebnisse	16
5.1	Einfluss des Umgebungsmediums	17
5.2	Dicke der Detektoren	21
6	Fazit	24
	Literatur	25
	Abbildungsverzeichnis	27

Einleitung

Als einer der ersten Wissenschaftler nahm Fritz Zwicky in den 1930er Jahren zur Erklärung der schnellen Umlaufgeschwindigkeiten von Galaxien im Coma-Haufen an, dass dort neben der sichtbaren Materie eine große Ansammlung nicht direkt beobachtbarer „Dunkler“ Materie existieren muss[1]. Seitdem wurden an verschiedenen Strukturen im Universum Beobachtungen gemacht, die sich mit Dunkler Materie erklären lassen. Eine direkte Beobachtung dieser steht aber trotz intensiver Suche bis heute aus. Während sich die bisherigen Bemühungen vor allem auf die Massenskalen von GeV bis TeV beschränkt haben, gibt es seit einigen Jahren die Bestrebungen, nach Teilchen mit einer Masse unter einem GeV als Kandidaten für Dunkle Materie zu suchen.

Das Lohengrin-Experiment, das am Teilchenbeschleuniger ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn aufgebaut werden soll, ist ein Teil dieser Bestrebungen. Es basiert auf der Idee des ebenfalls in Planung befindlichen Light Dark Matter Experiment (LDMX)[2]. In beiden Experimenten soll nach Dunklen Photonen gesucht werden. Dazu sollen Elektronen mit einer Energie von einigen GeV auf ein Wolframtarget geschossen werden, dabei entsteht hauptsächlich Bremsstrahlung. Vor und nach dem Target soll die Energie der Elektronen bestimmt werden, wozu deren Trajektorien in einem Magnetfeld mittels Pixeldetektoren rekonstruiert werden. Ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter sollen Sekundärteilchen wie Hadronen und Myonen detektieren. Events, in denen ein Elektron einen Großteil seiner Energie verliert, gleichzeitig aber kein anderes Teilchen detektiert wird, könnten auf ein Dunkles Photon hinweisen.

Da nur in sehr seltenen Fällen ein Dunkles Photon beim Bremsstrahlungsprozess entsteht, sind hohe Elektronenraten nötig, um eine genügend hohe Statistik zu erreichen. Da allerdings die Ausleseraten der Kalorimeter nicht an die benötigte Rate heran kommen, sollten sie getriggert werden. Das heißt, dass mithilfe der Pixeldetektoren Events mit niederenergetischen Elektronen erfasst werden und nur dann ein Mess-Signal an die Kalorimeter gesendet wird.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Effizienz des Triggers. Idealerweise werden alle Elektronen unterhalb einer bestimmten Energie erfasst und alle Elektronen über dieser Schwelle nicht weiter beachtet. Ziel dieser Arbeit ist es, herauszufinden ob die Pixeldetektoren in Luft stehen können oder sich für eine ausreichende Effizienz im Vakuum befinden müssen und inwiefern die Dicke der Detektoren einen Einfluss auf die Effizienz hat. Dazu wurde das Simulations-Framework ExPIORA verwendet, mit dem fünf Ebenen von Pixeldetektoren in einem homogenen Magnetfeld sowie Elektronen simuliert wurden, die mit verschiedenen Energien und in verschiedenen Winkeln auf die Detektoren treffen.

Theorie

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen miteinander. Die Elementarteilchen im Standardmodell sind in zwei Gruppen aufgeteilt. Einerseits gibt es die Fermionen, welche einen halbzahligen Spin besitzen und aus denen alle Materie aufgebaut ist. Andererseits existieren Teilchen mit ganzzahligem Spin, die Bosonen. Zu diesen gehören die Eichbosonen, welche die fundamentalen Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln, sowie das Higgs-Boson, das eine Konsequenz des Higgs-Mechanismus ist, der den Elementarteilchen ihre Masse verleiht. Der Teilcheninhalt des Standardmodells ist auch in Abbildung 2.1 zu sehen.

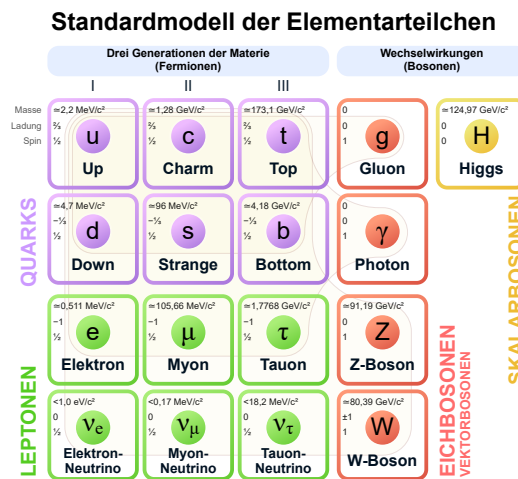


Abbildung 2.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik. [3]

Viele experimentelle Beobachtungen in der Teilchenphysik lassen sich mit dem Standardmodell erklären und decken sich mit dessen Vorhersagen. Die sehr genaue Übereinstimmung von theoretischem und gemessenem Wert des magnetischen Moments des Elektrons [4] sowie die Entdeckung des Higgs-Bosons [5] sind nur zwei von zahlreichen Beispielen.

Allerdings gibt es auch weiterhin viele Fragen, die sich nicht mit dem Standardmodell beantworten lassen. Beispielsweise stellen sich die Fragen, ob sich die Gravitation in das Standardmodell einbinden lässt oder ob die starke und elektroschwache Wechselwirkung vereinheitlicht werden kann[6]. Außerdem wurde beobachtet, dass die Rotationsgeschwindigkeit von Sternen in äußeren Bereichen von Galaxien viel höher, als nur aufgrund der sichtbare Materie zu erwarten wäre. Dies führt zu der Annahme, dass zusätzlich nicht direkt beobachtbare Materie anwesend sein muss, deren Gravitationswirkung dieses Phänomen verursacht[7].

2.2 Dunkle Materie

Der Name „Dunkle Materie“ kommt daher, dass man sie bis heute nicht direkt beobachten konnte, obwohl ihr gravitativer Einfluss auf alle möglichen Strukturen im Universum sehr groß ist. Es wird daher angenommen, dass Dunkle Materie aus Teilchen besteht, die nicht im aktuellen Standardmodell enthalten sind und außer mittels Gravitation nicht oder nur sehr schwach mit Standardmodell-Teilchen wechselwirken.

Es gibt viele verschiedene Theorien über die Zusammensetzung von Dunkler Materie. Eine Möglichkeit wäre sogenannte Leichte Thermische Dunkle Materie (Light Thermal Dark Matter, LDM). Leicht bedeutet in diesem Fall, dass die hypothetischen Teilchen eine Masse von unter einem GeV haben [2]. Nach dieser Theorie war Dunkle Materie im frühen Universum im thermischen Gleichgewicht mit dem Standardmodell. Durch die kosmische Inflation wurde die Wechselwirkungsrate zwischen den beiden Arten von Materie aber irgendwann so gering, dass dieses Gleichgewicht heute nicht mehr existiert.

Eine mögliche theoretische Implementierung von LDM wäre ein sogenannter dunkler Sektor, der aus einem oder mehreren Dunkle Materie-Teilchen und Austauschteilchen besteht. Eines dieser Austauschteilchen könnte das dunkle Photon sein, welches Spin 1 besitzt, massebehaftet ist und durch eine Erweiterung der Eichgruppe des Standardmodells um eine neue U(1)-Symmetrie eingeführt wird. Dadurch kann das dunkle Photon über sogenannte kinetische Mischung mit dem gewöhnlichen Photon schwach an elektrisch geladene Teilchen im Standardmodell koppeln. Die Lagrange-Dichte des dunklen Photonenfelds A' ist in Gleichung 2.1 zu sehen. Dabei ist $F'_{\mu\nu}$ der Feldstärketensor des dunklen Photonenfelds, $B_{\mu\nu}$ der Feldstärketensor der Hyperladung im Standardmodell sowie $m_{A'}$ die Masse des dunklen Photons, ϵ ein Parameter für die Stärke der Kopplung des dunklen Photons an das Standardmodell und θ_W der Weinberg-Winkel[8].

$$\mathcal{L}_{A'} = -\frac{1}{4}F'^{\mu\nu}F'_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\frac{\epsilon}{\cos\theta_W}B^{\mu\nu}F'_{\mu\nu} - \frac{1}{2}m_{A'}^2A'^{\mu}A'_{\mu} \quad (2.1)$$

Aufgrund der kinetischen Mischung sollte es möglich sein, dunkle Photonen in einfachen Bremsstrahlungsexperimenten zu erzeugen, bei denen zum Beispiel Elektronen auf ein Target geschossen werden, um Bremsstrahlung zu produzieren.

Im Vergleich zur Standardmodell-Bremsstrahlung würde bei dunkler Bremsstrahlung ein größerer Anteil der Energie des einfallenden Elektrons mit der Erzeugung eines dunklen Photons „abgestrahlt“ werden, da dieses massebehaftet ist.

2.3 Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

Da Elektronen die Ausgangsteilchen beim Lohengrin-Experiment sind, spielen die verschiedenen Arten der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Materie bei dessen Durchführung und Simulation eine große Rolle.

2.3.1 Ionisation

Bei der Ionisation eines Atoms wird mindestens ein Elektron aus der Atomhülle entfernt und es bleibt ein sogenanntes Ion zurück. Auch Elektronen können beim Durchgang durch Materie Atome ionisieren und verlieren dabei selbst Energie. Für schwere geladene Teilchen kann der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke durch die Bethe-Bloch Formel ausgerechnet werden. Allerdings lässt sich diese nicht einfach so auf Elektronen übertragen, da hier unter anderem die Ununterscheidbarkeit zwischen einfallendem- und Hüllenelektron eine Rolle spielt[9].

2.3.2 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung bezeichnet allgemein die Abstrahlung von Photonen bei der Beschleunigung eines geladenen Teilchens. Hier soll nur die Abbremsung von Elektronen im elektrischen Feld eines Atomkerns betrachtet werden. Dabei verliert das Elektron kinetische Energie durch Abstrahlung eines Photons. Der Prozess kann als Rutherford-Streuung mit Abstrahlung eines Photons betrachtet werden [9].

Der Energieverlust pro zurückgelegter Strecke in einem Material hängt von der Energie E und der Masse M des Teilchens sowie der Kernladungszahl Z des Materials ab. Diese Abhängigkeiten sehen bei Bremsstrahlung und Ionisation wie folgt aus[9]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} \propto Z^2 \frac{E}{M^2}; \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \propto Z \ln\left(\frac{E}{M}\right) \quad (2.2)$$

Bei einer Elektronenenergie von einigen GeV, wie es beim Lohengrin-Experiment der Fall sein wird, und einer Elektronenmasse von 511 keV folgt aus den Gleichungen, dass der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominiert.

Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die Strahlungslänge X_0 . Sie gibt die Wegstrecke an, nach der ein Elektron im Mittel noch $1/e$ seiner ursprünglichen Energie besitzt. Die Strahlungslänge ist charakteristisch für jedes Medium und wird entweder in g cm^{-2} oder direkt in cm angegeben. Hier wird immer letztere Einheit verwendet. Die Energie E eines Elektrons nach einer im Medium zurückgelegten Strecke x lässt sich dann mit der Energie vor Eintritt ins Medium E_0 berechnen durch:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.3)$$

2.3.3 Vielfachstreuung

Beim Durchgang durch Materie wird ein geladenes Teilchen nicht nur einmal gestreut, vielmehr kommt es zu vielen Streuungen hintereinander, von denen jede die Flugbahn des Teilchens leicht verändert. Bei großer Anzahl an Streuungen nähert sich die Verteilung des Streuwinkels θ des Teilchens einer Normalverteilung an. Dies gilt allerdings aufgrund der $1/\sin^4(\theta/2)$ -Abhängigkeit des Rutherford-

Wirkungsquerschnitts nur für kleine Streuwinkel. Ein Maß für die Auswirkung von Vielfachstreuung auf die Flugbahn ist die Standardabweichung der Normalverteilung θ_0 . Diese wird wie folgt berechnet[9]:

$$\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}/c}{p\beta} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \quad (2.4)$$

Hierbei ist p der Impuls, β die Geschwindigkeit und z die Ladung des gestreuten Teilchens, x ist die Dicke und X_0 die Strahlungslänge des Materials, in dem die Vielfachstreuung stattfindet. Abbildung 2.2 zeigt, wie θ definiert ist. Es lässt sich durch diese Definition die mittlere transversale Verschiebung des geladenen Teilchens berechnen durch $y = \tan(\theta_0) \cdot x$.

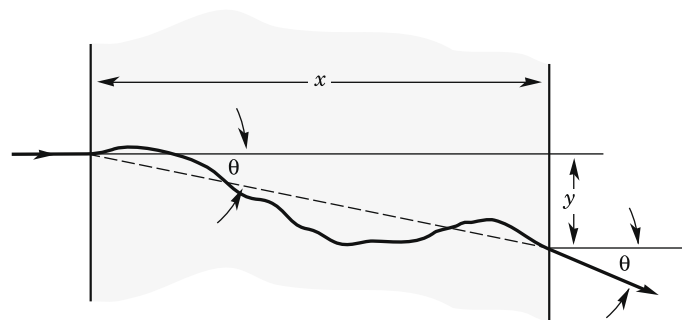


Abbildung 2.2: Skizze zur Definition des Streuwinkels θ . Die durchgezogene geschwängelte Linie repräsentiert die Trajektorie des geladenen Teilchens. Angepasst aus [9, Seite 72]

2.4 Halbleiter-Pixeldetektoren

Pixeldetektoren werden an Teilchenbeschleunigern verwendet, um die Trajektorien verschiedener subatomarer Teilchen zu rekonstruieren. Aus diesen kann man beispielsweise Rückschlüsse auf den Entstehungsort ziehen. Außerdem kann aus der Krümmung der Trajektorie von geladenen Teilchen in einem Magnetfeld deren Energie berechnet werden. Da ein Pixeldetektor nur einen Punkt auf der Trajektorie erfasst, werden meist mehrere Detektoren hintereinander aufgebaut.

2.4.1 Aufbau

Die Sensoren von Pixeldetektoren bestehen meistens aus dem Halbleiter Silizium. Er zeichnet sich durch seine geringe Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband von 1,12 eV aus und hat vier Valenzelektronen. Der Sensor eines Pixeldetektors ist meist wenige Zentimeter lang und breit, hat eine Dicke in der Größenordnung 100 μm und besteht aus einem dotierten „bulk“, dessen eine Seite zweidimensional segmentiert ist. Die Segmentierung erfolgt durch das Einfügen von rechteckigen oder quadratischen Bereichen meist mit entgegengesetzter Dotierung zum bulk. Ein möglicher prinzipieller Aufbau eines Siliziumsensors ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

Bei der Dotierung werden im Falle von Silizium Fremdatome mit drei Valenzelektronen, zum Beispiel Bor oder Aluminium, eingebracht. In den Bindungen zwischen den Fremdatomen und den Siliziumatomen fehlt also ein Elektron. Auf der anderen Seite liegt eine dünne Schicht mit starker n-Dotierung, das Silizium dazwischen ist schwach n-dotiert. Eine n-Dotierung bedeutet, dass Fremdatome mit fünf

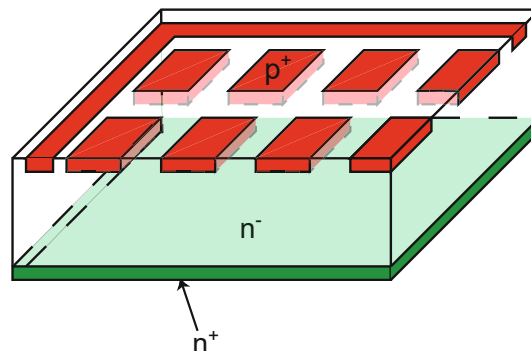


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Pixeldetektors. Angepasst aus [9, Seite 319].

Valenzelektronen eingebracht werden, wie zum Beispiel Phosphor oder Arsen. Pro Fremdatom gibt es also ein Valenzelektron, welches nicht an der Bindung zu den Siliziumatomen beteiligt ist.

Dadurch, dass p- und n-dotierte Bereiche in direktem Kontakt stehen, diffundieren Elektronen von der n-dotierten Seite in den p-dotierten Bereich hinein und rekombinieren mit den dort vorhandenen Löchern. Es entsteht eine sogenannte Raumladungszone, in der ein elektrisches Feld herrscht, welches dem Diffusionsstrom entgegen wirkt. Wird nun eine Spannung in Sperrrichtung, also mit positivem Potential an der n-dotierten Seite, angelegt, so wird das elektrische Feld in der Raumladungszone verstärkt und sie breitet sich aus, idealerweise über das gesamte Detektorvolumen.

Neben dem eigentlichen aktiven Sensor muss in einem Detektorchip auch die Ausleseelektronik Platz finden. Diese ist bei einem hybriden Detektor auf der segmentierten Seite des Sensors angebracht, bei monolithischen Detektoren direkt in das aktive Volumen integriert.

2.4.2 Signalentstehung und Ortsauflösung

Fliegt ein geladenes Teilchen durch den Sensor, so geht ein Teil der dort deponierten Energie in die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Aufgrund des elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen zur n-dotierten Seite und die Löcher zur p-dotierten Seite. Somit entsteht ein Stromsignal, welches in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt wird.

Ist die räumliche Ausbreitung der Wolke der Elektronen beziehungsweise Löcher beim Eintreffen auf der Elektrode klein gegenüber der Pixelgröße, kommt das Signal nur bei einem Pixel an. Der Mittelpunkt des Pixels wird dann als Ort des eintreffenden Teilchens angenommen. Bei quadratischen Pixeln beträgt der Abstand der Mittelpunkte der Pixel in beiden Dimensionen $a_x = a_y = a$. Der Messfehler Δ_x in einer Dimension ist die Differenz zwischen angenommener Koordinate x_a und realer Koordinate x : $\Delta_x = x_a - x$. Die Ortsauflösung in einer Dimension σ_x wird als Standardabweichung der Verteilung des Messfehlers definiert. Hier ist der Messfehler gleichverteilt, daraus folgt für die Ortsauflösung[9]:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \Delta_x^2 d(\Delta_x) = \frac{a^2}{12} \Rightarrow \sigma_x = \frac{a}{\sqrt{12}} \quad (2.5)$$

Wenn man nicht die genaue Ortsinformation benötigt, sondern nur wissen will, ob mindestens ein Pixel des gesamten Sensors oder in einem Bereich des Sensors einen Treffer registriert hat, kann bei

manchen Detektoren das sogenannte Hit-OR-Signal verwendet werden. Sobald ein Pixel einen Treffer registriert hat, wird dieses Signal (im Falle eines digitalen Signals) zum Beispiel auf 1 gesetzt und nach einer konfigurierbaren Zeit wieder auf 0. Diese Methode wird vor allem für schnelle Trigger verwendet, da die Registrierung und Verarbeitung dieses Signals wesentlich weniger Zeit in Anspruch nimmt als die Auslese und Verarbeitung der Signale jedes einzelnen Pixels.

Das Lohengrin-Experiment

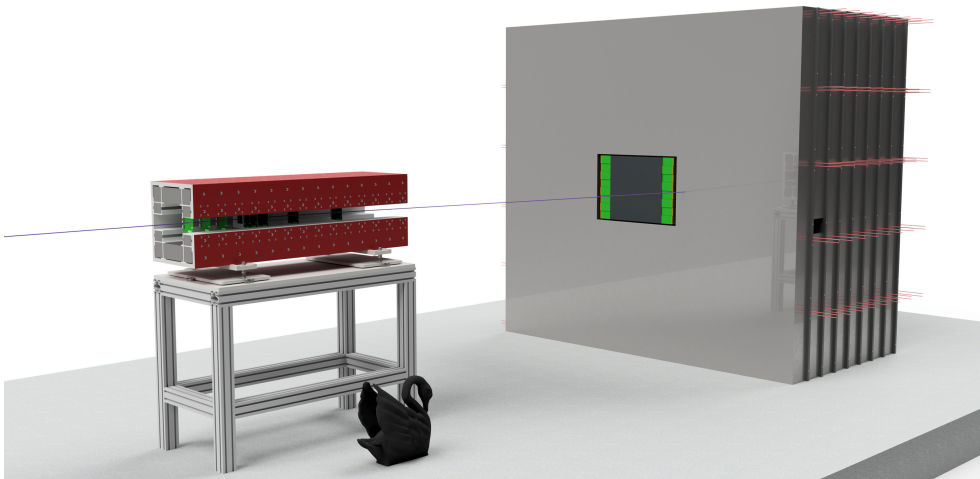


Abbildung 3.1: Geplanter Aufbau des Lohengrin-Experiments. Im Vordergrund die Tracker und das Target zwischen den Polschuhen des Magneten, im Hintergrund sind elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter zu sehen. Der blaue Strich repräsentiert den Elektronenstrahl.¹

Das Lohengrin-Experiment ist ein „fixed-target“ Experiment, das am Teilchenbeschleuniger ELSA in Bonn aufgebaut werden soll. Dabei soll ein Elektronenstrahl aus ELSA extrahiert und auf ein Wolfram-Target geschossen werden. Ein Tracker aus mehreren Silizium-Pixeldetektoren soll vor dem Target und einer dahinter platziert werden, die Tracker und das Target stehen in einem Magnetfeld, welches die Elektronen abhängig von ihrer Energie unterschiedlich stark ablenkt. Dahinter soll ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter aufgebaut werden. Ein Rendering des geplanten Aufbaus ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Das Experiment verfolgt einen „missing momentum“-Ansatz, es soll also nach Ereignissen gesucht werden, in denen der Gesamtimpuls aller registrierten Teilchen nach dem Target wesentlich geringer ist als der des einfallenden Elektrons. Ist die Anzahl dieser Ereignisse höher, als mithilfe des Standardmodells vorhergesagt werden kann, könnte das ein Hinweis darauf sein, dass bei der Kollision der Elektronen mit dem Target dunkle Photonen erzeugt wurden, die von

¹ Dankend erhalten von T. Schiffer

keinem Detektor direkt registriert werden können. Im Folgenden sollen die einzelnen Bestandteile des Experiments kurz erklärt werden.

3.1 Der Elektronenstrahl

Der Elektronenstrahl wird im Teilchenbeschleuniger ELSA erzeugt und hat eine maximale Energie von 3,2 GeV sowie eine geringe Energiegenauigkeit von 0,8 ‰. Ein weiterer Vorteil des Beschleunigers ist der resonante Extraktionsprozess, der es erlaubt, sehr wenige Elektronen pro Event zu extrahieren, was das Tracking vereinfacht. Es wird angenommen, dass ein Strahl mit einem gaußförmigen Strahlprofil mit einer Standardabweichung von $\sigma_x = 1$ mm und einer Divergenz von $\sigma'_x = 0,8$ mrad verwendet wird [10]. Ob dies die optimale Konfiguration ist, muss noch getestet werden.

3.2 Das Target

Als Target soll eine Wolfram-Folie mit einer Dicke von 10% der Strahlungslänge X_0 von Elektronen in Wolfram verwendet werden, diese beträgt $X_0 = 3,5$ mm [9]. Mit Gleichung 2.3 ergibt sich ein mittlerer Energieverlust von ungefähr 10%.

3.3 Die Tracker

Es sollen zwei Tracker aufgebaut werden. Der sogenannte Tagging-Tracker, der vor dem Target platziert ist, wird verwendet festzustellen, ob und wenn ja, wie viele Elektronen extrahiert wurden. Der Recoil-Tracker wird zur Vermessung der Trajektorie der Elektronen nach dem Target verwendet. Der Tagging-Tracker besteht voraussichtlich aus drei Detektor-Ebenen, der Recoil-Tracker aus sieben. Jede Ebene soll aus 2×2 monolithischen Pixeldetektoren mit einer Pixelgröße von $33,04 \times 33,04$ μm bestehen, welche ein schnelles Hit-OR-Signal zur Verfügung stellen können. Der genaue Aufbau ist hier aber auch noch nicht festgelegt. Um die Energie der Elektronen bestimmen zu können, befinden sich beide Tracker und das Target in einem Magnetfeld. Durch die Lorentzkraft wird die Trajektorie der Elektronen gekrümmt und aus dem Krümmungsradius kann der Transversalimpuls und daraus deren Energie berechnet werden.

3.4 Der Trigger

Um die Ausleserate des elektromagnetischen Kalorimeters (ECal) von etwa 100 MHz auf die Größenordnung von 1 MHz zu reduzieren, wird der Recoil-Tracker verwendet um zu selektieren, bei welchen Events das ECal ausgelesen werden soll. Da die meisten Elektronen nicht viel Energie im Target verlieren (siehe Abschnitt 3.2), kann das Herausfiltern dieser die Ausleserate des ECal stark verringern. Außerdem wird die Signalregion für das Lohengrin-Experiment voraussichtlich dadurch definiert, dass ein niederenergetisches Elektron im Endzustand vorhanden ist. Je geringer die Energie eines Elektrons, desto kleiner ist der Krümmungsradius der Trajektorie im Magnetfeld. Wird nun angenommen, dass die Elektronen ursprünglich in z-Richtung fliegen und hin zur positiven x-Achse abgelenkt werden, kann man für jede Ebene eine x-Koordinate festlegen, für die alle Elektronen, die bei einer größeren x-Koordinate auftreffen, den Trigger auslösen. In Abbildung 3.2 ist dargestellt, wie viele Elektronen unterhalb einer bestimmten Energieschwelle in verschiedenen Bereichen eines Detektors aufkommen im

Verhältnis zu Elektronen oberhalb dieser Energieschwelle. Daran lässt sich erkennen, dass der Großteil der niederenergetischen Elektronen in einem Bereich oberhalb von ungefähr $x = 0,5$ cm auf den Detektor trifft. Der x -Wert könnte dann als Bedingung für eine Trigger-Logik verwendet werden.

Idealerweise führt das Festlegen einer solchen Logik zu einer stufenförmigen Effizienzkurve in Abhängigkeit der Energie. Das bedeutet, dass unterhalb einer bestimmten Energieschwelle alle Elektronen den Trigger auslösen und oberhalb kein Elektron den Trigger auslöst. In der Praxis wird dies unter anderem aufgrund von Auflösungseffekten nicht erreicht.

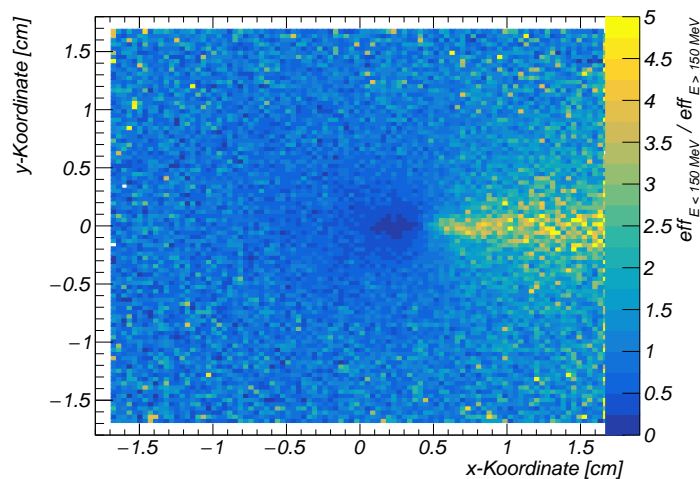


Abbildung 3.2: Dieses Histogramm zeigt, wo Elektronen mit Energien unterhalb von 150 MeV im Vergleich zu Elektronen mit Energien oberhalb davon auf einer Tracking-Ebene 7 cm hinter dem Target auftreffen, wenn sie vorher ungefähr in z -Richtung fliegen und von einem Magnetfeld von 0,9 T in positive x -Richtung abgelenkt werden.

3.5 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter werden benötigt um die Energie von Teilchen im Endzustand zu messen, die keine Spuren im Recoil-Tracker hinterlassen. Ein Elektron kann im Target auch durch harte Bremsstrahlung viel Energie verlieren und würde im Recoil-Tracker nicht von einem Elektron unterschieden werden können, welches dunkle Bremsstrahlung ausgesendet hätte. Mit dem ECal werden Photonen der Standardmodell-Bremsstrahlung detektiert, sodass harte Bremsstrahlung von dunkler Bremsstrahlung unterschieden werden kann.

Das hadronische Kalorimeter kann neutrale Hadronen und Myonen detektieren, welche auch im Target entstehen können und durch deren Erzeugung die Elektronen ebenfalls viel Energie verlieren.

Simulation

Es soll die Effizienz des Triggers in einer Simulation untersucht werden, damit der spätere Aufbau des Experiments optimiert werden kann. Dazu wird in der Simulationssoftware ExPIORA der Recoil-Tracker des Lohengrin-Experiments innerhalb eines Magnetfelds vereinfacht simuliert und es werden Elektronen in einem bestimmten Energieintervall in einen festgelegten Raumwinkel in Richtung des Trackers geschossen.

4.1 Simulationssoftware ExPIORA

Das Simulationsframework ExPIORA wurde von der CBELSA/TAPS-Kollaboration an der Uni Bonn entwickelt und für verschiedene Experimente angepasst. ExPIORA kombiniert die Simulationssoftware GEANT4 mit dem Analyseframework ROOT. GEANT4 benutzt Monte-Carlo-Methoden um den Durchgang von Teilchen durch Materie zu simulieren.

ExPIORA ist in C++ geschrieben und jeder funktionale Teil der Simulation ist in einer eigenen C++ Datei (auch Plugin genannt) beschrieben. Das Aufrufen und die Konfiguration der Plugins erfolgt über XML-Dateien, was den Vorteil hat, dass das komplette Programm nach Änderung einzelner Parameter nicht neu kompiliert werden muss[11]. Auflistung 4.1 zeigt beispielhaft die Konfiguration eines Plugins, welches in der ersten Zeile aufgerufen wird. Darunter werden verschiedenen Attributen ihre Werte beziehungsweise Eigenschaften zugeordnet.

```
1 <BTVirtualMCGeometryManager
2 name="BTVirtualMCGeometryManager"
3 debug="2"
4 worldsize="1000"
5 worldmedium="Vacuum"
6 standalone="${Geometry_Standalone}"
7 />
8
```

Listing 4.1: Beispiel für die Konfiguration eines Plugins mit XML. Die Eigenschaft „worldmedium“ dieses Plugins legt fest, welches Medium sich zwischen den Tracking-Ebenen befindet.

Es wurde ein Plugin geschrieben, das für jedes Event und jedes Teilchen, welches in dem Event entsteht, der Orts- und Impulsvektor, die PDGID und die Event-ID am jeweiligen Entstehungsort und an

jeder getroffenen Tracking-Ebene in einen ROOT-Tree geschrieben wird. Die Daten können mithilfe eines C++ Skriptes eingelesen und für eine Analyse verwendet werden.

4.2 Elektronenkanone

In der Simulation wurde kein Elektronenstrahl auf ein Target geschossen, sondern an der geplanten Stelle des Targets Elektronen mit verschiedenen Energien in einen bestimmten Raumwinkelbereich ausgesendet. Das hat den Vorteil, dass alle Interaktionen und die dabei entstehenden Sekundärteilchen im Target nicht berechnet werden müssen. Die für diese Arbeit verwendete Konfiguration der Elektronenkanone war folgende:

- Entstehungsort aller Elektronen im Koordinatensystem der Simulation: $\vec{r} = (0, 0, 200)^T$.
- Die Energie E der Elektronen ist gleichverteilt mit $E \in [5, 300]$ MeV.
- Die Polarwinkel θ und Azimutwinkel ϕ des Impulsvektors der Elektronen am Ursprung sind beide gleichverteilt mit $\theta \in [0, \pi/4]$ und $\phi \in [0, 2\pi]$. Hierbei liegt die z-Achse bei $\theta = 0$ und die positive x-Achse bei $\theta = \pi/2, \phi = 0$.

Die Elektronen werden also in ein kegelförmiges Raumwinkelelement um die z-Achse mit einem Öffnungswinkel von 90° emittiert. Die Einstellung der Parameter der Elektronenkanone wird in ExPIORA mit folgendem Code vorgenommen:

```

1 <BTVirtualMCElectronBeamGenerator
2 electronradiatorposition="(-0.0,0,200.0)"
3 electronradiatorthickness="0"
4 generatedparticlecontainer="generatedparticles"
5 usepolarcoordinates="true"
6 electronbeamdivergencephi="180 * TMath::DegToRad() * 1000"
7 electronbeamdivergencetheta="45 * TMath::DegToRad() * 1000">
8 <BTNumberGeneratorFormula
9 name="Energy"
10 formula="1.0/(2*({EnergyDeviation}))"
11 min="{ElectronBeamEnergy}-1*({EnergyDeviation}"
12 max="{ElectronBeamEnergy}+1*({EnergyDeviation})" />
13
14 <CBTFlag
15 name="ElectronBeamEnergy"
16 value="152.5"
17 overwrite="false" />
18 <CBTFlag
19 name="EnergyDeviation"
20 value="147.5"
21 overwrite="false" />
22

```

Listing 4.2: Konfiguration der Elektronenkanone in ExPIORA. Die Einträge unter „electronbeamdivergence“ definieren den Raumwinkelbereich, in den die Elektronen emittiert werden. Außerdem wird mit den Werten von „ElectronBeamEnergy“ und „EnergyDeviation“ eine Gleichverteilung der Energie im Bereich 5 bis 300 MeV definiert.

Es wurde eine Gleichverteilung der Energie und von θ und ϕ eingestellt, weil die Trigger-Effizienz als Funktion des Impulses der Elektronen bestimmt werden soll. In weiterführenden Schritten kann diese dann mit einer beliebigen anderen Verteilung gefaltet werden um die Effizienz für das Signal und den Untergrund zu bestimmen.

Anhand der Orts- und Impulsinformationen, die am Entstehungsort jedes Teilchens herausgeschrieben werden, kann man überprüfen, ob die Elektronenenergie und die beiden Winkel θ und ϕ wirklich gleichverteilt sind und ob die eingestellten Wertebereiche stimmen. Dazu werden aus den Impulsdaten der Primärelektronen die jeweiligen Winkel in Kugelkoordinaten sowie mithilfe der Elektronenmasse die Energien ausgerechnet und in Histogrammen dargestellt. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen, stimmen alle Verteilungen und Bereiche mit den in der XML-Datei eingestellten Werten überein.

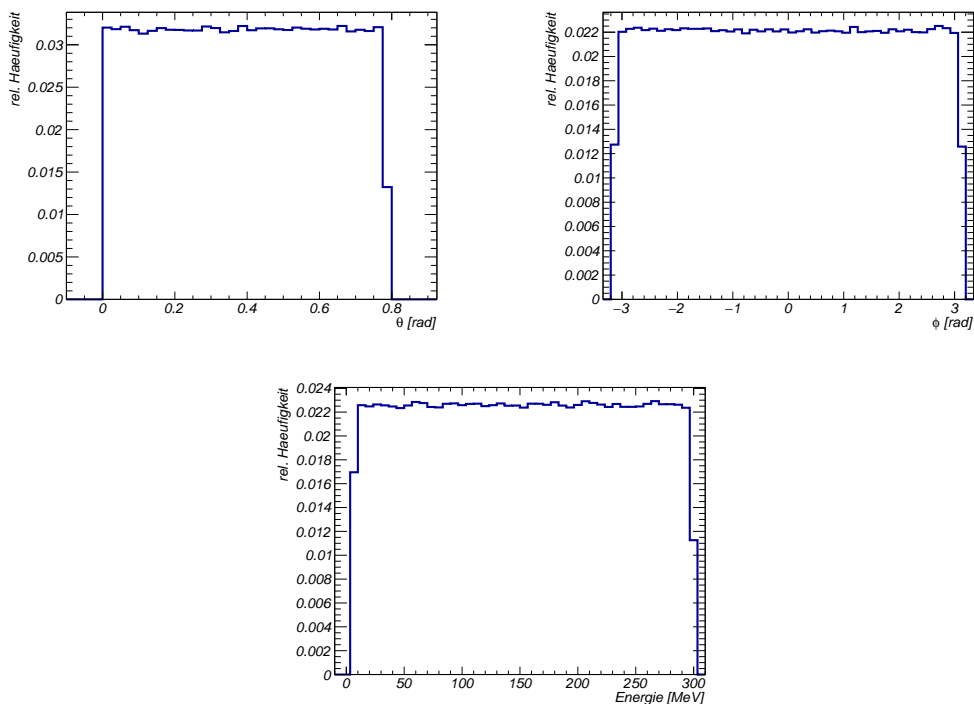


Abbildung 4.1: Winkel- und Energieverteilungen der mit der Elektronenkanone erzeugten Elektronen. Die Histogramme sind auf die Gesamtanzahl der Elektronen normiert.

4.3 Recoil-Tracker

In der Simulation besteht der Recoil-Tracker aus fünf Ebenen. Jede Ebene besteht aus einer Schicht Silizium mit einer Breite und Höhe von 3,38 cm. Sie ist in 33,04 μm hohe und breite Pixel aufgeteilt, es befinden sich also 1024 Pixel in jeder Zeile und Spalte. Das entspricht einer möglichen experimentellen Konfiguration von 2×2 Pixeldetektoren mit 512 Pixeln derselben Größe. Auf der Rückseite jeder Siliziumschicht befindet sich noch eine 1 mm dicke Schicht aus Polyethylen um eine Platine mit Ausleseelektronik zu simulieren. Allerdings sollte der Einfluss dieser Schicht auf die Trajektorie der

Elektronen aufgrund der Strahlungslänge von $X_0 = 50,30$ cm (aus [12, Seite 140]) vernachlässigbar sein. Die Ebenen befinden sich jeweils 1; 3; 4,5; 7 und 15 cm hinter dem Target. In Abbildung 4.2 sind die einzelnen Tracking-Ebenen zu sehen, wie sie in der Simulation eingebaut wurden.

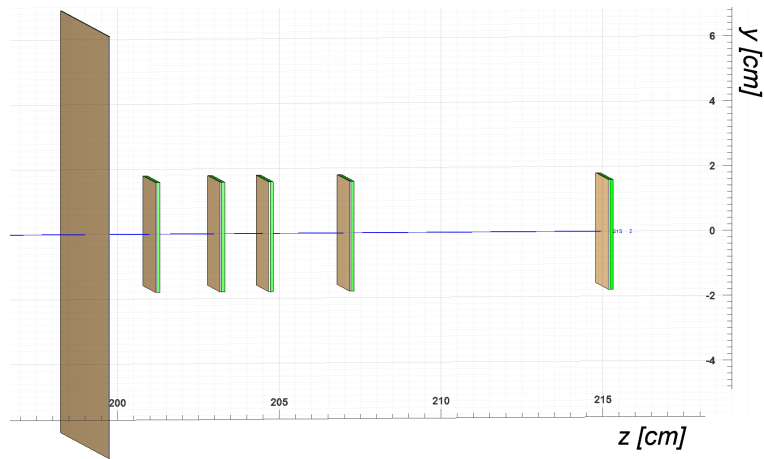


Abbildung 4.2: Schematische Abbildung der fünf Tracking-Ebenen, wie sie in der Simulation verwendet wurden. Man erkennt die 1 mm dicke Polyethylen-Schicht in grün hinter der bräunlich dargestellten Siliziumschicht. Die Elektronen entstehen auf der blauen Linie bei $z = 200$. Die große Ebene ist das für diese Simulation nicht benötigte und deshalb nach hinten verschobene Target.

Der Code in Listing 4.3 zeigt, wie die Parameter einer Tracking-Ebene in einer XML-Datei konfiguriert werden.

```

1 <BTDetectorGeometryCrudePixelDetector
2   debug="0"
3   name="SiTest7"
4   positionz="0"
5   detector="silicon_0_A_v"
6   elements="1048576"
7   nrows="1024"
8   ncols="1024"
9   pixelthickness="0.045"
10  fillerthickness="0.1"
11  pixelwidth="0.003304"
12  pixellength="0.003304"
13  origin="(0,0,201.0)"
14  material="Silicon"
15  fillermaterial="Polyethylene"
16 />
17

```

Listing 4.3: Festgelegte Parameter für die erste Tracking-Ebene nach der Elektronenkanone (erkennbar am Eintrag für „origin“). Der Eintrag unter „detector“ legt fest, unter welchem Namen andere Plugins dieses Objekt aufrufen können.

4.4 Magnetfeld und Umgebungsmedium

Das Magnetfeld, in dem die Elektronenkanone und der Recoil-Tracker stehen, ist homogen und hat eine Flussdichte von 0,9 T. Das Magnetfeld und der physische Magnet an sich sind in der Simulation in zwei verschiedene Plugins beschrieben, beide Elemente können also unabhängig voneinander konfiguriert werden. Der Magnet in der Simulation ist komplett geschlossen wohingegen im Experiment ein Magnet mit einer Lücke auf der Seite, zu der die Elektronen abgelenkt werden, geplant ist (siehe Abbildung 3.1). Da aufgrund dieser Lücke nahezu keine Elektronen auf den Magneten treffen sollten, wurde für diese Arbeit der Magnet nicht simuliert, sondern nur das Magnetfeld mit einbezogen. In Abbildung 4.3 ist das Simulations-Setup noch einmal etwas detaillierter zu sehen. An der Farbe der Pfeile erkennt man qualitativ die Homogenität des Magnetfeldes im Bereich des Trackers.

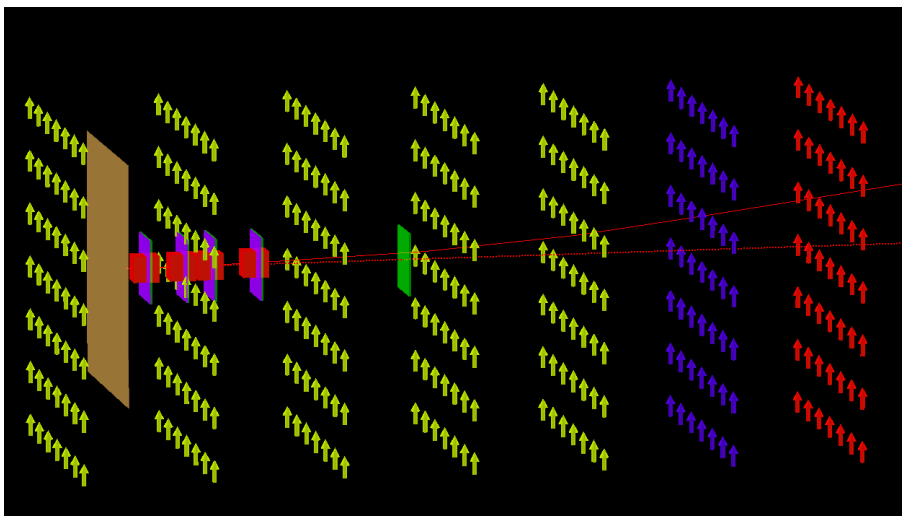


Abbildung 4.3: Ansicht des Event-Displays von ExPIORA. Die Pfeile repräsentieren das Magnetfeld im Bereich des Trackers, deren Farbe ist abhängig von der Flussdichte. Die Trajektorie des Elektrons, das in dem aktuellen Event generiert wurde, ist als rote durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die Trajektorie des Elektrons ohne Magnetfeld. Die roten Boxen zeigen digitalisierte Treffer auf den Tracking-Ebenen an.

Ergebnisse

Mit der im vorherigen Kapitel beschriebenen Simulation kann die Auswirkung verschiedener Konfigurationen auf die Trigger-Effizienz untersucht werden. Im Idealfall würden in dem Experiment Elektronen mit derselben Energie exakt die gleiche Trajektorie beschreiben und somit der Verlauf der Trigger-Effizienz in Abhängigkeit der Energie eine Stufenfunktion sein (siehe auch Abschnitt 3.4). Allerdings führen Interaktionen der Elektronen mit dem Target, dem Detektormaterial und eventuell der Luft zwischen diesen Bauteilen zu einer Veränderung der Trajektorie. Je nach Stärke dieser Änderung können auch Elektronen mit einer Energie unterhalb der gewünschten Schwelle eine solche Trajektorie beschreiben, dass sie den Trigger nicht auslösen und andersherum Elektronen über dieser Energieschwelle so fliegen, dass sie den Trigger auslösen.

In den folgenden Abschnitten wird für verschiedene Szenarien die Trigger-Effizienz einmal für ein kleines Intervall von θ in Abhängigkeit der Energie der Elektronen und einmal in einem festgelegten Energie-Intervall in Abhängigkeit der Winkel θ und ϕ verglichen. Generell ist die Trigger-Effizienz der Anteil der Elektronen mit bestimmten Eigenschaften, der den Trigger auslöst, an der Gesamtanzahl der Elektronen mit diesen Eigenschaften. Um die Trigger-Effizienz in Abhängigkeit der Energie darzustellen, wird wie folgt vorgegangen:

1. Die Energien aller Elektronen in dem gewünschten θ -Intervall werden in ein eindimensionales Histogramm geschrieben.
2. Die Energien aller Elektronen im selben θ -Intervall, welche zusätzlich den Trigger auslösen, werden in ein zweites eindimensionales Histogramm geschrieben.
3. Um die Effizienz auszurechnen, werden alle Einträge im zweiten Histogramm durch die entsprechenden Einträge im ersten Histogramm geteilt. Dazu wird die ROOT-Methode `BayesDivide` der Klasse `TGraphAsymmErrors` benutzt, die asymmetrische Fehler auf die Einträge des resultierenden Histogramms ausrechnet und dabei berücksichtigt, dass die Effizienz immer zwischen 0 und 1 liegen muss.

Die Herangehensweise zur Darstellung der Trigger-Effizienz in Abhängigkeit von θ und ϕ ist ähnlich, allerdings werden zweidimensionale Histogramme verwendet. Ein Elektron löst den Trigger aus, wenn es folgende Logik erfüllt:

- Das Elektron trifft die erste Tracking-Ebene bei einer beliebigen Koordinate.

UND

- Das Elektron trifft die zweite Tracking-Ebene bei $x > 1,99$ mm

ODER

- Das Elektron trifft die dritte Tracking-Ebene bei $x > 2,3$ mm

ODER

- Das Elektron trifft die vierte Tracking-Ebene bei $x > 3,1$ mm

5.1 Einfluss des Umgebungsmediums

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des Mediums, welches das Target und den Recoil-Tracker umgibt, auf die Trigger-Effizienz untersucht werden. Es soll verglichen werden, wie stark sich die Trigger-Effizienz zwischen Luft und Vakuum als Umgebungsmedium unterscheidet und ob es deswegen sinnvoll oder sogar notwendig wäre, diesen Teil des Experimentes zu evakuieren. Wie in Auflistung 4.1 bereits gezeigt, kann das Umgebungsmedium in der Simulation durch Ändern der Eigenschaft „worldmedium“ des Objekts „BTVirtualMCGeometryManager“ geändert werden. Es lassen sich verschiedene Materialien auswählen, darunter „Vacuum“, „Air“ oder „Carbon“, die für diese Arbeit verwendet wurden. Dabei wird Kohlenstoff als Medium nur für akademische Zwecke verwendet. Die Dicke der Siliziumschicht Detektoren ist für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei jeder Simulation 50 μ m.

Man kann die Strahlungslänge X_0 , das daraus errechnete Verhältnis der Elektronenenergie vor und nach der im Medium zurückgelegten Strecke $E(x)/E_0$ (siehe Abschnitt 3.2), und die Größe θ_0 als Maß für die Auswirkung des gewählten Mediums auf die Trigger-Effizienz heranziehen. In Tabelle 5.1 werden diese drei Größen für alle in der Simulation verwendeten Medien dargestellt und zusätzlich die durch das jeweilige Medium zurückgelegte Strecke x . Dabei wurden die Daten für die Strahlungslänge für Luft, Kohlenstoff (Graphit) und Silizium aus [9, S. 65] übernommen. Die maximale insgesamt zurückgelegte Strecke der Elektronen bevor die zweite Bedingung der Trigger-Logik erfüllt wird, wird mit $x_{ges} = 7$ cm angenommen, da die vierte Tracking-Ebene diesen Abstand von der Elektronenkanone hat. Die tatsächlich von den Elektronen zurückgelegte Strecke kann durch die gekrümmte Trajektorie und die unterschiedlichen Winkel, unter denen diese ausgesendet werden, größer als diese angenommene Strecke sein. Es wird angenommen, dass Vielfachstreuung in der vierten Ebene sich nicht mehr auf die Trigger-Effizienz auswirkt.

Die zurückgelegte Strecke durch das Umgebungsmedium ergibt sich aus der Gesamtstrecke x_{ges} abzüglich der drei innerhalb dieser Strecke stehenden Tracking-Ebenen zu $x = 6,685$ cm. Außerdem müssen auch die durch die beiden Detektormaterialien Silizium und Polyethylen zurückgelegten Strecken und die jeweiligen Strahlungslängen bei den Berechnungen berücksichtigt werden.

Die mittlere transversale Verschiebung $y = \tan(\theta_0) \cdot x$ (siehe Abschnitt 2.3.3) der Elektronen, wenn sie an der vierten Detektorschicht auftreffen, kann abgeschätzt werden, in dem eine mittlere Strahlungslänge des gesamten Materials X_{ges} , das die Elektronen durchqueren, berechnet wird:

Tabelle 5.1: Strahlungslänge X_0 , Verhältnis von Energie nach durchqueren des Mediums zur Anfangsenergie und Standardabweichung der Winkelverteilung θ_0 für alle in der Simulation verwendeten Medien.

	Vakuum	Luft	Kohlenstoff (Graphit)	Silizium	Polyethylen
X_0 [cm]	$\rightarrow \infty$	30 423	19,30	9,36	50,30
x [cm]	6,685	6,685	6,685	0,015	0,3
$E(x)/E_0$	≈ 1	0,9998	0,7072	0,9979	0,998
θ_0 [rad]	≈ 0	$4,28 \cdot 10^{-5}$	$2,40 \cdot 10^{-3}$	$1,29 \cdot 10^{-4}$	$2,64 \cdot 10^{-4}$

$$\frac{x_{ges}}{X_{ges}} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{X_i} \quad (5.1)$$

Dabei ist x_{ges} die gesamte bis zur vierten Ebene zurückgelegte Strecke, wird also mit 7 cm angenommen. Außerdem sind x_i und X_i die Gesamtdicken und Strahlungslängen der i von den Elektronen durchquerten unterschiedlichen Materialien.

Es ergeben sich daraus folgende Werte für X_{ges} für die drei Konfigurationen:

$$X_{ges, \text{Vakuum}} = 925,10 \text{ cm} ; \quad X_{ges, \text{Luft}} = 898,99 \text{ cm} ; \quad X_{ges, \text{Kohlenstoff}} = 19,78 \text{ cm} \quad (5.2)$$

Berechnet man damit den Winkel θ_0 ergeben sich daraus folgende Werte für y :

$$y_{\text{Vakuum}} = 21,07 \text{ } \mu\text{m} ; \quad y_{\text{Luft}} = 21,42 \text{ } \mu\text{m} ; \quad y_{\text{Kohlenstoff}} = 170,10 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.3)$$

Die energieabhängige Trigger-Effizienz für $\theta < 0,02$ rad ist für alle drei Konfigurationen des Umgebungsmediums in Abbildung 5.1 zu sehen.

Generell sieht der Verlauf der Trigger-Effizienz in Abhängigkeit der Energie aus wie erwartet. In einem Bereich von ungefähr 15 bis 150 MeV (auch Plateu-Region genannt) ist die Effizienz konstant bei 1, nahezu alle Elektronen in diesem Energiebereich lösen also den Trigger aus. Oberhalb von 150 MeV fällt die Effizienz innerhalb eines Intervalls von ungefähr 100 MeV fast auf 0. Der sehr steile Abfall der Effizienz unterhalb von 15 MeV ist damit zu erklären, dass sehr niederenergetische Elektronen im Magnetfeld so stark abgelenkt werden, dass sie an der ersten und/oder zweiten Ebene vorbei fliegen und somit die Mindestanzahl von zwei Bedingungen der Trigger-Logik nicht erfüllen.

Man erkennt zwischen Luft und Vakuum als Medium kaum einen Unterschied im Verlauf der Trigger-Effizienz. Das zeigt sich auch in Abbildung 5.2, in der das Verhältnis der Effizienz in Luft zu der im Vakuum dargestellt ist. Vor allem in der Plateu-Region sind beide Kurven fast identisch. Bei höheren Energien schwankt das Verhältnis um 1 herum, die Fehler sind hier aber auch deutlich größer aufgrund der geringeren Statistik in diesem Bereich.

Für die Plateu-Region wird in Abbildung 5.3 die Effizienz in Abhängigkeit der Winkel θ und ϕ aufgetragen. Die generelle Struktur der Histogramme lässt sich durch die quadratischen Detektoren erklären. Beispielsweise werden für $\theta \approx 0,5$ rad nur noch die Ecken der Detektoren getroffen. Aber auch nur die Ecken mit positiven x-Koordinaten (also bei $\phi = \pm\pi/4$) sind auch in einem Bereich, in dem auftreffende Elektronen den Trigger auslösen. Deshalb gibt es nur dort auch Bereiche hoher Trigger-Effizienz. Man erkennt auch in diesen Abbildungen kaum einen Unterschied zwischen Vakuum und Luft, allerdings einen deutlichen zu Kohlenstoff. Dort liegt die maximale Effizienz nur noch im

Kapitel 5 Ergebnisse

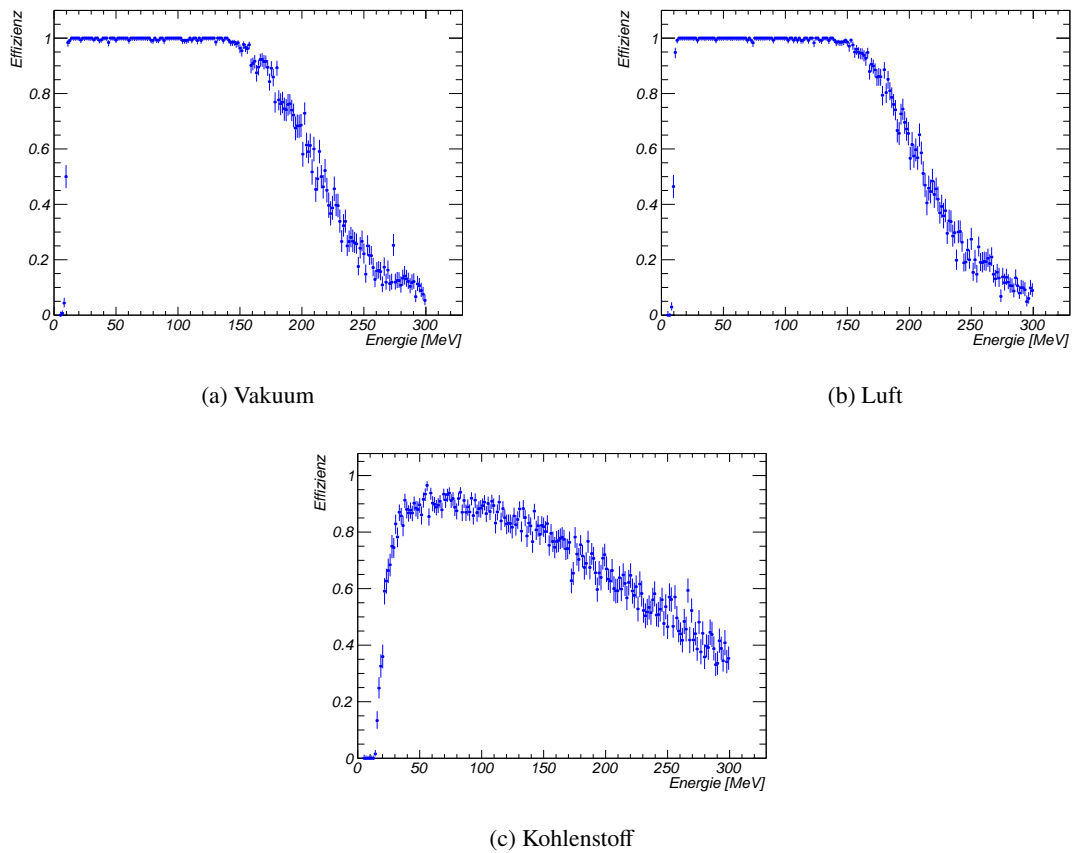


Abbildung 5.1: Energieabhängige Trigger-Effizienz für $\theta < 0,02$ rad für drei verschiedene Umgebungsmedien.

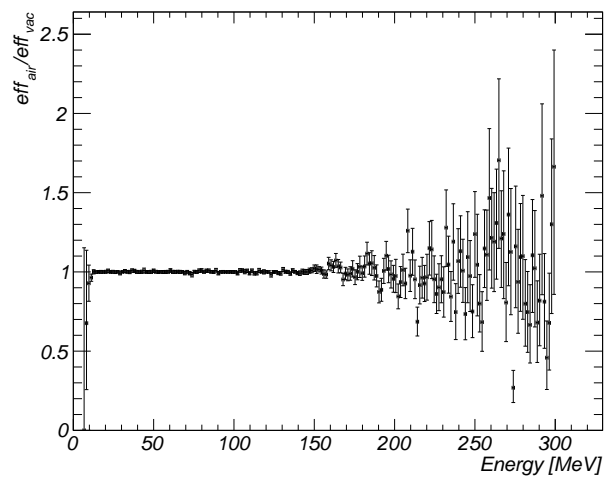


Abbildung 5.2: Verhältnis der Trigger-Effizienz in Luft zu der Effizienz im Vakuum.

Bereich 80-90% und fällt zu größeren Werten von θ und ϕ hin stärker ab als bei Vakuum oder Luft.

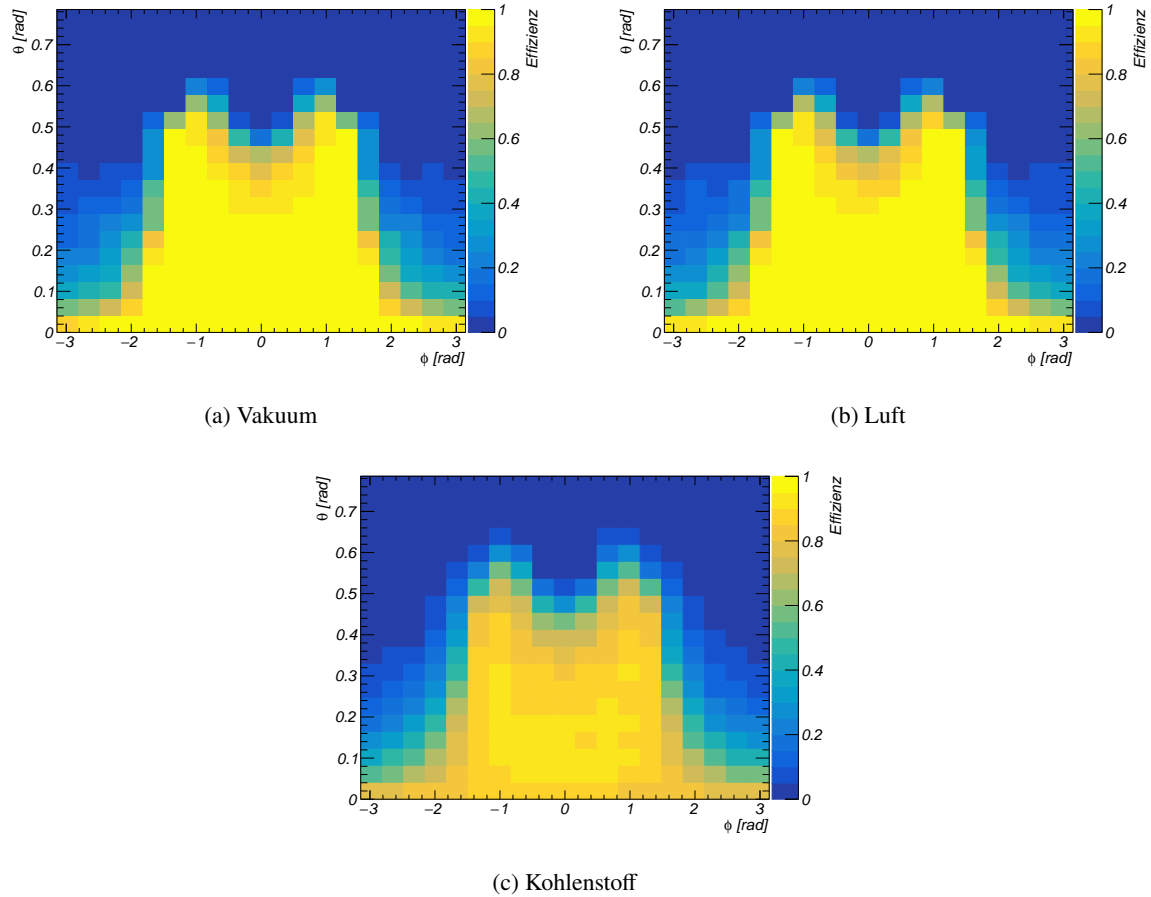


Abbildung 5.3: Winkelabhängige Trigger-Effizienz für $15 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ für drei verschiedene Umgebungsmedien.

Das Aussehen der Histogramme deckt sich mit den Erwartungen aus den berechneten Werten in Tabelle 5.1. Besonders die mittlere transversale Verschiebung kann hier verglichen werden. Sind die Elektronen bei der vierten Tracking-Ebene im Abstand von 7 cm zum Target angekommen, sind sie im Falle von Kohlenstoff als Umgebungsmedium im Mittel um ungefähr $y = 170 \mu\text{m}$ transversal zur ursprünglichen Flugrichtung verschoben. Diese Strecke ist etwa fünfmal größer als die Länge und Breite eines Pixels von $33,04 \mu\text{m}$ und könnte daher dazu führen, dass Elektronen, die im Vakuum aufgrund ihrer Energie in einem Bereich des Detektors aufgetroffen wären, welcher den Trigger auslöst, nun nicht mehr in diesem Bereich auftreten. Bei Luft als Umgebungsmedium beträgt diese mittlere Verschiebung allerdings nur etwa $y = 21 \mu\text{m}$, was kaum mehr als bei Vakuum ist und auch unter der Größe eines Pixels liegt. Deshalb macht es für die Trigger-Effizienz kaum einen Unterschied, ob die Tracker in Luft oder im Vakuum aufgestellt sind.

5.2 Dicke der Detektoren

Silizium als Detektormaterial ist wesentlich dichter als Luft und dadurch ist dessen Strahlungslänge mit $X_0 = 9,36$ cm deutlich kleiner als die von Luft. Allerdings ist die gesamte von den Elektronen durch Silizium zurückgelegte Strecke auch um ein vielfaches kleiner als die durch Luft. Es sollen drei unterschiedliche Dicken untersucht werden, einmal $50 \mu\text{m}$, was eine optimistische Annahme für die Dicke von monolithischen Pixeldetektoren darstellt[9, Seite 348]. Eine konservativere Annahme für einen monolithischen Pixeldetektor wäre eine Dicke von $100 \mu\text{m}$. Der Sensor eines hybriden Pixeldetektors kann eine Dicke von bis zu $450 \mu\text{m}$ haben. In allen Simulationen wurde Vakuum als Umgebungsmedium eingestellt, damit die Ergebnisse vergleichbar sind und alle Interaktionen von Elektronen mit Materie ausschließlich in Silizium stattfinden.

In Tabelle 5.2 sind die gesamte durch Silizium zurückgelegte Strecke x , das Verhältnis der Energie nach Durchqueren dieser Strecke zur Energie davor ($E(x)/E_0$), und θ_0 für die drei Dicken d aufgetragen. Dabei ist $x = 3 \cdot d$ mit der Annahme, dass maximal drei Detektoren durchquert werden bevor der Trigger ausgelöst wird.

Tabelle 5.2: Gesamte durch Silizium zurückgelegte Strecke x , Verhältnis der Energie nach durchqueren dieser Strecke zur Energie davor $E(x)/E_0$ und Standardabweichung des Streuwinkels θ_0 für drei unterschiedliche Dicken der Detektoren.

	$d = 50 \mu\text{m}$	$d = 100 \mu\text{m}$	$d = 450 \mu\text{m}$
x [cm]	0,015	0,03	0,135
$E(x)/E_0$	0,998	0,997	0,986
θ_0 [rad]	$1,29 \cdot 10^{-4}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$	$4,28 \cdot 10^{-4}$

Dazu sollten in jeder Berechnung noch die Schichten von Polyethylen beachtet werden, für die die Werte in Tabelle 5.1 schon aufgeführt sind. Für die gesamte Strahlungslänge X_{ges} ergibt sich für die einzelnen Konfigurationen:

$$X_{ges, 50 \mu\text{m}} = 925,10 \text{ cm} ; \quad X_{ges, 100 \mu\text{m}} = 763,41 \text{ cm} ; \quad y_{ges, 450 \mu\text{m}} = 343,35 \text{ cm} \quad (5.4)$$

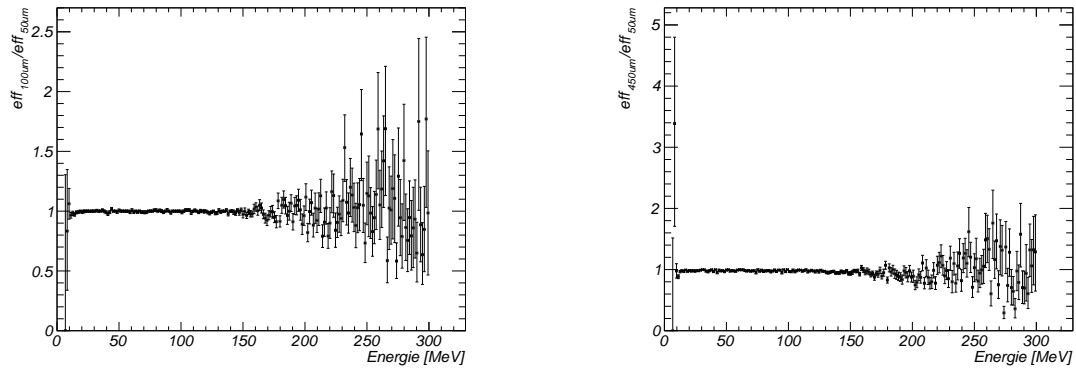
Es ergeben sich folgende Werte für die mittlere transversale Verschiebung an der letzten Detektorschicht:

$$y_{50 \mu\text{m}} = 21,07 \mu\text{m} ; \quad y_{100 \mu\text{m}} = 23,38 \mu\text{m} ; \quad y_{450 \mu\text{m}} = 36,19 \mu\text{m} \quad (5.5)$$

In Abbildung 5.4 sind die Verhältnisse der energieabhängigen Trigger-Effizienzen für $d = 100 \mu\text{m}$ und $d = 450 \mu\text{m}$ zu der für $d = 50 \mu\text{m}$ dargestellt. Bis auf einen Ausreißer bei 5.4(b) haben beide einen ähnlichen Verlauf, sind also in der Plateau-Region konstant bei 1 und schwanken für größere Energien ähnlich stark um 1.

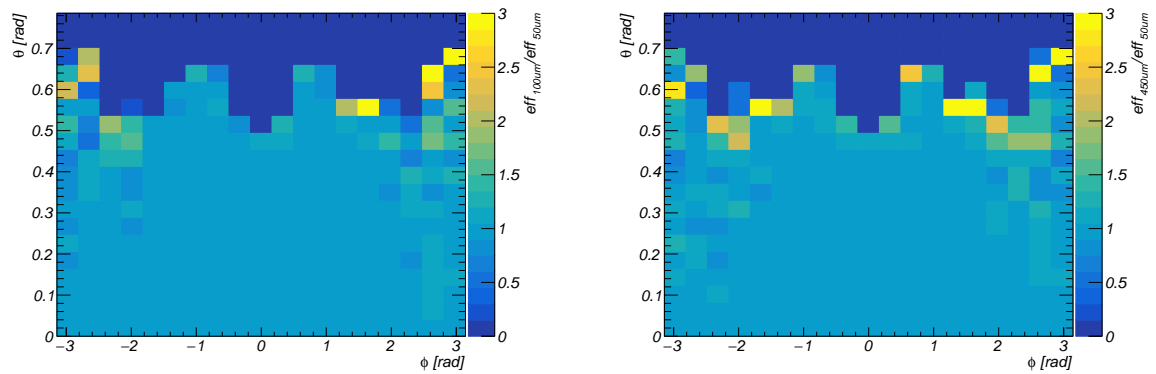
Ähnlich sieht es bei den winkelabhängigen Darstellungen in Abbildung 5.5 aus. Dort ist das Verhältnis im Bereich hoher Effizienzen nahe bei 1, in den Bereichen abfallender Effizienz schwankt das Verhältnis. Eine kleine Auffälligkeit ist, dass bei hohen θ -Winkeln die Effizienzen bei den jeweils dickeren Detektorschichten teilweise deutlich über den Effizienzen für $d = 50 \mu\text{m}$ liegt. Allerdings ist in diesen Bereichen die Effizienz generell so klein, dass sie in Abbildung (im Anhang) nicht von 0 zu unterscheiden sind.

Die Ähnlichkeit der Verhältnis-Histogramme sowohl in der energieabhängigen als auch in der winkelabhängigen Darstellung spiegelt die Ähnlichkeit der Werte in Tabelle 5.2 wieder. Die Elektronen



(a) Verhältnis der energieabhängigen Effizienz von $d = 100 \mu\text{m}$ zu $d = 50 \mu\text{m}$. (b) Verhältnis der energieabhängigen Effizienz von $d = 450 \mu\text{m}$ zu $d = 50 \mu\text{m}$.

Abbildung 5.4: Verhältnis der energieabhängigen Trigger-Effizienzen für $\theta < 0,02 \text{ rad}$ für drei unterschiedliche Detektor-Dicken d .



(a) Verhältnis der winkelabhängigen Effizienz von $d = 100 \mu\text{m}$ zu $d = 50 \mu\text{m}$. (b) Verhältnis der winkelabhängigen Effizienz von $d = 450 \mu\text{m}$ zu $d = 50 \mu\text{m}$.

Abbildung 5.5: Verhältnis der winkelabhängigen Trigger-Effizienzen für $15 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ für drei unterschiedliche Detektor-Dicken d .

verlieren selbst in den dicksten Detektoren im Mittel nicht einmal 2% ihrer Energie und haben bei der vierten Tracking-Ebene eine mittlere transversale Verschiebung, die knapp über der Breite eines Pixels liegt. Deshalb scheint im Bezug auf die Trigger-Effizienz auch die Dicke der Detektoren in dieser Größenordnung noch keinen großen Unterschied zu machen.

Fazit

In der Simulationssoftware ExPIORA wurde der geplante Recoil-Tracker des Lohengrin-Experiments inklusive Magnetfeld vereinfacht nachgestellt und Elektronen mit gleichverteilter Energie und gleichverteilten Winkeln θ und ϕ in Richtung des Trackers geschossen. Orts- und Impulsinformationen der Elektronen wurden am Entstehungsort und an jeder Tracking-Ebene herausgeschrieben. Eine simple Trigger-Logik wurde implementiert, welche Elektronen mit einer Energie unter 150 MeV registrieren soll. Dazu wird ausgenutzt, dass Elektronen in dem Magnetfeld mit niedrigerer Energie stärker abgelenkt werden und somit die Detektoren immer weiter außen treffen. Die Fähigkeit dieses Triggers, möglichst viele der Elektronen unter 150 MeV zu registrieren und gleichzeitig möglichst alle Elektronen oberhalb dieser Energieschwelle nicht zu registrieren, sollte in Abhängigkeit des Umgebungsmediums des Trackers und der Dicke der Siliziumschicht der Detektoren untersucht werden. Vor allem sollte die Frage beantwortet werden, ob der Tracker in Luft stehen kann oder dieser Teil des Experiments evakuiert werden muss um eine akzeptable Leistungsfähigkeit des Triggers zu erreichen. Es konnte gezeigt werden, dass sowohl im Vakuum als auch in Luft nahezu alle Elektronen in einem Bereich von ungefähr 15 MeV bis 150 MeV vom Trigger registriert werden, wenn sie in einem θ -Intervall von 0 bis 0,02 rad ausgesendet werden. Der Abfall der Effizienz über 150 MeV passiert in beiden Medien ebenfalls in etwa gleich schnell. Auch zwischen den untersuchten Dicken der Siliziumschicht der Detektoren ist kein signifikanter Unterschied im Verlauf der Trigger-Effizienz festzustellen. Die Ergebnisse decken sich mit den Erwartungen durch die ausgerechneten Werte für die Standardabweichung des Streuwinkels θ_0 und der mittleren transversalen Verschiebung der Elektronen durch Vielfachstreuung in den jeweiligen Materialien.

Es wurden viele Vereinfachungen sowohl bei der Berechnung der genannten Werte als auch bei der Simulation gemacht. Beispiele wären eine vereinfachte Annahme für den Aufbau der Detektoren in der Simulation sowie der nicht berücksichtigte physische Magnet. Nach allen zur Verfügung stehenden Kenntnissen verändern diese Annahmen aber nichts an der generellen Aussagekraft der Ergebnisse.

Literatur

- [1] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, (1933),
URL: <https://doi.org/10.5169/seals-110267> (siehe S. 1).
- [2] T. Åkesson u. a., *Light Dark Matter eXperiment (LDMX)*, (2018),
URL: <https://arxiv.org/abs/1808.05219> (besucht am 23. 07. 2024) (siehe S. 1, 3).
- [3] MissMJ und Cush, *Standardmodell der Elementarteilchen*, 2010,
URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg (besucht am 18. 07. 2024)
(siehe S. 2).
- [4] X. Fan u. a., *Measurement of the Electron Magnetic Moment*, Physical Review Letters (2023),
URL: <https://arxiv.org/abs/2209.13084> (besucht am 20. 07. 2024) (siehe S. 2).
- [5] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physical Review Letters (2012),
URL: <https://arxiv.org/abs/1207.7214> (besucht am 20. 07. 2024) (siehe S. 2).
- [6] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne*, Springer Spektrum, 2014, ISBN: 978-3-642-37821-8
(siehe S. 3).
- [7] J. de Swart, G. Bertone und J. van Dongen, *How Dark Matter Came to Matter*, (2017),
URL: <https://arxiv.org/abs/1703.00013> (besucht am 14. 08. 2024) (siehe S. 3).
- [8] J. Alexander u. a., *Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report*, (2016),
URL: <https://arxiv.org/abs/1608.08632> (besucht am 15. 08. 2024) (siehe S. 3).
- [9] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer Spektrum, 2016,
ISBN: 978-3-662-45349-0 (siehe S. 4–6, 9, 17, 21).
- [10] N. Heurich,
Die externe Strahlführung für Detektortests X3ED an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA,
Doktorarbeit: Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2017,
URL: <https://hdl.handle.net/20.500.11811/7310> (siehe S. 9).
- [11] J.-E. Heinrichs, *A First Simulation Study for a Light Dark Matter Experiment at ELSA*,
Magisterarb.: Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2020,
URL: <https://www.pi.uni-bonn.de/desch/de/ergebnisse/dateien/t00000119.pdf>
(siehe S. 11).

- [12] R. Workman u. a., *Review of Particle Physics*, 2022,
URL: <https://inspirehep.net/literature/2106994> (besucht am 07.08.2024)
(siehe S. 14).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik. [3]	2
2.2	Skizze zur Definition des Streuwinkels θ . Die durchgezogene geschlängelte Linie repräsentiert die Trajektorie des geladenen Teilchens. Angepasst aus [9, Seite 72]	5
2.3	Schematischer Aufbau eines Pixeldetektors. Angepasst aus [9, Seite 319].	6
3.1	Geplanter Aufbau des Lohengrin-Experiments.	8
3.2	Dieses Histogramm zeigt, wo Elektronen mit Energien unterhalb von 150 MeV im Vergleich zu Elektronen mit Energien oberhalb davon auf einer Tracking-Ebene 7 cm hinter dem Target auftreffen, wenn sie vorher ungefähr in z-Richtung fliegen und von einem Magnetfeld von 0,9 T in positive x-Richtung abgelenkt werden.	10
4.1	Winkel- und Energieverteilungen der mit der Elektronenkanone erzeugten Elektronen. Die Histogramme sind auf die Gesamtanzahl der Elektronen normiert.	13
4.2	Schematische Abbildung der fünf Tracking-Ebenen, wie sie in der Simulation verwendet wurden. Man erkennt die 1 mm dicke Polyethylen-Schicht in grün hinter der bräunlich dargestellten Siliziumschicht. Die Elektronen entstehen auf der blauen Linie bei $z = 200$. Die große Ebene ist das für diese Simulation nicht benötigte und deshalb nach hinten verschobene Target.	14
4.3	Ansicht des Event-Displays von ExPIORA. Die Pfeile repräsentieren das Magnetfeld im Bereich des Trackers, deren Farbe ist abhängig von der Flussdichte. Die Trajektorie des Elektrons, das in dem aktuellen Event generiert wurde, ist als rote durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die Trajektorie des Elektrons ohne Magnetfeld. Die roten Boxen zeigen digitalisierte Treffer auf den Tracking-Ebenen an.	15
5.1	Energieabhängige Trigger-Effizienz für $\theta < 0,02$ rad für drei verschiedene Umgebungsmedien.	19
5.2	Verhältnis der Trigger-Effizienz in Luft zu der Effizienz im Vakuum.	19
5.3	Winkelabhängige Trigger-Effizienz für $15 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ für drei verschiedene Umgebungsmedien.	20
5.4	Verhältnis der energieabhängigen Trigger-Effizienzen für $\theta < 0,02$ rad für drei unterschiedliche Detektor-Dicken d	22
5.5	Verhältnis der winkelabhängigen Trigger-Effizienzen für $15 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ für drei unterschiedliche Detektor-Dicken d	22

Tabellenverzeichnis

5.1	Strahlungslänge X_0 , Verhältnis von Energie nach durchqueren des Mediums zur Anfangsenergie und Standardabweichung der Winkelverteilung θ_0 für alle in der Simulation verwendeten Medien.	18
5.2	Gesamte durch Silizium zurückgelegte Strecke x , Verhältnis der Energie nach durchqueren dieser Strecke zur Energie davor $E(x)/E_0$ und Standardabweichung des Streuwinkels θ_0 für drei unterschiedliche Dicken der Detektoren.	21