

Bachelor's Thesis

Testanalyse von Pixel-Detektoren für ATLAS upgrade

Test beam analysis of pixel detector for the ATLAS upgrade

prepared by

Moritz Habbaba

from Ehringshausen

at the II. Physikalischen Institut

Thesis number: II.Physik-UniGö-BSc-2018/08

Thesis period: 2nd April 2018 until 16th July 2018

First referee: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Second referee: Priv.Doiz. Dr. Jörn Große-Knetter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell und der ATLAS Detektor	1
1.1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.1.2	Der ATLAS Detektor	3
1.1.3	Siliziumpixeldetektoren	6
1.2	Teststrahlexperimente	10
1.2.1	Aufbau und Funktion	10
2	EUTelescope und Allpix²	13
2.1	Allpix ²	13
2.2	EUTelescope	15
2.2.1	Prozessoren	15
2.3	GBLFitter	17
2.3.1	Funktionsweise	17
3	Testen des GBLFitters mit Monte-Carlo-Ereignissen	21
3.1	Motivation	21
3.2	Testen der Upstream- und Downstream-Triplets	21
3.2.1	Vorgehensweise	21
3.2.2	Leistung für unterschiedliche Parameterwerte	22
3.3	Testen des Triplet-Matchings	25
3.3.1	Vorgehensweise	25
3.3.2	Leistung für unterschiedliche Parameterwerte	25

1 Einleitung

1.1 Das Standardmodell und der ATLAS Detektor

1.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM)[1–4] beschreibt den momentanen Stand des Wissens über alle bekannten Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen. Seit der Formulierung des SM in den 1970er Jahren stimmen alle vollzogenen Präzisionsmessungen im Rahmen der statistischen Genauigkeit mit den Vorhersagen des SM überein. Beginnend von unterschiedlichen Theorien für die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung, wurde das SM zu einer vereinheitlichten Quantenfeldtheorie basierend auf einer lokalen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichsymmetrie weiterentwickelt.

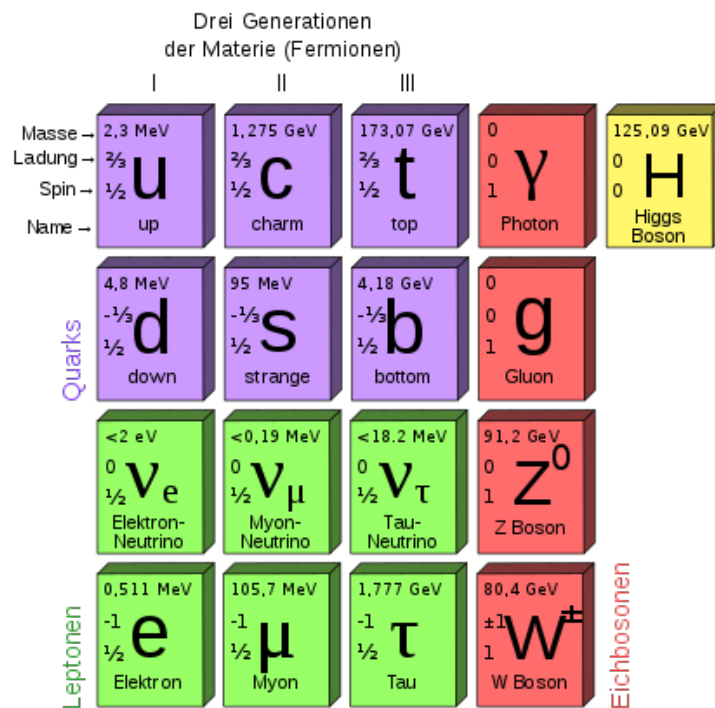


Abb. 1.1: Elementarteilchen des SM. Die Werte der Massen stammen aus [5].

1 Einleitung

Das SM beinhaltet 17 Teilchen und ihrer zugehörigen Antiteilchen. Diese werden in Fermionen (mit halbzahligem Spin) und Bosonen (ganzzahliger Spin) unterteilt. In Abbildung 1.1 werden alle Teilchen des SM inklusive ihrer zugehörigen Massen, Spins und elektrischen Ladungen aufgeführt. Dabei sind Eichbosonen Spin-1-Teilchen, die drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen der Natur vermitteln. Die Gravitation ist nicht im SM vertreten, kann aber aufgrund der geringen Massenskala der Elementarteilchen vernachlässigt werden. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch das masselose Photon (γ) vermittelt. Dabei koppelt es an die elektrische Ladung der Elementarteilchen. Die massiven Eichbosonen W^\pm und Z^0 übermitteln dagegen die schwache Wechselwirkung, während die starke Wechselwirkung mittels acht masseloser Gluonen (g) vermittelt wird. Diese acht Gluonen besitzen dabei jeweils eine der acht möglichen Kombinationen von Farb- und Antifarbladungskombinationen. Das Higgsboson, welches erst 2012 experimentell nachgewiesen wurde, ist das einzige Spin-0-Teilchen im SM. Der Nachweis des Higgsbosons [6, 7] stärkt dabei die Hypothese des Higgsmechanismus [8, 9], welcher als mögliche Erklärung der elektroschwachen Symmetriebrechung und des Erlangens von Masse postuliert wurde.

Die Fermionen sind in Leptonen und Quarks unterteilt. Diese sind zudem in drei Generationen gruppiert, welche sich in all ihren Eigenschaften nur durch ihre Masse unterscheiden. Die hohe Masse der Elementarteilchen der zweiten und dritten Generation erklärt ihre Instabilität und die damit verbundene kurze Lebensdauer. Die Teilchen der ersten Generation sind dagegen stabil und formen die alltägliche Materie.

Abhängig von ihren charakteristischen Eigenschaften wechselwirken unterschiedliche Elementarteilchen über unterschiedliche Kräfte. Dabei wechselwirken alle Elementarteilchen über die schwache Wechselwirkung. Nur Teilchen, die über eine elektrische Ladung Q verfügen, wechselwirken über die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Stärke der Wechselwirkung ist dabei von der Höhe der Ladung abhängig. So besitzen geladene Leptonen die Ladung $Q = -1$, während Quarks die Ladung $Q = +\frac{2}{3}$ oder $Q = -\frac{1}{3}$ besitzen. Dagegen wechselwirken nur Teilchen über die starke Wechselwirkung miteinander, die über eine von drei Farbladungen verfügen. Diese Eigenschaft trifft nur auf die Quarks und Gluonen zu. Da hadronische Materie jedoch farblich neutral geladen ist, müssen sich Quarks zu eben solchen Zuständen zusammenschließen. Diese Zustände sind entweder baryonisch (drei Quarks mit unterschiedlichen Farbladungen) oder mesonisch (Quark-Antiquark-Zustände).

1.1.2 Der ATLAS Detektor

Der ATLAS Detektor [10] ist der größte Detektor am Large Hadron Collider (LHC) und befindet sich an der Europäischen Organisation für Kernforschung (CERN) in der Nähe von Genf. Er besitzt dabei eine Länge von 44 m, einen Durchmesser von 25 m und eine Masse von etwa 7000 t. Wie in Abbildung 1.2 zu erkennen ist, besteht der ATLAS Detektor aus mehreren Schichten von Spurdetektoren, Kalorimetern und Myondetektoren. Zusammen mit den Magnet- und Trigger-Systemen ist er damit in der Lage den hohen Teilchenstrom zu bewältigen, der durch die Proton-Proton-Kollisionen innerhalb des LHC entsteht.

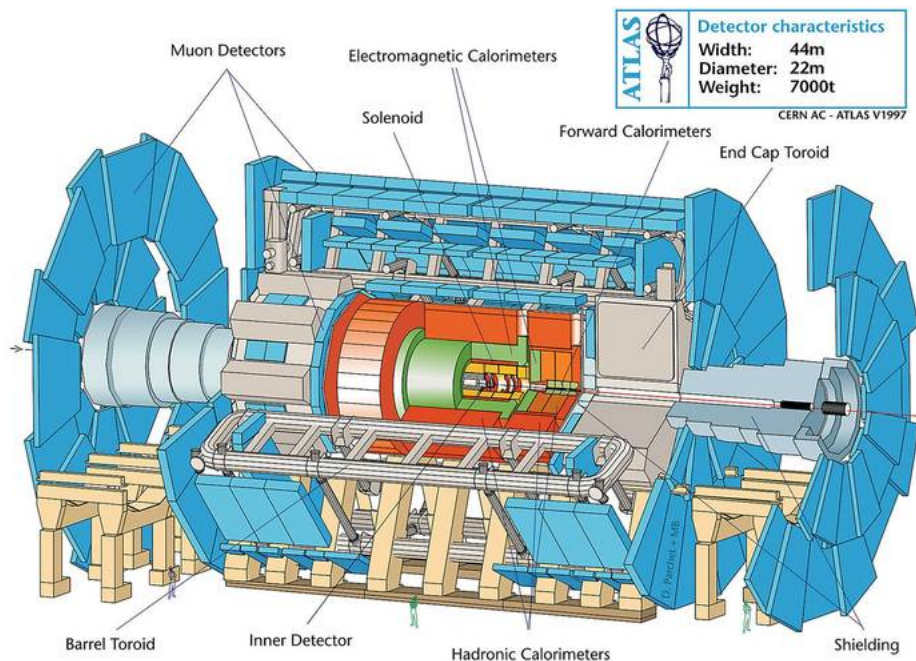


Abb. 1.2: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors. Copyright: ATLAS Experiment © 2018 CERN

1.1.2.1 Myondetektor

Das Myonspektrometer [10] ist der äußerste Teil des ATLAS Detektors und nur Myonen und Neutrinos können diesen Bereich erreichen. Alle anderen bekannten Teilchen werden in den Kalorimetern gestoppt. Die genaue Wirkung des Myonspektrometers basiert auf den durch die supraleitenden Torroidmagnete abgelenkten Myontrajektorien. Diese erreichen magnetische Feldstärken zwischen 0.5 T und 3.5 T. Innerhalb der Myonkammer existieren vier verschiedene Typen von Detektoren. Detektoren, die zum Triggern genutzt werden, müssen eine hohe Zeitauflösung aufweisen. Detektoren, die dagegen für genaue

1 Einleitung

Spurmessungen genutzt werden sind dagegen für eine hohe räumliche Auflösung ausgelegt, da sie die im Magnetfeld entstehende Krümmung der Myontrajektorien bestimmen sollen. Zudem werden für Bereiche mit besonders hohem Teilchenfluss, wie beispielsweise der Bereich in der Nähe des Strahls, wieder andere Detektoren benötigt, die diesen hohen Teilchenfluss bewältigen können.

Für die zentrale Region (Pseudorapidity $|\eta| < 1.05$) werden Widerstandsplattenkammern (RPC, von englisch Resistive Plate Chamber) benutzt. Diese bestehen aus fein segmentierten parallelen Elektrodenplatten, die ein Gasvolumen einschließen. Sie nutzen die im Gas durch geladene Teilchen entstehenden Schauer um eine zeitliche Auflösung von 1,5 ns zu erreichen. In den äußeren Regionen ($1.05 < |\eta| < 2.7$) werden dagegen Vieldrahtkammern verwendet. Diese können zwar mit dem höheren Teilchenfluss in diesen Bereichen besser zurechtkommen, haben dagegen aber nur eine zeitliche Auflösung von 4 ns. Hauptsächlich werden diese beiden Detektorarten zwar zum Triggern verwendet. Sie liefern allerdings zusätzlich auch einen Teil der Spurinformatiön.

Für die detaillierte Spurmessung werden dagegen, wie schon bereits erwähnt, andere Detektoren verwendet. Im zentralen Bereich ($|\eta| < 2.0$) werden Driftkammern verwendet, welche eine räumliche Auflösung von 25 μm erreichen. Im äußeren Bereich ($2.0 < |\eta| < 2.7$) werden dagegen Vieldrahtkammern mit Kathodenstreifen verwendet, welche dagegen nur eine räumliche Auflösung von 40 μm besitzen.

1.1.2.2 Kalorimeter

Das Kalorimetersystem misst die in ihm deponierte Energie und ist in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil unterteilt. Der elektromagnetische Teil misst dabei die Energie der Teilchen, die hauptsächlich über die elektromagnetische Wechselwirkung mit ihrer Umgebung interagieren. Um dagegen die Energie der Teilchen zu messen, die hauptsächlich über die starke Wechselwirkung mit Materie interagieren, wird das hadronische Kalorimeter verwendet. Im ATLAS Detektor sind beide Teile Sampling-Kalorimeter, welche aus aktivem und passivem Material bestehen, weshalb die räumliche Ausdehnung des Detektors in diesem Bereich eingeschränkt werden kann. Das passive Material muss eine hohe Dichte vorweisen, damit die hochenergetischen Teilchen eine Kaskade von Sekundärteilchen auslösen. Diese Sekundärteilchen werden anschließend im Kalorimetermaterial absorbiert, wodurch ihre Energie deponiert wird und im aktiven Material gemessen werden kann. Damit die Gesamtenergie des ursprünglichen Teilchens vollständig gemessen werden kann, muss der Schauer vollständig innerhalb des Kalorimeters enthalten sein. Zudem muss eine möglichst hohe Energieauflösung vorhanden sein.

Das elektromagnetische Kalorimeter, welches die Energie von Elektronen und Photonen misst, befindet sich in der Pseudorapitiätsregion $|\eta| < 3.2$. Photonen erzeugen keine Treffer in den Spurdetektoren, weswegen ihre Flugrichtung nur durch den Eintreffpunkt im Kalorimeter bestimmt werden kann, weswegen der innerste Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters sehr fein segmentiert ist, um Präzisionsmessungen der Bahnkrümmungen zu ermöglichen. Als aktives Material wird im elektromagnetischen Kalorimeter flüssiges Argon verwendet, welches schnell ausgelesen werden kann und eine hohe Resistenz gegenüber Strahlungsschäden besitzt. Als Absorber wird dagegen Blei verwendet. Das hadronische Kalorimeter misst dagegen die Energie von allen Hadronen, weißt jedoch unterschiedliche Kompositionen für unterschiedliche Bereiche auf. Das Plattenkalorimeter im Bereich $|\eta| < 1.7$ benutzt Stahl als Absorber und Plastikszintillatorplatten als aktives Material. Im Bereich hoher Pseudorapidiät ($1.5 < |\eta| < 3.2$) dagegen wird wieder flüssiges Argon als aktives Material genutzt. Im Gegensatz zum elektromagnetischen Kalorimeter wird hier jedoch Kupfer als Absorber genutzt. In noch höheren Pseudorapidiätsregionen ($3.1 < |\eta| < 4.9$) wird jedoch dichtes Wolfram als Absorber verwendet.

1.1.2.3 Spurdetektoren

Mit einer Länge von 6.2 m und einem Durchmesser von 2.1 m ist der Inner Detector (ID) der innerste Teil des ATLAS Detektors. Er ist umgeben von einem 2 T starken Magnetfeld, erzeugt vom zentralen Solenoid. Um den hohen Teilchenfluss in dieser Nähe vom Kollisionspunkt bewältigen zu können und dennoch eine hohe Impuls- und Vertexpauflösung zu ermöglichen, werden besonders fein granuliert Detektoren in diesem Bereich des ATLAS Detektors benötigt. Die größten Herausforderungen für den ID sind dabei die hohe Teilchenrate und die damit verbundenen Strahlenschäden, welche weitere Anforderungen an das verwendete Sensormaterial und die Ausleseelektronik stellen. Der ID ist unterteilt in drei Unterdetektoren, welche alle möglichst widerstandsfähig und kosteneffektiv sein müssen. Zudem müssen sie aus so wenig Material wie möglich bestehen, um die Energiebestimmung in den Kalorimetern nicht zu beeinflussen. Zu große Strukturen oder Materialien, die eine zu hohe Dichte aufweisen, würden anderweitig zum Deponieren von Energie in Bereichen des Detektors führen, die nicht dazu ausgelegt sind diese Energie zu messen. Dadurch würde sich die Ungenauigkeit in der Energiebestimmung der Teilchen erhöhen. Der äußerste Teil ist ein Übergangsstrahlungsspurdetektor (TRT, von eng. Transition Radiation Tracker), welcher aus etwa 300000 Röhrchen gefüllt mit einem auf Xenon basierenden Gasgemisch und eingebettet in passiven Material besteht. Das TRT hat dabei eine räumliche Auflösung von 130 μm . Das TRT kann dabei nicht nur für

1 Einleitung

Spurmessungen verwendet werden, sondern auch zur Elektronidentifizierung. Elektronen emittieren beim Übergang von aktiven zu passiven Material in hoher Rate Photonen, die in den Röhren gemessen werden können.

Der zweite Teildetektor des ID ist der Halbleiter-Spurdetektor (SCT, von eng. Semiconductor Tracker). Jedes Modul des SCT besteht aus zwei Schichten einseitiger p-in-n Sensoren, welche gegeneinander um einen Winkel von 40 mrad rotiert sind, um zweidimensionale Trefferinformationen zu erhalten. Die daraus resultierende räumliche Auflösung ist 16 μm in $R\phi$ -Richtung und 580 μm in Z-Richtung.

Der innerste Teil des ID ist der ATLAS-Pixeldetektor, welcher für Spur- und Vertexrekonstruktion benötigt wird. Die räumliche Auflösung des Pixeldetektors ist 12 μm in $R\phi$ -Richtung und 90 μm in Z-Richtung.

1.1.3 Siliziumpixeldetektoren

Siliziumpixeldetektoren werden benutzt als hochauflösende Teilchenspurdetektoren in der Hochenergiephysik. Sie können schnell genug ausgelesen werden, um mit den Anforderungen in diesem Bereich mithalten zu können und sind zudem mechanisch stabil genug, ohne dabei einen zu großen Materialaufwand zu benötigen, was für gute Vertexrekonstruktion benötigt wird.

1.1.3.1 Interaktionen von Teilchen mit Materie

Teilchen verhalten sich unterschiedlich, wenn sie Materie durchlaufen. Abhängig von den Eigenschaften des Teilchens, wie elektrische Ladung, Masse oder Energie, verändert sich dieses Verhalten. Die genaueren Vorgänge werden im folgendem aufgezeigt.

Geladene Teilchen in Materie Dringt ein geladenes Teilchen weit oberhalb der Elektronenmasse $M \gg m_e$ in ein Material ein, so ist der Hauptprozess, über den das Teilchen seine Energie im Material deponiert, die Ionisation. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke ist beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel [11, 12]

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right\},$$

wobei r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, N_A die Avogadrozahl, I das mittlere Anregungspotenzial, Z die Ordnungszahl des absorbierenden Materials, A die Atommassenzahl des absorbierenden Materials, z die Ladung des eindringenden Teilchens in Einheiten von e , δ die Dichtekorrektur, C die Hüllkorrektur und W_{max} den maximalen

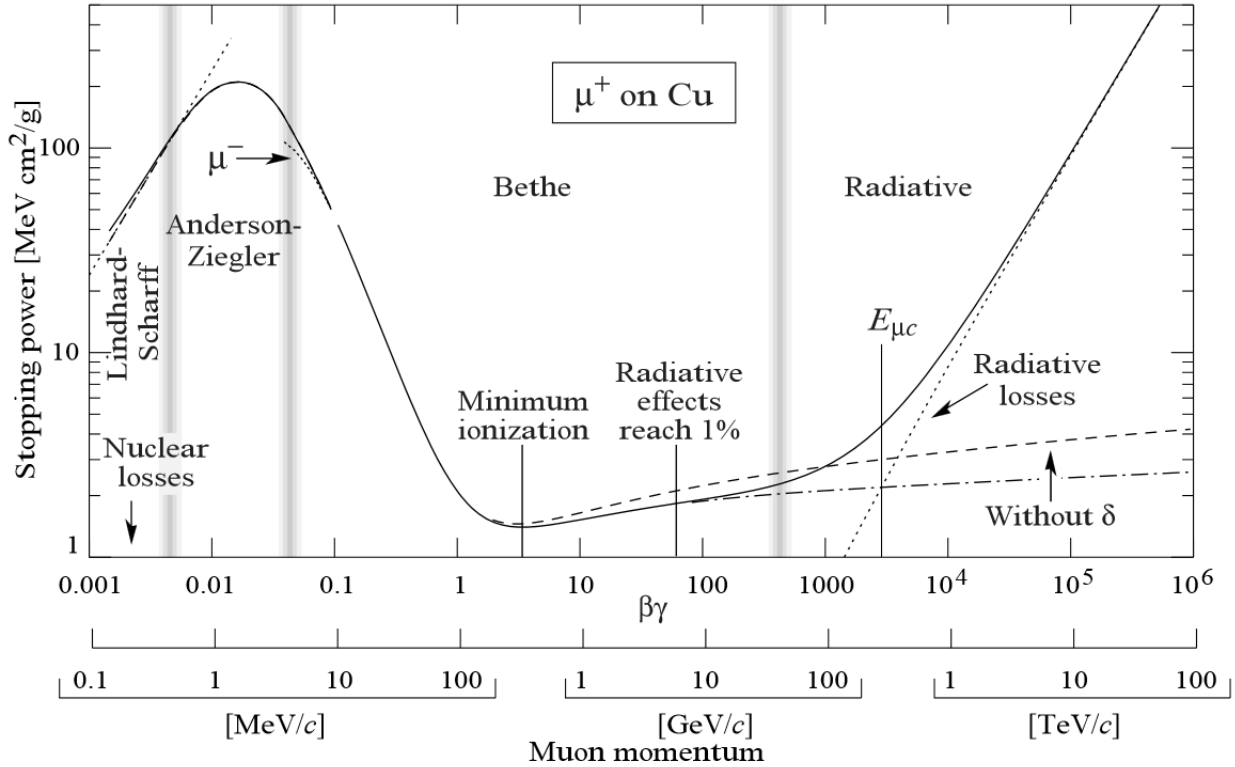


Abb. 1.3: Stopping power ($=\langle\frac{dE}{dx}\rangle$) für positive Myonen in Kupfer als Funktion von $\beta\gamma = p/Mc$ [5].

Energietransfer darstellt. Nach Konvention wird der mittlere Energieverlust hinsichtlich der Dichte ρ des absorbierenden Materials normiert.

Die Abhängigkeit von $\langle\frac{dE}{dx}\rangle$ von $\beta\gamma$ wird in Abbildung 1.3 dargestellt. Für $\beta\gamma < 0,1$ wird der mittlere Energieverlust durch andere Prozesse als Ionisation dominiert. Nachdem Maximum wird das Verhalten von $\langle\frac{dE}{dx}\rangle$ bis zum Minimum bei $\beta\gamma = 3,5$ durch den $1/\beta^2$ -Term beschrieben. Teilchen, die diesen minimalen Energieverlust von $\langle\frac{dE}{dx}\rangle \approx 1,5 \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}}$ erleiden, werden minimal ionisierende Teilchen (MIP, von eng minimum ionising particle) genannt. Der langsame Anstieg nach dem Minimum ist proportional zu $\ln(\beta\gamma)$.

Die Bethe-Bloch-Formel nimmt an, dass die ionisierenden Teilchen viel größere Masse als die Hüllelektronen des absorbierenden Materials besitzen. Für Elektronen sind daher Modifikationen notwendig.

Zudem muss für Elektronen ein zusätzlicher Beitrag durch Bremsstrahlung berücksichtigt werden. Diese elektromagnetische Strahlung wird emittiert, wenn ein Elektron am elektromagnetischen Feld eines Nukleus gestreut wird. Für Elektronen mit hoher Energie ist Bremsstrahlung der dominierende Grund für Energieverlust in Materie. Dieser ist

1 Einleitung

proportional zur Energie des eindringenden Teilchens und wird beschrieben durch

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = \frac{E}{X_0}.$$

Die Proportionalitätskonstante ist nur vom Absorbtionsmaterial abhängig und heißt Strahlungslänge X_0 . Sie beschreibt die mittlere Länge, über die ein hochenergetisches Elektron $\frac{1}{e}$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert.

Mehrfachstreuung Ein geladenes Teilchen, welches in Materie eindringt, streut elastisch mit mehreren Atomkernen. Diese Vielfachstreuung beeinflusst ebenfalls die Effizienz eines Detektors. Die Winkelverteilung von Streuprozessen wird durch die Rutherfordformel [13] beschrieben. Der totale Streuwinkel θ nach dem Durchdringen einer Materialschicht der Dicke l ist gegeben durch die Summe der einzelnen unabhängigen Streuungen. Dies kann durch eine Gauß'sche Verteilung mit Mittelwert 0° angenähert werden. Die Standardabweichung dieser Verteilung ist dann gegeben durch

$$\sigma_\theta \approx \frac{13,6\text{MeV}}{pv} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \quad (1.1)$$

mit dem Impuls p und der Geschwindigkeit v des geladenen Teilchens und der Strahlungslänge X_0 . Besonders für Teilchen niedriger Energie wird die räumliche Auflösung innerhalb eines Detektors durch Vielfachstreuung beschränkt.

1.1.3.2 Signalerzeugung

Das grundlegende Prinzip hinter der Signalerzeugung in Halbleiterdetektoren ist die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren durch ionisierende Strahlung. Die Elektron-Loch-Paare driften dann aufgrund eines angelegten elektrischen Feldes zu den Elektroden und induzieren dort dann ein Signal. Aufgrund seiner gut kompatiblen Eigenschaften und seiner weiten Verfügbarkeit wird Silizium am Häufigsten für Halbleiterdetektoren verwendet.

Fundamentale Eigenschaften von Silizium In der Energiebandtheorie werden Materialien durch die Einführung von Valenz- und Leitungsbandern beschrieben. Valenzelektronen sind an einzelne Atomrümpfe gebunden, während sich Elektronen im Leitungsband frei innerhalb des Atomgitters bewegen können. In Metallen überlappen diese beiden Bänder, sodass die gute Leitfähigkeit von Metallen beschrieben werden kann. In Isolatoren

dagegen existiert eine große Lücke zwischen diesen beiden Bändern, die nicht ohne großen Energieaufwand überbrückt werden kann, wodurch die Leitung eines elektrischen Stromes unterbunden wird. In Halbleitern dagegen existiert zwar ebenfalls eine Lücke zwischen Valenzband und Leitband. Diese kann jedoch bereits mit geringem Energieaufwand überwunden werden, wodurch freie mobile Elektronen im Leitungsband entstehen.

Silizium ist ein Halbleiter, bei dem die Energie zur Überwindung dieser Lücke im Mittel bei $I_0 = 1.1$ eV liegt. Die mittlere Ionisationsenergie von Silizium liegt jedoch aufgrund der Anregung von Phononen bei $I = 3.6$ eV. Die Strahlungslänge von Silizium ist $X_0 = 21,82$ g/cm², während die Dichte $\rho = 2,329$ g/cm³ beträgt[5].

Mit der Dichte ρ und der mittleren Energie für Elektron-Loch-Paarproduktion I_0 von Silizium folgt die mittlere Signalladung Q eines MIP mit

$$Q = \frac{\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \rho d}{I_0}.$$

Dotieren Dotieren bezeichnet den Vorgang einen Halbleiter mit bestimmten gewünschten elektrischen Eigenschaften zu modifizieren. Dabei werden beim Dotieren absichtlich Fremdatome in das Kristallgitter des Halbleiters eingeführt. Silizium, welches der vierten Hauptgruppe angehört, wird entweder durch das Hinzufügen von Elementen der fünften Hauptgruppe dotiert, um zusätzliche Valenzelektronen zu erhalten, oder durch das Hinzufügen von Elementen der dritten Hauptgruppe, was freie Elektronen aus dem Kristallgitter entfernt. Das Hinzufügen von Elementen der fünften Hauptgruppe verringert für manche Elektronen die Energie, die notwendig ist, um in das Leitband zu gelangen. Damit erhöht dieser Vorgang die mittlere Zahl freier Elektronen. Das Hinzufügen von Elementen der dritten Hauptgruppe erhöht im Gegensatz dazu die Zahl der Löcher. Halbleiter mit zusätzlichen freien Elektronen heißen n-Typ. Besitzen sie dagegen zusätzliche Löcher, so heißen sie p-Typ.

Nutzt man eine Kombination aus beiden Materialtypen, so wird ein Sensor mit besonders geringem Leckstrom erreicht. In dem Bereich, in dem die beiden Typen aufeinandertreffen, wird durch das elektrische Feld, welches durch die Kombination aus Bereichen unterschiedlicher Ladungskonzentration entsteht, ein Bereich ohne freie Ladungsträger geschaffen. Dies verringert den Einfluss, den termisch entstehende freie Elektronen auf den Leckstrom haben. Dieser Bereich kann durch das Anlegen einer zusätzlichen Spannung noch vergrößert werden und wird in Halbleiterdetektoren als aktive Zone verwendet, mittels welcher das Detektieren von geladenen Teilchen möglich ist.

Signalregistrierung Dringt ein geladenes Teilchen in einen Halbleiter ein, so deponiert es durch Ionisation Energie. Durch diese Energie werden die Hüllelektronen der umliegenden Atome angeregt und erreichen das Leitband. Die dadurch entstehenden freien Ladungsträger induzieren direkt Ladungen in den Elektroden, wodurch das Signal direkt registriert werden kann. Dabei ist die Anzahl an angeregten Elektronen und damit auch die Größe des Signals direkt proportional zur Höhe der im Halbleiter deponierten Energie [14].

1.1.3.3 Ausleseelektronik

Der letzte Abschnitt hat die Ladungserzeugung innerhalb des Sensors beschrieben. Die Ausleseelektronik übernimmt das Messen der Signalladung und die Verarbeitung des Signals. Die direkte Messung des Signals wird durch einen Ladungsverstärker (CSA, von eng charge-sensitive amplifier) ermöglicht. Die Signalladung wird dabei auf einem Kondensator gesammelt, der nachdem das Signal verarbeitet wurde wieder entladen werden muss. Das CSA-Signal kann danach häufig noch weiter verstärkt oder geformt werden. Die Anzahl an Kanälen in einem Vertexdetektor ist so groß, dass das Signal zusätzlich noch digitalisiert werden muss. Ein Beispiel für eine Umwandlung von analog zu digital ist ein Diskriminator. Dabei wird ein verstärktes Signal mit einem Schwellwert verglichen. Solange sich das Signal oberhalb dieses Schwellwerts befindet, wird das Signal registriert. Die Zeit, die das Signal dabei oberhalb des Schwellwerts ist, ist dabei in erster Ordnung direkt proportional zur Signalstärke.

1.2 Teststrahlexperimente

1.2.1 Aufbau und Funktion

Messungen mit Teststrahlen sind für die Entwicklung von neuen Sensorprototypen unerlässlich. Nur unter kontrollierten Testbedingungen können die charakteristischen Eigenschaften der Prototypen bestimmt werden. Unter anderem liefern Teststrahlteleskope Auflösungen unterhalb der untersuchten Pixelgröße, sowie einfache Anpassung von Messgrößen. So können beispielsweise die kinematischen Variablen der zur Untersuchung des zu testenden Pixeldetektors verwendeten Teilchen genau kontrolliert werden. Ebenso kann durch die passende Wahl der Detektoren, die für die Spurrekonstruktion verwendet werden, diese genaue räumliche Auflösung erreicht werden. Üblicherweise besteht ein solches Teleskop aus gut verstandenen hochauflösenden Sensoren, die verwendet werden, um die Teilchenspur durch das Teleskop zu rekonstruieren. Dadurch kann auch der Auftreffpunkt

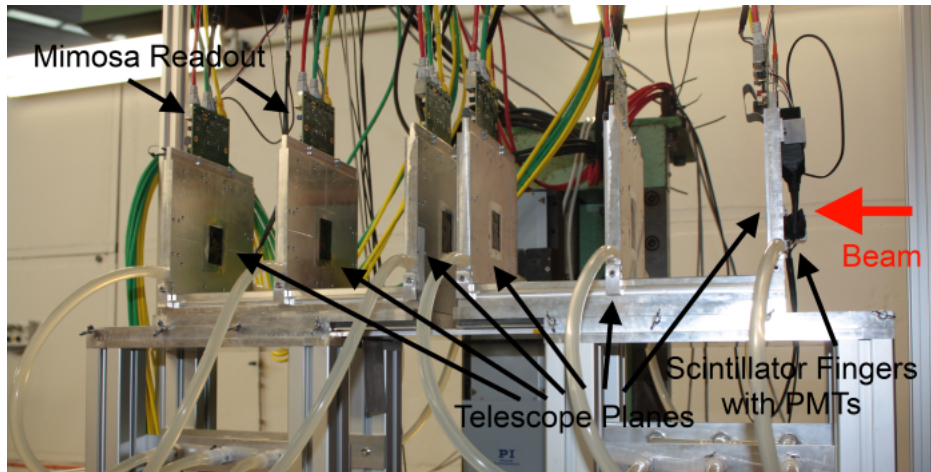


Abb. 1.4: Beispiel für einen Teststrahl Aufbau mit sechs Teleskopdetektoren.

des Teilchens auf dem zu untersuchendem Sensor mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Die exakte Höhe dieser Genauigkeit ist dabei von den verwendeten Parametern des Teilchenstrahls, sowie der Pixelgröße der verwendeten Teleskopdetektoren abhängig. Der Aufbau, der für die ATLAS-Pixeldetektoren verwendet wird, ist dabei das EUDET Teleskop [15]. Dieses besteht mechanisch aus einer Support-Struktur, die die beiden Arme des Teleskops hält und geringe Rotationen erlaubt, um das Teleskop an die Strahlrichtung anpassen zu können. Es ist unterteilt in zwei Teleskoparme, zwischen denen das DUT (eng. Device under Test) montiert wird. Jeder Teleskoparm ist mit drei Mimosa26-Sensorplatten bestückt, wie in Abbildung 1.4 zu sehen ist. Der in dieser Abbildung zu sehende Szintillator wird zum Auslösen des zu untersuchenden Sensors verwendet. Trifft ein Teilchen aus dem verwendeten Teststrahl auf den Szintillator, der sich noch vor der ersten Teleskopebene befindet, so wird ein Lichtsignal durch das geladene Teilchen ausgelöst. Durch diesen Lichtimpuls wird der Auslöseelektronik signalisiert, dass sich ein Teilchen innerhalb des Teleskops befindet. Dies kann dazu verwendet werden, den beobachteten Treffern auf dem DUT die richtigen Teleskopspuren zuzuordnen, da so eine zeitliche Zuordnung möglich wird.

1.2.1.1 Mimosa Sensoren

Mimosa26-Sensoren bestehen aus Siliziumeinkristallen, die nach dem in Abschnitt 1.1.3.2 beschriebenen Prinzip funktionieren. Dabei erreichen sie eine räumliche Auflösung von unter $2\ \mu\text{m}$ und benötigen zudem wenig Material. Dies ist besonders bei Teststrahlen mit niedriger Energie von großer Bedeutung, da für Strahlen mit Energien von wenigen GeV Vielfachsteuung und die damit verbundenen Effekte zunehmend an Bedeutung gewinnt. Die Ausleselektronik ist bei den Mimosa26-Sensoren in die Sensoren integriert. Allgemein

1 Einleitung

sind diese Detektoren, aufgrund der hohen räumlichen Auflösung und der geringen Dicke, sehr gut als Teleskopsensoren geeignet. Ein Nachteil dieser Detektoren besteht jedoch in ihrer vergleichbar langen Auslesezeit. Im Gegensatz zu den ATLAS-Pixeldetektoren ist diese sehr viel größer, wodurch in der Rekonstruktion mehrere Teilchenspuren auftauchen können, die unterschieden und korrekt zugeordnet werden müssen. Dafür wird der im vorangehenden Abschnitt erwähnte Szintillator verwendet, der eine zeitliche Spurzuordnung möglich macht.

2 EU Telescope und Allpix²

2.1 Allpix²

Allpix² [16] ist ein Monte-Carlo-Generator für die Simulation von geladenen Spuren in Siliziumdetektoren. Er ist dabei in der Lage, sowohl einzelne Detektoren, als auch komplexere Strukturen wie Teststrahlteleskope zu simulieren. Die genauen Detektordetails können dabei direkt mithilfe von Model-Files vorgegeben werden. So kann beispielsweise auch die in Abschnitt 1.2.1.1 diskutierte Sensorart mithilfe von Allpix² in einer Simulationsumgebung verwendet werden. Dabei ist es möglich die genaue Ladungsdeposition sowie die Entstehung von Sekundärteilchen neben dem genauen Weg der primären Strahlung innerhalb des Detektors zu simulieren. Jedes simulierte Teilchen erhält dabei eine ID. Dieser ID wird dann die zugehörige Spur dieses Teilchens durch die simulierte Umgebung zugeordnet. Diese Spur ist dabei jedoch nicht eine Funktion des Impulses des entsprechenden Teilchens für jeden möglichen Ortspunkt, sondern eine Sammlung von Trefferpositionen auf den Ein- und Austrittspunkten der aktiven Materialsichten. Besteht die Simulationsumgebung aus mehreren aktiven Sensorschichten, so lässt sich aus der Kombination von mehreren Trefferpositionen, die einer bestimmten Spur zugeordnet werden, der genaue Verlauf der räumlichen Spur des Teilchens durch die Simulationsumgebung ablesen. Zudem lässt sich durch genaue ID-Zuweisung eine Unterscheidung zwischen Primär- und Sekundärstrahlung erreichen. So lassen sich etwa auch genaue Unterscheidungen zwischen von Primärstrahlung erzeugten Clustern und von Sekundärstrahlung, wie aus der Umgebungsmaterie ausgelöste hochenergetische Elektronen, welche selbst die umgebende Materie ionisieren können, erzeugte Cluster. Ein Cluster beschreibt dabei die Zusammenfassung einer Gruppe von Ladungsdepositionen, die sich in der direkten Umgebung voneinander befinden. Die Möglichkeit der Unterscheidung dieser beiden Clusterarten besteht auch dann noch, sollten sich diese beiden Clusterarten überschneiden. Dies trifft auf, wenn zwei oder mehr unterschiedliche Teilchen Ladungen in den selben Pixeln deponieren. Da der exakte Ursprung einer jeden Ladungsdeponierung festgehalten wird, ist eine genaue Clusterzuordnung möglich. Schlussendlich liefert Allpix² eine vollständige Aufführung dieser Informationen inklusive der dazugehörigen Rohdaten in Form einer

2 *EUTelescope und Allpix²*

LCIO-Datei.

2.2 EUTelescope

EUTelescope [17] ist ein Softwarepaket, welches sämtliche Schritte beinhaltet, welche für die Spurrekonstruktion bei ATLAS-Pixel-Teststrahlexperimenten benötigt werden.

2.2.1 Prozessoren

Sämtliche Rekonstruktionsschritte werden als Marlin-Prozessoren realisiert und werden im Folgenden beschrieben:

2.2.1.1 Converter

Prozessoren, die Teil der Spurrekonstruktion sind, benötigen Datensätze im LCIO-Format. Da die Detektoren eines Teststrahlexperimentes in den meisten Fällen nicht automatisch Datensätze im LCIO-Format erzeugen, müssen diese zunächst durch einen zuständigen Prozessor umgewandelt werden. Dabei werden die Rohdaten der Teleskopsensoren und des zu testenden Detektors in unterschiedliche Datensätze geschrieben. Die Trennung der Informationen für diese beiden Detektortypen wird in jedem Schritt der Spurrekonstruktion vollzogen. Zusätzlich werden in diesem Schritt Pixel als rauschend markiert, die zu große Aktivität über mehrere Events zeigen. Dies ist erforderlich, um die Rekonstruktion von falsche Spuren in den folgenden Schritten zu verhindern. Bereits der Ausrichtungsprozess (siehe Abschnitt 2.2.1.4) vor der tatsächlichen Spurfindung könnte durch rauschende Pixel negativ beeinflusst werden. Um diese rauschenden Pixel tatsächlich auszufiltern, werden die Trefferraten aller Pixel mithilfe der ersten 10000 Events berechnet. Pixel, die eine zu große Trefferrate aufweisen, werden als rauschend markiert und in den folgenden Rekonstruktionsschritten ignoriert.

2.2.1.2 Clustering

Als nächster Schritt in der Spurrekonstruktion werden zusammengehörende Pixeltreffer auf dem Detektor zu Clustern zusammengefasst. Dazu wird für jeden getroffenen Pixel untersucht, ob angrenzende Pixel ebenfalls getroffen wurden. Sollte dies der Fall sein, so werden diese Pixel zu einem Cluster zusammengefasst. Für nicht rotierte Sensoren treten mit größerer Wahrscheinlichkeit Clustergößen von einem oder zwei Pixeln auf. Für stark rotierte Sensoren können dagegen in Strahlrichtung Cluster mit Größe bis hin zur eindimensionalen Pixelanzahl des Detektors auftreten. Dies liegt daran, dass ein Teilchen bei einer geraden Flugbahn bei einem stark rotierten Sensor durch viele Pixel fliegt und

in jedem von diesen Pixeln Ladung deponiert. Da alle diese Pixel nebeneinander liegen, werden sie zu einem entsprechend großem Cluster zusammengefasst.

2.2.1.3 Hitmaker

Als nächster Schritt werden jedem Cluster x- und y-Koordinaten im lokalen Koordinatensystem der einzelnen Sensorebenen zugeordnet. Dabei werden die Treffer auf Clustern mit nur einem zugeordneten Pixel auf das Zentrum des Pixels rekonstruiert. Für Cluster mit zwei zugeordneten Pixeln wird der Treffer dagegen auf die Mitte zwischen diesen Pixeln rekonstruiert. Für Treffer mit drei oder mehr zugeordneten Pixeln wird der Treffer ebenfalls auf den räumlichen Schwerpunkt rekonstruiert. Anschließend werden diese lokalen Treffer in ein globales Koordinatensystem transferiert. Diese Transformation erfolgt unter Berücksichtigung der Positionen und Rotationen der einzelnen Sensoren. Das sogenannte Pre-Alignment wird während dieses Schrittes der Spurrekonstruktion ebenfalls durchgeführt. Zwar werden EUTelescope die räumlichen Positionen der einzelnen Sensorplatten mitgeteilt. Diese Positionen können jedoch von den tatsächlichen Positionen abweichen, da sie zuvor von Hand gemessen werden und die dadurch entstehende Positionsungenauigkeit zu groß ist, um verlässliche Trefferpositionen liefern zu können. Um dies auszugleichen, werden in diesem Schritt von jeder Trefferposition gerade Linien auf die nächste Sensorplatte extrapoliert. Danach werden die räumlichen Positionen der einzelnen Sensorplatten gegeneinander um bis zu $\pm 20 \mu\text{m}$ in x- und y- Richtung verschoben, wobei die erste Platte als fest angenommen werden. Die Positionen, der einzelnen Platten, in denen die Extrapolationen die meisten Treffer treffen, werden als neue Plattenpositionen angenommen.

2.2.1.4 Alignment

Die im Pre-Alignment berechneten Plattenpositionen sind jedoch nur grobe Annahmen, die im Alignmentprozessor als Startwert verwendet werden. Dieser zweistufige Prozess ist notwendig, da die Positionswerte, die EUTelescope zur Verfügung stehen, von Hand gemessen sind. Der abschließende Alignmentprozess zielt darauf ab, das globale χ^2 der Spuren zu minimieren, was konsequent ebenfalls die Residuen minimiert. Dabei ist in diesem Fall ein Residuum definiert als die Distanz zwischen der Trefferposition und der extrapolierten Spur durch das Teleskop. In einem perfekt ausgerichtetem Teleskop korrespondiert das Residuum zur Sensorauflösung und die Verteilung ist konzentriert um null.

2.2.1.5 Fitter

Der letzte Schritt in der Spurrekonstruktion ist die tatsächliche Spurfindung. Hier werden die Ergebnisse aller vorangegangenen Schritte verwendet. So geht der Fitter von einem ausreichend ausgerichteten Teleskop aus und verwendet die aus den einzelnen Clustern bestimmten Trefferpositionen zur Spurrekonstruktion, indem er zunächst Spurkandidaten bestehend aus den Trefferpositionen ableitet und diese anschließend fittet. Für die tatsächliche Spurfindung gibt es mehrere Ansätze. Der Ansatz der hier diskutiert wird, ist der sogenannte GBLFitter.

2.3 GBLFitter

2.3.1 Funktionsweise

Der GBLFitter besteht aus zwei Schritten. Zunächst werden die sechs Teleskopplatten in drei Upstream- und drei Downstream-Platten unterteilt. Anschließend werden auf diesen Spurtriplets gesucht, die dann in der Mitte an der Position des zu untersuchenden Sensors zusammengeschlossen werden.

2.3.1.1 Upstream- und Downstream-Triplets

Die Suche nach Triplettkandidaten wird im GBLFitter durch die Kommutation sämtlicher Trefferkombinationen vorgenommen. Zunächst werden die Treffer auf der ersten und letzten Sensorplatte eines Triplets durch gerade Linien verbunden (siehe Abbildung 2.1).

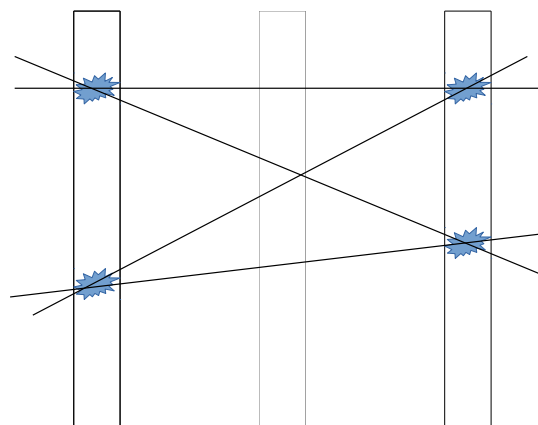


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Triplettfindung im GBLFitter.

Anschließend treten zwei unterschiedliche Schnitte in Kraft. Zunächst werden die Steigungen der einzelnen Geraden betrachtet. Ist die Steigung größer als der vorher definierte slopeCut (maximal tolerierte Steigungswert in rad, null ist definiert als waagrecht), so werden diese entsprechenden Triplettkandidaten direkt verworfen (siehe Abbildung 2.2).

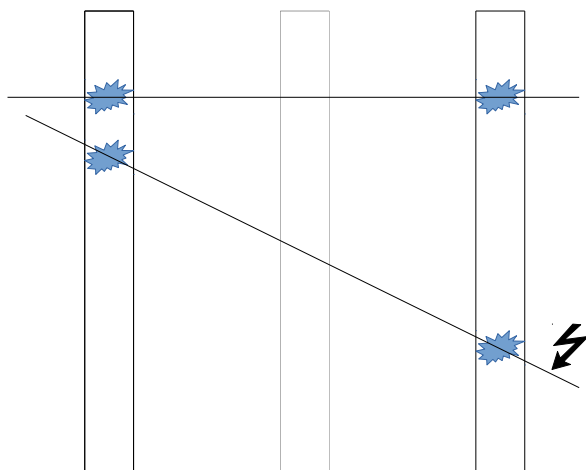


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Verwerfung von Spuren mit zu hohen Steigungen zur Minimierung von Permutation.

Diese Vorgehensweise minimiert Permutation und erspart Rechenleistung, da so die nachfolgenden Schritte nicht mit Spurkandidaten vollzogen werden müssen, die entweder durch Permutation entstanden sind oder aufgrund ihrer hohen Steigung nicht mehr vollständig im Teleskop enthalten sind.

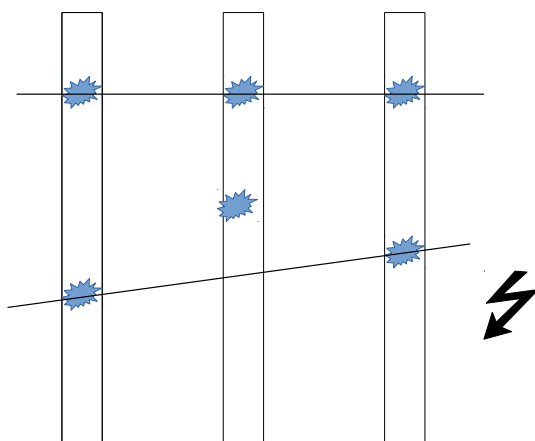


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Verwerfung von Triplettkandidaten mit zu großen Abweichungen der Trefferpositionen auf der mittleren Sensorebene von der extrapolierten Spur.

Als nächstes wird für jeden Triplettkandidaten das Residuum auf der Sensorplatte zwischen den äußeren beiden Platten bestimmt. Hier werden wieder die Triplettkandidaten verworfen, deren Treffer auf der mittleren Platte zu weit von der extrapolierten geraden Verbindungslinie zwischen den Treffern auf den äußeren Sensorplatten entfernt sind. Die Variable, die hierfür verantwortlich ist, ist der Triplettresiduen-Cut. Nur Kandidaten mit Residuen, die kleiner sind als der Triplettresiduen-Cut, werden weiterverwendet (siehe Abbildung 3.2).

2.3.1.2 Triplet-Matching

Der letzte Schritt in der Spurrekonstruktion ist nun das Zusammenfügen von einem Upstream-Triplett und einem Downstream-Triplett zu einem Spurkandidaten. Dies wird für jede Kombination von Upstream- und Downstream-Tripletts, die isoliert sind, vorgenommen. Ein Triplet ist dabei dann isoliert, wenn die Trefferpunkte des Triplets auf allen Sensorebenen weit genug von den Trefferpunkten anderer möglicher Triplets entfernt sind. Die Spuren der einzelnen Triplettkombinationen werden anschließend zur Mitte zwischen den Upstream- und Downstream-Tripletts hin extrapoliert und die Distanz zwischen diesen beiden Extrapolationen in der Matching-Ebene residual verglichen (siehe Abbildung 2.4).

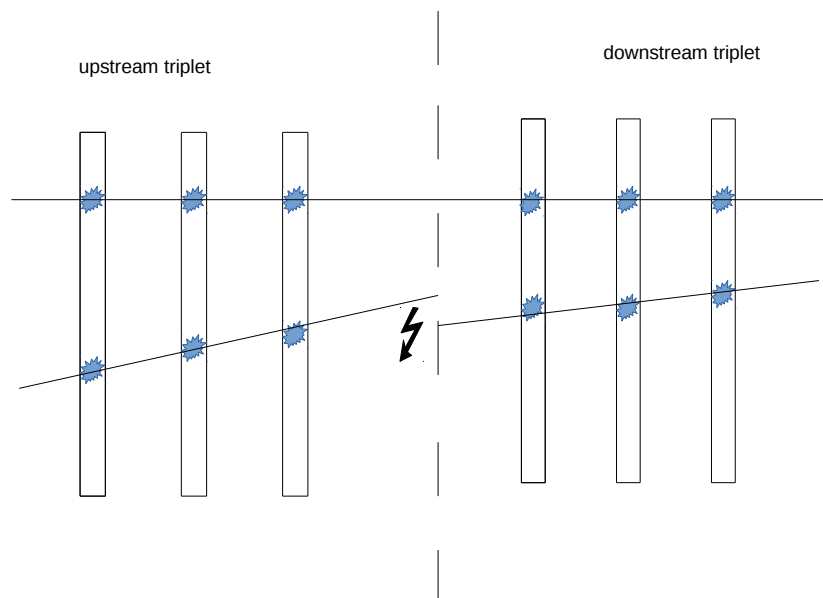


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Verwerfung von Spuren mit zu großen Abweichungen zwischen den Extrapolationen der Upstream- und Downstream-Tripletts

3 Testen des GBLFitters mit Monte-Carlo-Ereignissen

3.1 Motivation

Der in Abschnitt 2.3 ausgeführte GBLFitter ist weit verbreitet in der Rekonstruktion von Spuren in einer Teststrahlunggebung. Um programmbedingte Fehlerquellen in der Analyse von Teststrahlereignissen ausschließen zu können, muss der GBLFitter ausführlich hinsichtlich seiner Leistung getestet werden. Dazu werden in dieser Arbeit Daten mithilfe von Allpix squared (siehe Abschnitt 2.1) simuliert. Da Allpix sowohl die von EU Telescope zur Spurrekonstruktion benötigten Rohdaten, als auch die tatsächlichen Spur- und Trefferpositionen liefert, können so die Ergebnisse der von EU Telescope gelieferten Spurrekonstruktion mit den tatsächlichen Spuren verglichen werden. Die Spurfindung mithilfe des GBLFitters erfolgt in zwei Schritten, daher wird auch die Überprüfung der Leistung des GBLFitters durch die Überprüfung dieser beiden Schritte erreicht.

3.2 Testen der Upstream- und Downstream-Triplets

3.2.1 Vorgehensweise

Um die Leistung des GBLFitters im korrekten Erkennen der Upstream- und Downstream-Triplets zu testen, werden sämtliche vom GBLFitter gefundenen Triplettkandidaten mit den tatsächlichen von Allpix² generierten Spuren verglichen. Um genau zu sein, werden für Spuren, die eine Trefferposition auf je einer der sechs Teleskopebenen aufweisen, die Trefferpositionen auf den ersten drei Sensorebenen mit den rekonstruierten Trefferpositionen der gefundenen Upstream-Triplets und die Trefferpositionen auf den letzten drei Sensorebenen mit den rekonstruierten Trefferpositionen der gefundenen Downstream-Triplets verglichen. Da eine vollständige Rekonstruktion der exakten Trefferpositionen auf den einzelnen Sensorebenen nicht garantiert werden kann, da die Pixelgröße die Genauigkeit der Trefferrekonstruktion beschränkt, wird die Position eines rekonstruierten Treffers

mit der Position des tatsächlichen Treffers als übereinstimmend angenommen, sollten sich die beiden Positionen innerhalb einer Pixelgröße voneinander entfernt befinden. Für die in Abschnitt 1.2.1.1 beschriebenen Teleskopsensoren beträgt die Pixelgröße $18.4 \times 18.4 \mu\text{m}^2$. Da für diese Untersuchung in der Simulation diese Sensoren verwendet werden, werden diese Pixelgrößen auch in der Zuordnung von Trefferpositionen verwendet. Die von Allpix squared simulierten Daten basieren dabei auf einem Elektronenstrahl mit einer Energie von 3 GeV und einer Strahldivergenz von 0.1 mrad.

3.2.2 Leistung für unterschiedliche Parameterwerte

Wie in Abschnitt 2.3.1.1 aufgeführt wurde, beeinflussen zwei unterschiedliche Variablen die Erstellung von Triplettkandidaten. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Anzahl an korrekt identifizierten Triplets werden daher sämtliche Spurrekonstruktionsschritte für unterschiedliche Werte für den slopeCut (maximaler Wert in rad für die Steigung der Verbindungslinie zwischen Treffern auf der ersten und letzten Sensorebene eines Triplets) und den Triplet-Residuen-Cut (maximaler Wert in mm für den Abstand des Treffers auf der mittleren Sensorebene von der Verbindungslinie zwischen Treffern auf der ersten und letzten Sensorebene eines Triplets). Trägt man nun die prozentuale Anzahl an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets gegen den zur Tripletfindung gewählten Wert für den slopeCut auf, wobei ein ausreichend großer Wert für den Triplet-Residuen-Cut gewählt wird, welcher konstant gehalten wird, so ergibt sich das Bild in Abbildung 3.1.

Wie dort zu erkennen ist, nähert sich die prozentuale Anzahl an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets für ausreichend große Werte von slopeCut an 100 % an. Dabei ist zu erkennen, dass sich die Werte für die erkannten Downstream-Triplets später als die Upstream-Triplets an 100 % annähern. Dies ist auf die Mehrfachstreuung zurückzuführen. Mit zunehmender Wegstrecke durch das Material steigt die Standardabweichung in den Steigungen der Teilchenstrahlen (siehe Gleichung 1.1). Da die Downstream-Triplets weiter von der Strahlquelle entfernt sind als die Upstream-Triplets, ist dieser Unterschied zu erkennen. Aufgrund der gering gewählten Strahldivergenz steigt sowohl die Anzahl der korrekt identifizierten Upstream-Triplets als auch die Anzahl an korrekt identifizierten Downstream-Triplets sehr schnell an. So erreicht die Anzahl an korrekt identifizierten Upstream-Triplets bereits bei einem slopeCut-Wert von 0,0006 rad sein Plateau. Die Anzahl der korrekt identifizierten Downstream-Triplets folgt kurz darauf bei einem slopeCut-Wert von 0,0009 rad. Der Grund dafür, dass dieses Plateau nicht genau bei 100 % liegt, ist, dass bei der Zuordnung der rekonstruierten Trefferpositionen zu den Trefferpositionen, die durch die Simulation vorgegeben werden, nur Treffer als mitein-

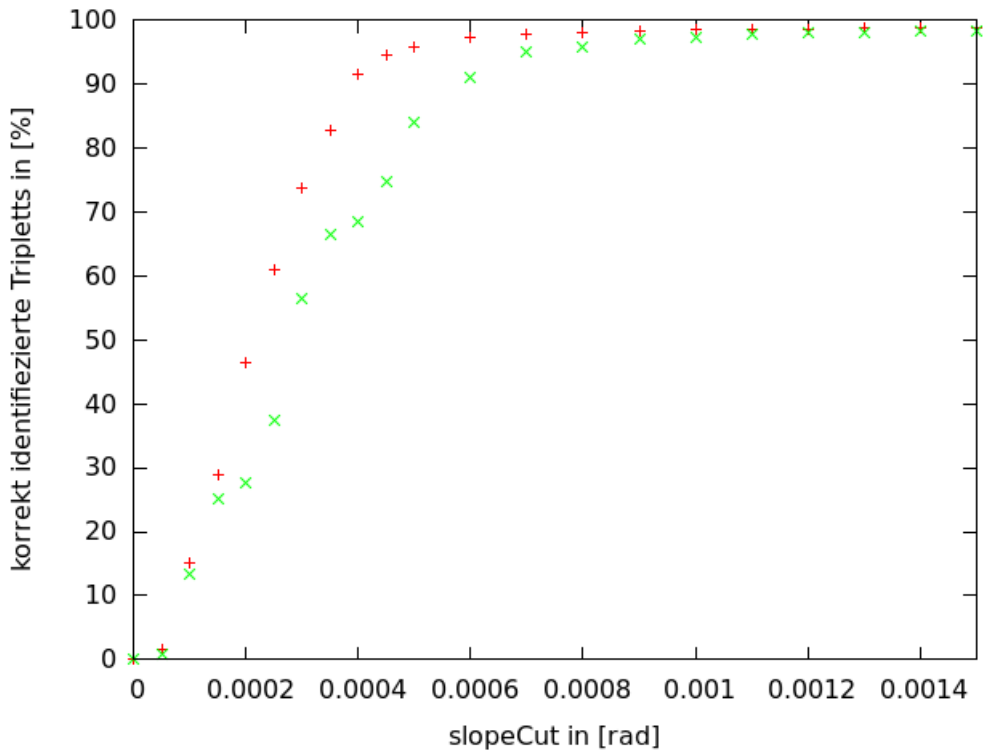


Abb. 3.1: Prozentualer Anteil an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets für unterschiedliche Werte von slopeCut bei einem Triplet-Residuen-Cut von 5,0, einer Strahlenergie von 3 GeV und einer Strahldivergenz von 0,1 mrad mit 1.000.000 Events pro Messpunkt. + korrespondiert dabei zu Upstream-Triplets und × zu Downstream-Triplets.

ander übereinstimmend gelten, wenn sich diese im Abstand von maximal einer Pixellänge voneinander entfernt befinden. Da es in seltenen Fällen aber auch zu Positionsabweichungen in den Treffern kommen kann, die größer als eine Pixellänge sind, saturiert die Anzahl der korrekt identifizierten Triplets nicht bei 100 % sondern bei etwa 98,5 %. Dieser Wert kann durch Erhöhung des Toleranzbereichs für die korrekte Trefferpositionszuordnung erhöht werden. So saturiert die Anzahl an korrekt identifizierten Triplets bei einem Toleranzbereich von zwei Pixellängen etwa bei 99,3 %. Der Toleranzbereich darf jedoch nicht zu groß gewählt werden, da ansonsten für eine Spur mehrere Triplettkandidaten als korrekt identifiziert eingeordnet werden. So saturiert die Anzahl an als korrekt identifizierten Triplets für einen Toleranzbereich von zehn Pixellängen bei 100,2 %, was eindeutig auf falsche Tripletzuordnung zurückzuführen ist.

Trägt man nun stattdessen die prozentuale Anzahl an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets gegen den Triplet-Residuen-Cut auf, wobei der slopeCut konstant gehalten wird, so ergibt sich Abbildung 3.2.

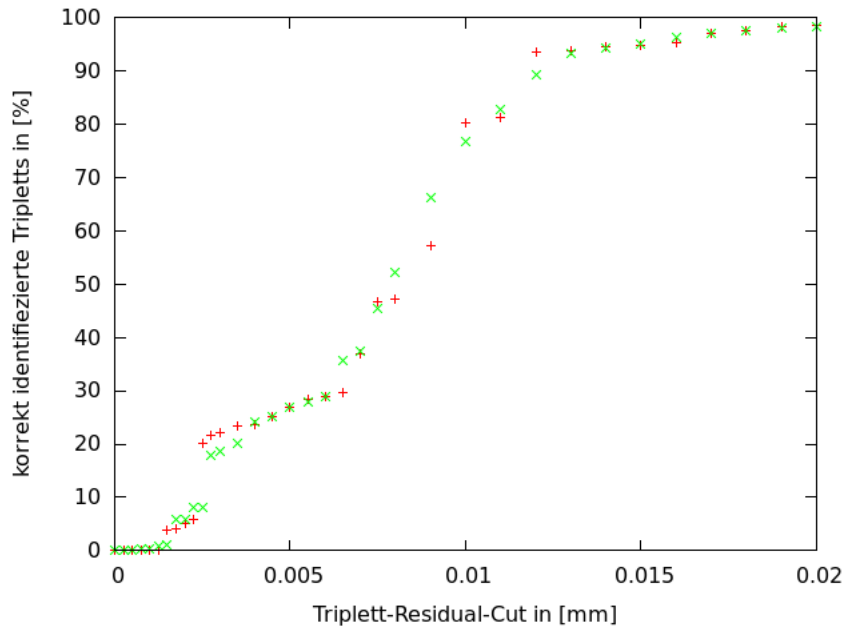


Abb. 3.2: Prozentualer Anteil an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets für unterschiedliche Werte des Triplet-Residuen-Cuts bei einem slopeCut-Wert von 2,0, einer Strahlenergie von 3 GeV und einer Strahldivergenz von 0,1 mrad mit 1.000.000 Ereignissen pro Messpunkt. + korrespondiert dabei zu Upstream-Triplets und × zu Downstream-Triplets.

Wie darin zu erkennen ist, nähert sich die prozentuale Anzahl an korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets für ausreichend große Triplet-Residuen-Cut-Werte an 100 % an. Im Gegensatz zu der Abhängigkeit vom slopeCut-Wert wächst hier die Anzahl der korrekt identifizierten Upstream-Triplets genauso schnell wie die Anzahl der korrekt identifizierten Downstream-Triplets. Beide saturieren ab einem Triplet-Residuen-Cut-Wert von 0,02 mm bei 98,5 %. Die 1,5 %-Diskrepanz lässt sich wie beim slopeCut durch den gewählten Toleranzbereich für die Übereinstimmung von Trefferpositionen erklären. Bei einem Triplet-Residuen-Cut-Wert von 0,0025 mm macht die prozentuale Anzahl der korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Triplets einen Sprung von etwa 10 %. Dies lässt sich auf die Rekonstruktion der Trefferpositionen zurückführen. Da bei der Trefferrekonstruktion die Mitte des getroffenen Pixels gewählt wird, existiert eine große Zahl an Triplets, die einen Triplet-Residuen-Cut-Wert benötigen, der einer halben Pixellänge entspricht.

3.3 Testen des Triplett-Matchings

3.3.1 Vorgehensweise

Wie in Abschnitt 2.3.1.2 beschrieben wird, extrapoliert der GBLFitter die gefundenen Triplettkandidaten in die Matching-Ebene und versucht dort diese zu einer vollständigen Spur zusammenzufügen. Um diesen Vorgang zu überprüfen, werden sämtliche von Allpix² generierten Spuren mit den schlussendlich rekonstruierten Spuren verglichen. Wie schon in Abschnitt 3.2 werden auch hierbei die Trefferpositionen der Monte-Carlo-Spuren auf den sechs Sensorebenen des Teleskops mit denen der rekonstruierten Spuren verglichen. Befinden sich sämtliche Trefferpositionen einer rekonstruierten Spur im Abstand von nicht mehr als einer Pixellänge entfernt von den Trefferpositionen einer Monte-Carlo-Spur, so werden diese beiden Spuren als übereinstimmend angenommen. Dieser Vorgang ist notwendig, da EU Telescope von den zu verbindenden Triplettkandidaten das Isolationskriterium abverlangt. Nutzt man so beispielsweise die von Allpix² gelieferten exakten Trefferpositionen zur Triplettfindung, so ergeben sich mehrere Kandidaten an gleicher Position durch niedrig energetische Deltaelektronen. Durch diese wird das Isolationskriterium für viele ansonsten korrekt gefundene Triplettkandidaten verletzt. Somit müssen die von EU Telescope rekonstruierten Trefferpositionen verwendet werden, bei denen dieses Problem nicht auftaucht, da in solchen Fällen die nahe zusammenliegenden Treffer zu einem Treffer zusammengefasst werden. Da die rekonstruierten Treffer aber in ihrer Position von den tatsächlichen Monte-Carlo-Treffern abweichen, muss dieses Auswahlkriterium, womit Treffer miteinander übereinstimmen, wenn sie sich innerhalb von einer Pixellänge voneinander entfernt befinden, getroffen werden.

3.3.2 Leistung für unterschiedliche Parameterwerte

Der für den Matching-Prozess verantwortliche Parameter ist der Matching-Cut (maximaler Wert des Abstandes der Extrapolationen der Triplettkandidaten in der Matching-Ebene in mm). Trägt man den prozentualen Anteil der korrekt gefundenen Spuren gegen den Matching-Cut auf, so ergibt sich der Plot in Abbildung 3.3.

Wie dort zu erkennen ist, nähert sich der prozentuale Anteil an korrekt identifizierten Spuren für große Matching-Residuen-Cut-Werte gegen 100 % an. Da die Zahl der korrekt identifizierten Spuren von der Zahl der korrekt identifizierten Upstream- und Downstream-Tripletts abhängt, ist keine 100 %-ige Effizienz zu erreichen, solange nicht 100 % der Upstream- und Downstream-Tripletts korrekt erkannt werden. Da dies aber

3 Testen des GBLFitters mit Monte-Carlo-Ereignissen

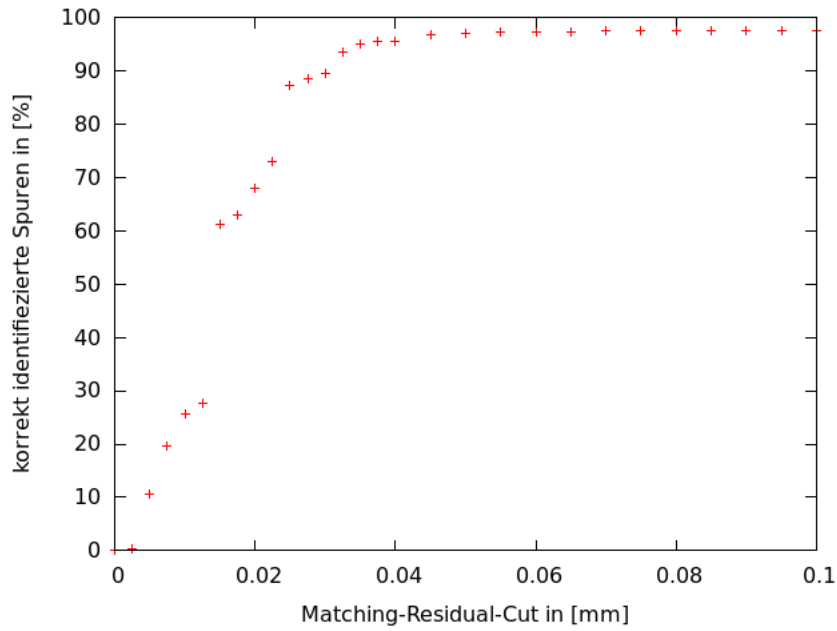


Abb. 3.3: Prozentualer Anteil an korrekt identifizierten Spuren für verschiedene Matching-Residuen-Cut-Werte bei einem slopeCut-Wert von 2.0, einem Triplett-Residuen-Cut-Wert von 5.0, einer Strahlenergie von 3 GeV und einer Strahldivergenz von 0.1 mrad mit 1.000.000 Events pro Messpunkt.

nur mit dem Toleranzbereich für das Übereinstimmungskriterium der Trefferpositionen zusammenhängt, werden diese fehlenden Spuren dennoch erkannt. In Abbildung 3.4 ist der prozentuale Anteil der Spuren, die das Toleranzkriterium verletzen, an der Gesamtzahl an gefundenen Spuren gegen den Matching-Residuen-Cut-Wert aufgetragen.

Darin ist zu erkennen, dass dieser prozentuale Anteil für ausreichend große Matching-Cut-Werte bei 2.2 % saturiert. Dies bedeutet, dass die Anzahl an Spuren, die das Toleranzkriterium verletzen, für diese Matching-Cut-Werte linear mit der Anzahl an gefundenen Spuren ansteigt. Dies spiegelt das Verhalten der korrekten Spuren wieder, die aufgrund des Toleranzkriteriums nicht erkannt werden. Ein durchaus bestehender Teil an Spuren, die allgemein als inkorrekt erkannt werden, besteht zwar auch. Dieser kann jedoch, da pro Event nur eine Spur simuliert wurde, für große Parameterwerte als konstant angenommen werden. Unabhängig davon sind in Abbildung 3.3 Sprünge in der Effizienz bei einem Matching-Residuen-Cut-Wert von 1.5 mm und 2.5 mm zu erkennen. Diese lassen sich augenscheinlich auf bestehende Häufungen der Abstände zwischen den extrapolierten Triplettspuren zurückführen. Berücksichtigt man die Spuren, die von EUTelescope zwar korrekt rekonstruiert werden, allerdings durch diese Analyse nicht korrekt zugeordnet werden, so lässt sich folgern, dass der GBLFitter für ausreichend große Parameterwerte nahezu sämtliche Spuren korrekt rekonstruiert. Es kann somit gefolgert werden, dass

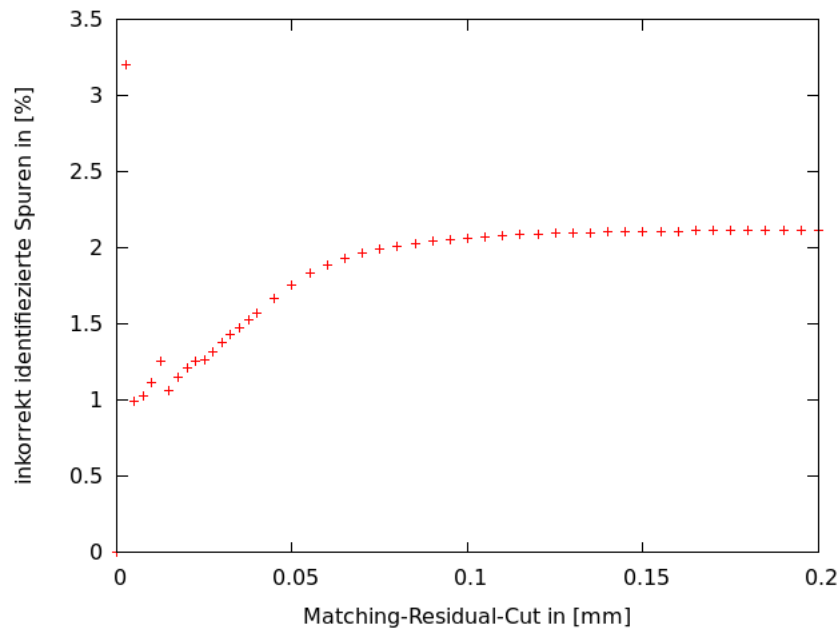


Abb. 3.4: Prozentualer Anteil an inkorrekt identifizierten Spuren für verschiedene Matching-Residuen-Cut-Werte bei einem slopeCut-Wert von 2.0, einem Triplett-Residuen-Cut-Wert von 5.0, einer Strahlenergie von 3 GeV und einer Strahldivergenz von 0.1 mrad mit 1.000.000 Ereignissen pro Messpunkt. Der prozentuale Anteil ist dabei mit der Gesamtzahl an gefundenen Spuren berechnet und beschreibt die Zahl der Spuren, die das Toleranzkriterium verletzen.

der GBLFitter als zuverlässiges Mittel zur Rekonstruktion von Teststrahl Daten verwendet werden kann, da vorhandene Spuren mit einer nahezu 100 %-igen Effizienz rekonstruiert werden können und weniger als 1 % der rekonstruierten Spuren als inkorrekt angenommen werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [2] S. Weinberg, A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [3] A. Salam, Weak and Electromagnetic Interactions, Conf. Proc. C680519 (1968) 367.
- [4] D. J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343.
- [5] Particle Data Group Collaboration, M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018).
- [6] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) no. 1, 1.
- [7] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) no. 1, 30.
- [8] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
- [9] F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [10] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
- [11] H. Bethe, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. Phys. 397 (1930) 325.
- [12] F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, Z. Phys. 81 (1933) 363.

Literaturverzeichnis

- [13] E. Rutherford, The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom, *Phil. Mag.* 21 (1911) 669.
- [14] S. Ramo, Currents Induced by Electron Motion, *Proc. IRE* 27 (1939) no. 9, 584.
- [15] I. Rubinskiy, “An EUDET/AIDA pixel beam telescope for detector development”, *Physics Procedia* 37 (2012) 923–931.
- [16] S. Spannagel, “Allpix²: A modular simulation framework for silicon detectors“, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* 901 (2018) 164-172.
- [17] A. Bulgheroni, EU Telescope, the JRA1 tracking and reconstruction software: a status report, EUDET-Memo-2008-48, 2008.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 19. Dezember 2018

(Moritz Habbaba)