
Entwicklung einer Simulationsumgebung für das COMPASS-II-Experiment mit Geant4

Tobias Kunz



Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Entwicklung einer Simulationsumgebung für das COMPASS-II-Experiment mit Geant4

Diplomarbeit

vorgelegt von

Tobias Kunz

Institut für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg

November 2012

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretischer Hintergrund	5
2.1. Der Spin des Nukleons	5
2.2. Tief-inelastische Streuung	6
2.3. Inklusiver Wirkungsquerschnitt	7
2.4. Parton-Verteilungsfunktionen	8
2.5. Generalisierte Parton-Verteilungsfunktionen	11
2.6. Jis Summenregel	15
2.7. Tief-virtuelle Compton-Streuung	16
3. Das COMPASS-II-Experiment	19
3.1. Der Strahl	19
3.2. Der Targetbereich	21
3.3. Das Spektrometer	23
3.4. Das Triggersystem	28
3.5. Das Datennahmesystem	30
4. Anwendung von Simulationen in der Teilchenphysik	33
4.1. Monte-Carlo-Simulation	34
4.2. Eventgeneratoren	34
4.3. Tracking	36
4.4. Geant4	37
4.5. Datenanalyse und Monte-Carlo-Simulation bei COMPASS II	41
5. TGEANT	43
5.1. Programmstruktur	43
5.2. Einbindungen der COMPASS-II-Detektoren	45
5.3. Einbindung physikalischer Prozesse	48
5.4. Eingabeformate	56
5.5. Run- und Eventmanagement	59
5.6. Grafische Benutzeroberfläche	61
5.7. TGEANT im Rechencluster	62
5.8. Ausgabe	63
5.9. Benachrichtigungssystem und Leistungsfähigkeit	68
5.10. Analyse-Werkzeug	69

6. Detektoren in TGEANT	71
6.1. LH ₂ -Target	71
6.2. CAMERA	73
6.3. Hadronische Kalorimeter	76
6.4. Elektromagnetische Kalorimeter	78
6.5. Magnete	79
6.6. Driftkammern	81
6.7. Straws	81
6.8. RICH-1	83
6.9. Hodoskope und Veto-Detektoren	83
6.10. MW1 und MW2	84
6.11. W45	85
6.12. Vereinfachte Detektoren	85
7. Monte-Carlo-Simulation mit TGEANT	87
7.1. Simulation von tief-virtueller Compton-Streuung	87
7.2. Vergleiche mit kosmischen Myonen	90
7.3. Vergleich der mit TGEANT erzeugten Ereignisse mit Daten aus COOL	94
8. Zusammenfassung	99
A. Materialien	101
B. Verfügbare Detektoren und Geometrien in TGEANT	103
C. Detektoren	105
D. Pulse des CAMERA-Detektors	111
E. Lepto- und HEPGen- Datenformat	113
F. Grafische Benutzeroberfläche	115
G. Physics List	119
H. Integralspektren der kosmischen Myonen	123
I. PYTHIA-Einstellungen	125
J. Ladezeit und Arbeitsspeicher	127
Literaturverzeichnis	129

1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik besagt, dass Materie aus Leptonen und Hadronen aufgebaut ist. Leptonen, wie zum Beispiel Elektronen oder Myonen, sind punktförmige Teilchen und weisen nach dem Standardmodell keine Substruktur auf. Man nennt diese Art von Teilchen Elementarteilchen, da sie sich nicht in kleinere Bausteine zerlegen lassen. Durch Messungen des anomalen magnetischen Moments der Hadronen gelangte man zu der Annahme, dass diese sich aus noch kleineren, bis dahin unbekanntem Teilchen zusammensetzen [1]. Ein stichhaltiges Indiz für ihre Existenz war die Entdeckung einer Reihe von Baryonen und Mesonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und aus immer größeren Teilchenbeschleunigern [2]. Die resultierende Annahme über die Zusammensetzung der Hadronen bestätigte sich gegen Ende der sechziger Jahre in Streuexperimenten.

Die Substruktur und der Aufbau von Hadronen durch punktförmige Teilchen wird durch das Quark-Parton-Modell beschrieben [3]. Dieses theoretische Modell beschreibt die Verteilung von Quarks, Antiquarks und Gluonen in Nukleonen, den Protonen und Neutronen, aus denen Atomkerne aufgebaut sind. Das Nukleon selbst besteht aus drei Valenzquarks, die von Quark-Antiquark-Paaren, See-Quarks genannt, und Gluonen umgeben sind. Die Impulsverteilung der Konstituenten des Nukleons, die durch Parton-Verteilungsfunktionen parametrisiert werden, wurde in vielen Experimenten in der Hochenergiephysik mit hoher Präzision vermessen. So konnte man zwar die Modelle weiter anpassen und stetig verbessern, die Spinstruktur des Nukleons ist aber weiterhin nicht vollständig verstanden.

Die zunächst angenommene Zusammensetzung des Nukleonspins aus den Einzelspins der Quarks und Antiquarks konnte durch Messungen des EMC¹-Experiments am CERN² widerlegt werden [4]. Die Beiträge der Quarks reichen nicht aus, um den Gesamtspin zu beschreiben. Die durch diese Messungen ausgelöste sogenannte „Spinkrise“ führte zur Konzipierung weiterer Experimente, welche die grundlegende Frage nach der Herkunft des Spins, der in so vielen Experimenten beobachtet und auch durch die Theorie beschrieben wird, erforschen sollten. Das COMPASS³-II-Experiment am CERN ist eines der Experimente, die dazu beitragen, diese Fragestellung zu klären. Messungen zur Gluon-Polarisation in den Jahren 2002 bis 2006 ergaben, dass Gluonen entgegen der Vermutungen lediglich

¹European Muon Collaboration

²Conseil Européen de la Recherche Nucleaire

³Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

einen sehr geringen Beitrag zum Nukleonspin leisten und somit den fehlenden Teil ebenfalls nicht erklären können [5].

Ein mögliches Konzept, Zugriff auf den Gesamtdrehimpuls und damit auch auf die Zusammensetzung des Nukleonspins zu erhalten, sind die generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen (GPDs⁴). Mit ihnen können die Drehimpulse der Quarks, Antiquarks und Gluonen bestimmt werden. Durch Messungen am COMPASS-II-Experiment wird versucht, über harte, exklusive Prozesse wie zum Beispiel DVCS⁵ einen Zugang zu den GPDs zu erhalten. Hierzu wird das vorhandene COMPASS-Spektrometer erweitert. Wichtige neue Komponenten sind dabei der Rückstoßproton-Detektor CAMERA⁶, der ein mehr als 2,5 m langes Flüssigwasserstoff-Target umgibt, und das elektromagnetische Kalorimeter ECAL0 [6]. Der Einsatz des CAMERA-Detektors ermöglicht die Messung von Rückstoß-Protonen, die das Target unter großen Winkeln verlassen. Durch seinen Aufbau aus zwei konzentrischen, aus Szintillatorstreifen bestehenden Ringen können sowohl der Energieverlust in den einzelnen Streifen als auch die Flugzeit der Protonen von A- zu B-Ring gemessen werden.

Die Messung der tief-virtuellen Compton-Streuung stellt sehr hohe Anforderungen an die Kenntnis der Spektrometerakzeptanz und macht daher die Entwicklung einer weiteren, alternativen Monte-Carlo-Simulation notwendig, um einerseits die ältere, noch auf Geant3 basierende aber bereits vorhandene Simulationsumgebung zu verifizieren, und um andererseits so unabhängig Monte-Carlo-Ereignisse erzeugen zu können und die Anzahl der nicht eindeutig im Experiment zuweisbaren Ereignisse zu minimieren. Ferner müssen die neuen Detektoren in die Simulation eingebunden und ihre simulierten Ereignisse mit den Daten des Experiments verglichen und näher untersucht werden.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit neu entwickelte Simulationsumgebung TGEANT⁷ basiert auf Geant4 und erlaubt neben der Einbindung aller neuen und bereits vorhandenen COMPASS-Detektoren für die Akzeptanzbestimmung auch den Einsatz für Detektorstudien. Das zweistufige Spektrometer mit über 50 Metern Länge stellt mit mehr als 250.000 Auslesekanälen durch seine Komplexität eine besondere Herausforderung dar. Die Detektoren in TGEANT werden je nach Verfügbarkeit der Geometrien und Notwendigkeit für die Simulation in unterschiedlicher Detailtreue aufgebaut. Für die erste Stufe des Spektrometers stehen die meisten Detektoren mit ihren mechanischen Halterungen zur Verfügung, um deren Einfluss im weiteren Verlauf des Experiments untersuchen zu können. Diese Flexibilität erlaubt es, für viele Detektoren wie auch den CAMERA-Detektor zusätzlich auch Einzelpulse zu simulieren, wobei die Ausbreitung der Photonen im Szintillator, die Reflektion und Brechung an Grenzflächen wie beispielsweise Luftschichten sowie das Ansprechen von Photomultipliern berücksichtigt wird.

⁴**Generalized Parton Distributions**

⁵**Deep Virtual Compton Scattering**

⁶**COMPASS Apparatus for Measurements of Exclusive ReActions**

⁷**Total GEometry ANd Tracking**

Um einen schnellen Einstieg in die Produktion von Monte-Carlo-Ereignissen zu ermöglichen, verfügt TGEANT außerdem über eine grafische Benutzeroberfläche sowie ein für Anwender optimiertes Handbuch [7].

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen zur Beschreibung des inneren Aufbaus der Nukleonen sowie der Zusammenhang zwischen den generalisierten Parton-Verteilungen und der tief-virtuellen Compton-Streuung erläutert. Das für solche Messungen konzipierte COMPASS-II-Experiment wird in Kapitel 3 beschrieben. Die Notwendigkeit von Monte-Carlo-Simulationen in der Teilchenphysik und das der neu entwickelten Simulationsumgebung TGEANT zugrundeliegende Geant4 werden in Kapitel 4 erläutert. In Kapitel 5 wird die Simulationsumgebung TGEANT vorgestellt und im weiteren Verlauf die Programmstruktur und Verarbeitung der einzelnen Ereignisse in der Simulation eingehender erläutert. Die eingebundenen Detektoren und Geometrien werden in Kapitel 6 exemplarisch beschrieben und in Kapitel 7 abschließend die simulierten Ereignisse mit Daten des COMPASS-II-Experiments verglichen. Außerdem werden die Ergebnisse von Detektorstudien des CAMERA-Detektors hinsichtlich Plausibilität, Effizienz und Leistungsfähigkeit der Simulation überprüft.

2. Theoretischer Hintergrund

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Konzepte und Gesetze erklärt, die für eine Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons nötig sind. Ausgehend vom Aufbau des Nukleons wird näher auf dessen Spin eingegangen und durch die Untersuchung der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung wird das Konzept der Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs¹) eingeführt. Im weiteren Verlauf wird das Konzept der generalisierten Parton-Verteilungen vorgestellt, zu deren Bestimmung durch die Messungen der tief-virtuellen Compton-Streuung am COMPASS-II-Experiment ein Beitrag geleistet werden soll. Diese Verteilungen erlauben eine universelle Beschreibung des Nukleons und ermöglichen so eine direkte Betrachtung der Drehimpulsbeiträge der Quarks, Antiquarks und Gluonen zum Spin des Nukleons.

2.1. Der Spin des Nukleons

Eine fundamentale quantenmechanische Eigenschaft eines Teilchens ist sein Spin. Nukleonen sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, die sich aus Quarks, Antiquarks und Gluonen zusammensetzen. Quarks bzw. Antiquarks sind ebenfalls Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, Gluonen dagegen tragen den Spin 1. Den Spin des Nukleons S_N möchte man allgemein als Summe der Beiträge seiner Konstituenten beschreiben, also aus den Beiträgen der Quarks und Antiquarks und aus dem der Gluonen [8]:

$$\frac{J}{\hbar} = \frac{1}{2} = J_q + J_g \quad (2.1)$$

Dabei sind J_q und J_g die Gesamtdrehimpulse der Quarks, Antiquarks und Gluonen im Nukleon, \hbar die Planck-Konstante und J der Gesamtdrehimpuls. Der Gesamtspin S kann durch die Summe

$$\frac{S}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

in Einheiten der Planckkonstante \hbar ausgedrückt werden [9]. Hierbei ist $\Delta\Sigma$ der Spinbeitrag der Quarks und Antiquarks und ΔG der Spinbeitrag der Gluonen. Die Beiträge der Bahndrehimpulse sind L_q und L_g .

¹Parton Distribution Functions

Die Beiträge von $\Delta\Sigma$ und ΔG zum Gesamtspin sind durch vorhergehende Experimente bekannt [10]. $\Delta\Sigma$ trägt mit ungefähr 30 % und $|\Delta G|$ mit einem Anteil im Bereich von 20 bis 30 % zum Gesamtspin des Nukleons bei. Die Größen für die Drehimpulsbeiträge von L_q und L_g sind hingegen nicht bekannt.

Einen Zugang zu den Gesamtdrehimpulsen J_q und J_g kann man durch die generalisierten Parton-Verteilungen erhalten, auf die in Abschnitt 2.5 näher eingegangen wird. Um diese experimentell zu untersuchen, verwendet man unter anderem die tief-virtuelle Compton-Streuung. Auch diese wird im späteren Verlauf näher erläutert.

2.2. Tief-inelastische Streuung

Eines der Ziele des COMPASS-II-Experiments ist die Erforschung der inneren Struktur der Nukleonen durch die Beobachtung von tief-inelastischer Streuung (DIS²). Durch Streuung eines Leptons l an einem Quark des Nukleons N erhält man Zugang zur inneren Struktur der Nukleonen.

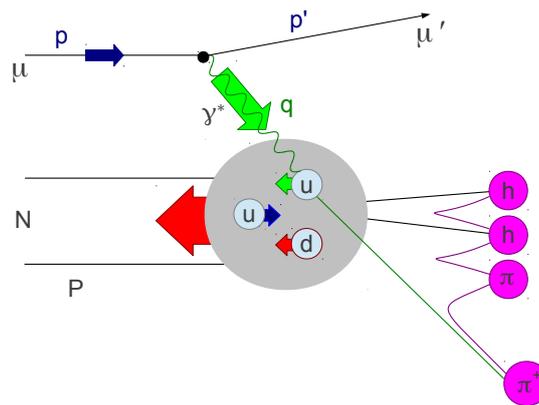


Abbildung 2.1.: Semi-inklusive tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung für ein einlaufendes Myon [11].

Diese Art der Streuung ist mit Beschleunigerexperimenten im Hochenergiebereich realisierbar. Um Aufschluss über das Wechselwirkungspotential zu erhalten, werden Leptonen an Nukleonen gestreut und der inklusive, semi-inklusive oder exklusive Endzustand wird beobachtet. Entweder wird das Nukleon in einen angeregten Zustand versetzt oder das am Streuprozess beteiligte Quark verlässt das Nukleon und fragmentiert in ein oder mehrere Hadronen X :

$$l + N \rightarrow l' + X \quad (2.3)$$

²Deep Inelastic Scattering

Bei diesem Prozess unterscheidet man zwischen „inklusive“ Streuung, bei der nur das gestreute Lepton l' nachgewiesen wird, und „semi-inklusive“ Streuung, wenn zusätzlich zum Lepton noch mindestens ein Hadron nachgewiesen wird. Werden alle Teilchen des hadronischen Endzustands nachgewiesen, spricht man von „exklusiver“ Streuung. Die wichtigsten kinematischen Größen der DIS sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Tabelle 2.1.: Kinematische Variablen der tief-inelastischen Streuung.

Variable	Bedeutung
$p = (E, \vec{p})$	Viererimpuls des einlaufenden Leptons
$p' = (E', \vec{p}')$	Viererimpuls des auslaufenden Leptons
M	Masse des Nukeons
$P = (E_N, \vec{P}) \stackrel{lab}{=} (M, 0, 0, 0)$	Viererimpuls des einlaufenden Nukleons
$P' = (E'_N, \vec{P}')$	Viererimpuls des auslaufenden Nukleons
$q = p - p'$	Viererimpuls des virtuellen Photons
$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$	Energieverlust des gestreuten Leptons
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$	Relativer Energieverlust des gestreuten Leptons
$Q^2 = -q^2 \stackrel{lab}{\approx} 4EE' \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$	Negatives Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons
$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$	Bjorken-Skalenvariable

In führender Ordnung kann man diesen Prozess durch Photon- oder Z^0 -Boson Austausch beschreiben. In der QCD³ lässt sich solch ein Teilchenaustausch als die inkohärente Summe von elastischen Streuungen an den Quarks der verschiedenen Flavour interpretieren. Für die Schwerpunktsenergie von circa 17,9 GeV von COMPASS II sind der Z^0 -Austausch und der Beitrag der schweren Quarkflavour (b, t) allerdings zu vernachlässigen und werden im Folgenden nicht weiter behandelt oder berücksichtigt. Das Austauscheteilchen ist hier ein virtuelles Photon γ^* .

2.3. Inklusiver Wirkungsquerschnitt

Bei inelastischen Streuprozessen gibt es zwei freie Parameter. Man wählt hier üblicherweise die Bjorkensche Skalenvariable x_{Bj} und die Virtualität des Photons Q^2 . Die Bjorkensche Skalenvariable gibt die Inelastizität des Streuprozesses an. Für elastische Prozesse gilt $x_{Bj} = 1$, für inelastische Prozesse erhält man $0 < x_{Bj} < 1$. Den Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung kann man als Produkt eines leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und eines hadronischen Tensors $W_{\mu\nu}$ darstellen [12, 13]. Durch diese Separation in einen harten leptonischen und

³Quanten-Chromo-Dynamik

einen weichen hadronischen Teil erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Q^2

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist α_{em} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, E und E' die Energie des ein- und auslaufenden Leptons und Ω der Raumwinkel, unter dem das gestreute Lepton detektiert wird. Der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$, der die Streuung des virtuellen Photons am Quark beschreibt, wird durch die perturbative Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und kann berechnet werden (siehe Abbildung 2.2). Der hadronische Tensor, der die Struktur des Nukleons beinhaltet, kann nicht berechnet werden und wird deshalb durch vier dimensionslose Strukturfunktionen F_1 , F_2 , g_1 und g_2 , die von x_{Bj} und Q^2 abhängig sind, parametrisiert. Der Wirkungsquerschnitt kann in einen spinunabhängigen, symmetrischen Teil (S) und einen vom Spin des Leptons (\vec{s}) und dem des Nukleons (\vec{S}) abhängigen, antisymmetrischen Teil (A) separiert werden:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left[L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') W^{\mu\nu(S)}(p, q) - L_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', \vec{s}) W^{\mu\nu(A)}(p, q, \vec{S}) \right] \quad (2.5)$$

Der symmetrische Teil von $W_{\mu\nu}$ kann durch die Strukturfunktionen $F_1(x_{Bj}, Q^2)$ und $F_2(x_{Bj}, Q^2)$ ausgedrückt werden. Der antisymmetrische Teil wird durch $g_1(x_{Bj}, Q^2)$ und $g_2(x_{Bj}, Q^2)$ beschrieben.

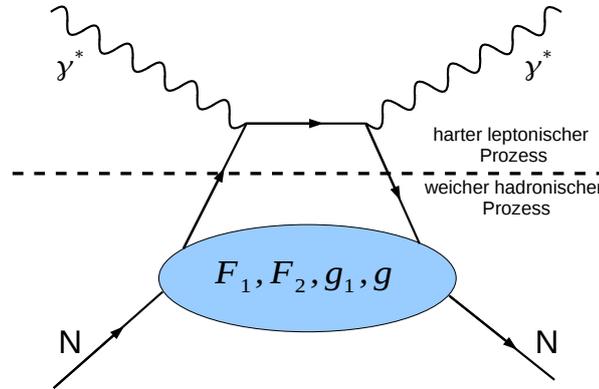


Abbildung 2.2.: Handbag-Diagramm der inklusiven tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung.

2.4. Parton-Verteilungsfunktionen

Eine gute Vorstellung für den Aufbau von Nukleonen bietet das von Richard P. Feynman in den 60er Jahren entwickelte Quark-Parton-Modell [14]. In diesem Modell

wird das Nukleon aus punktförmigen, elementaren Teilchen zusammengesetzt. Diese sogenannten Partonen werden heute unterteilt in geladene Partonen, die Quarks, und neutrale Partonen, die Gluonen. Die Gluonen sind die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Das Quark-Parton-Modell greift besonders dann, wenn es um die Beschreibung von speziellen Wechselwirkungen bei kleinen Abständen geht. Diesen Fall hat man beispielsweise bei der tief-inelastischen Streuung. Betrachtet man das Nukleon in einem Bezugssystem, in dem die transversalen Impulse und die Ruhemassen seiner Konstituenten vernachlässigt werden können, so können auf der Zeitskala der Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon die Partonen als freie Teilchen aufgefasst werden, an denen das virtuelle Photon elastisch gestreut wird. Dieses Bezugssystem nennt man Infinite Momentum Frame [14]. Reicht nun der Impulsübertrag des Photons aus, um die Struktur des Nukleons aufzulösen, so muss gelten

$$Q^2 \gg M^2. \quad (2.6)$$

Gilt diese Beziehung, so kann man die Bjorken-Skalenvariable im Infinite Momentum Frame als Bruchteil des Viererimpulses des Nukleons auffassen, der von einem Parton getragen wird.

2.4.1. Unpolarisierte Parton-Verteilungsfunktionen

Den Fall für $Q^2, \nu \rightarrow \infty$ und $x_{Bj} = \text{const.}$ nennt man Bjorken-Limit. In ihm kann die tief-inelastische Streuung als Streuung an den Partonen interpretiert werden. Auf diese Weise wird keine Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen mehr beobachtet. Man bezeichnet diesen Effekt als Skaleninvarianz.

Die Verteilungsfunktion der Quark-Impulse wird durch $q_f(x_{Bj})$ und $\Delta q_f(x_{Bj})$ für die verschiedenen Quarkflavour f^4 beschrieben. Durch die Einführung des Infinite Momentum Frame kann die Bjorken-Skalenvariable als der vom Parton getragene Bruchteil des Viererimpulses des Nukleons verstanden werden. Die Impulsverteilung gibt dann die Wahrscheinlichkeit $q_f(x_{Bj}) dx_{Bj}$ an, mit der ein Quark des Flavours f mit einem Impulsbruchteil zwischen x_{Bj} und $(x_{Bj} + dx_{Bj})$ auftritt [14]. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 aus Abschnitt 2.3 können durch die unpolarisierten Parton-Verteilungsfunktionen ausgedrückt werden

$$F_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x_{Bj}), \quad (2.7)$$

$$F_2(x_{Bj}) = x_{Bj} \sum_f e_f^2 q_f(x_{Bj}). \quad (2.8)$$

⁴ $f = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$

Die Variable e_f ist dabei die elektrische Ladung des Quarks mit Flavour f . Aus diesen beiden Gleichungen kann man die Callan-Gross-Beziehung für die unpolarisierten Strukturfunktionen ableiten:

$$F_2(x_{Bj}) = 2x_{Bj}F_1(x_{Bj}) \quad (2.9)$$

Mit der Bestätigung von Gleichung 2.9 kann man nachweisen, dass Nukleonen aus Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen aufgebaut sind [15]. Aus Messungen erhält man ebenfalls eine Abhängigkeit der unpolarisierten Strukturfunktionen von Q^2 . Diese Q^2 -Abhängigkeit nennt man Skalenbrechung. Experimentell leichter zugänglich ist die Größe F_2 [16].

2.4.2. Polarisierte Parton-Verteilungsfunktionen

Neben der Impulsverteilung der Quarks wird auch die Helizitätsverteilung der Quarks durch die Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben. Durch die Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an parallel oder antiparallel polarisierten Nukleonen kann man die Helizitätsverteilung experimentell untersuchen. Wegen der Helizitätserhaltung kann das virtuelle Photon nur von einem Quark mit entgegengesetzter Helizität absorbiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark des Flavours f mit einem Impulsbruchteil von x_{Bj} in einem longitudinal polarisierten Nukleon zu finden, ist für die gleiche Helizität wie die des Photons durch $q_f^{\vec{\zeta}}(x_{Bj})$ und für entgegengesetzte Helizität durch $q_f^{\overleftarrow{\zeta}}(x_{Bj})$ gegeben. Die Quarkhelizität $\Delta q_f(x_{Bj})$ lässt sich dann mit Hilfe dieser beiden Wahrscheinlichkeitsfunktionen definieren als

$$\Delta q_f(x_{Bj}) = q_f^{\vec{\zeta}}(x_{Bj}) - q_f^{\overleftarrow{\zeta}}(x_{Bj}). \quad (2.10)$$

Man kann die unpolarisierten PDFs im longitudinal polarisierten Nukleon durch

$$q_f(x_{Bj}) = q_f^{\vec{\zeta}}(x_{Bj}) + q_f^{\overleftarrow{\zeta}}(x_{Bj}) \quad (2.11)$$

ausdrücken. Durch Summation über alle Quark- und Antiquarkflavour und Integration über x_{Bj} erhält man

$$\Delta\Sigma = \sum_f \int_0^1 \Delta q_f(x_{Bj}) dx_{Bj}. \quad (2.12)$$

Dieses Ergebnis entspricht gerade den bereits aus Abschnitt 2.1 bekannten Nettobeiträgen der Quark- und Antiquarkhelizität. Analog zu Gleichung 2.7 und Gleichung 2.8 kann nun auch g_1 durch die polarisierten Parton-Verteilungsfunktionen ausgedrückt werden als

$$g_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x_{Bj}). \quad (2.13)$$

Für g_2 gibt es keine anschauliche Bedeutung im Quark-Parton-Modell.

2.5. Generalisierte Parton-Verteilungsfunktionen

Das Konzept der generalisierten Parton-Verteilungen erlaubt eine genauere Beschreibung des Nukleons als mit den PDFs. Sie wurden in den theoretischen Arbeiten von Müller [17] und Radyushkin [18] eingeführt. Im Grenzfall enthalten sie sowohl die Parton-Verteilungsfunktionen aus Abschnitt 2.4 als auch die elastischen Formfaktoren des Nukleons. Für viele exklusive Prozesse wie zum Beispiel die tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS⁵ [19, 20]) oder die harte exklusive Meson-Produktion (HEMP⁶ [21]) lässt sich die Faktorisierung in einen weichen und einen harten Subprozess analog zur inklusiven tief-inelastischen Streuung aus Abschnitt 2.3 verallgemeinert auf diese exklusiven Prozesse übertragen. Durch die Einführung der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen erhält man ein universelles Bild des Nukleons, da sich sowohl Informationen über die Verteilung der longitudinalen Impulse als auch über die transversalen Positionen der Partonen im Nukleon in den GPDs vereinen [22]. Die Vermessung der GPDs bietet den derzeit einzigen experimentellen Zugang zur Bestimmung des totalen Drehimpulsbeitrags der Quarks zum Spin des Nukleons.

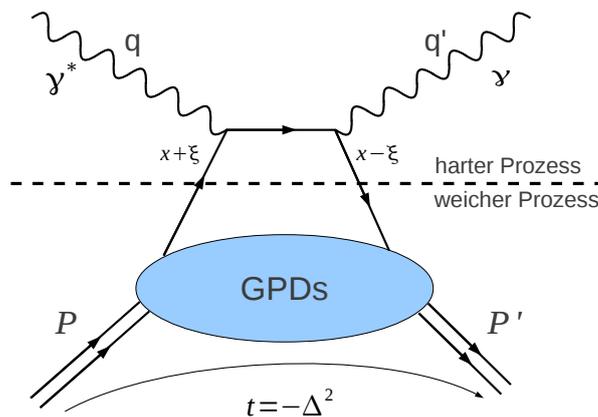


Abbildung 2.3.: Handbag-Diagramm der tief-virtuellen Compton-Streuung [6].

Abbildung 2.3 zeigt das Handbag-Diagramm der tief-virtuellen Compton-Streuung. Die Blase veranschaulicht die innere Struktur des Nukleons, die durch die GPDs beschrieben wird. Das Parton wechselwirkt mit dem virtuellen Photon und emittiert ein reelles Photon, bevor es in das Nukleon zurückgeht.

2.5.1. Kinematische Variablen

Für die Beschreibung der GPDs benötigt man neben den in Tabelle 2.1 bereits eingeführten Variablen noch zwei weitere. Der Viererimpulsübertrag durch das

⁵Deeply Virtual Compton Scattering

⁶Hard Exclusive Meson Production

Photon auf das Nukleon wird durch die Mandelstam-Variable

$$t = (P - P')^2 = (q - q')^2 = -\Delta^2 \quad (2.14)$$

angegeben. Dabei bezeichnet q' den Viererimpuls des auslaufenden Photons. Die Skewness-Variable ξ kann als der longitudinale Impulsübertrag auf das gestreute Quark während des Streuprozesses interpretiert werden. Sie wird beschrieben durch [23]:

$$\xi = x_{Bj} \frac{1 + \frac{\Delta^2}{2Q^2}}{2 - x_{Bj} + x_{Bj} \frac{\Delta^2}{Q^2}}. \quad (2.15)$$

Im Bjorken-Limit kann dies mit $\xi \simeq \frac{x_{Bj}}{2-x_{Bj}}$ angenähert werden. Für $\xi = 0$ stehen die Impulse des virtuellen Photons und des Quarks senkrecht zueinander, bei $\xi \neq 0$ besitzt der Impulsübertrag eine parallel zur Richtung des virtuellen Photons verlaufende Komponente. Die x, ξ -Abhängigkeit der GPDs ist nur sehr schwer zugänglich und wird deshalb vor allem mit Modellrechnungen benutzt. In Abbildung 2.3 ist dargestellt, wie das Quark mit dem longitudinalen Impulsbruchteil $x + \xi$ im Anfangszustand nach der Emission den Impulsbruchteil $x - \xi$ trägt. Der Gesamtimpulsübertrag beträgt dabei 2ξ .

Analog zur inklusiven tief-inelastischen Streuung muss auch bei der exklusiven Streuung der Impulsübertrag Q^2 des virtuellen Photons ausreichen, um die innere Struktur des Nukleons aufzulösen (vgl. Gleichung 2.6). Hinzu kommt, das

$$t \ll Q^2 \quad (2.16)$$

gelten muss, um die Faktorisierung in einen harten und einen weichen Teil zu ermöglichen [11].

Im weiteren Verlauf werden die vier Spin- $\frac{1}{2}$ -GPDs H, \tilde{H}, E und \tilde{E} verwendet. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. H und \tilde{H} sind die Nukleon-Helizität erhaltenden, E und \tilde{E} die Nukleon-Helizität umkehrenden GPDs. Die von den Quark-Helizitäten abhängigen Funktionen sind durch (\sim) gekennzeichnet.

Tabelle 2.2.: Die vier Spin- $\frac{1}{2}$ -GPDs H, \tilde{H}, E und \tilde{E} .

	Nukleon-Helizitäts- erhaltend	Nukleon-Helizitäts- umkehrend
Quark-Helizitäts-unabhängig	H	E
Quark-Helizitäts-abhängig	\tilde{H}	\tilde{E}

2.5.2. Grenzfälle der GPDs und ihr Zusammenhang mit bekannten Verteilungen

Das Nukleon im Anfangszustand und das im Endzustand müssen bei der exklusiven tief-inelastischen Streuung nicht unbedingt identisch sein. Sie können sich in Impuls und Helizität unterscheiden. Hinzu kommt, dass hier die Faktorisierung in die Wahrscheinlichkeitsamplitude des Prozesses einfließt. Bei der inklusiven tief-inelastischen Streuung wird hingegen der Wirkungsquerschnitt selbst faktorisiert.

Für den Grenzfall der GPDs kann man vermuten, dass diese sich dort auf die PDFs zurückführen lassen. Im sogenannten „Vorwärtslimit“ sind für H^f und \tilde{H}^f Viererimpuls und Helizität des Nukleons im Anfangs- und Endzustand identisch. Für das Vorwärtslimit gilt

$$t = 0 \text{ und } \xi = 0. \quad (2.17)$$

In diesem Fall ergibt sich für die GPDs $H^f(x, \xi, t)$ und $\tilde{H}^f(x, \xi, t)$

$$H^f(x, \xi, t) = H^f(x, 0, 0), \quad (2.18)$$

$$\tilde{H}^f(x, \xi, t) = \tilde{H}^f(x, 0, 0). \quad (2.19)$$

Diese Vereinfachung lässt nun eine Verknüpfung mit den aus der inklusiven tief-inelastischen Streuung bereits bekannten Quarkdichten $q(x)$ und $\Delta q(x)$ zu. Man erhält für $x > 0$ eine Reduzierung der GPDs H^f und \tilde{H}^f auf die Quark-Verteilungsfunktionen

$$H^f(x, 0, 0) = q(x), \quad \tilde{H}^f(x, 0, 0) = \Delta q(x), \quad (2.20)$$

$$H^f(x, 0, 0) = xg(x), \quad \tilde{H}^f(x, 0, 0) = x\Delta g(x). \quad (2.21)$$

Für den Bereich $x < 0$ reduzieren sich diese beiden GPDs auf die Antiquark-Verteilungsfunktionen

$$H^f(x, 0, 0) = -\bar{q}(-x), \quad \tilde{H}^f(x, 0, 0) = \Delta\bar{q}(-x). \quad (2.22)$$

In Abbildung 2.4 ist die GPD $H(x, \xi, t = 0)$ für u-Quarks dargestellt. Die rote Linie entspricht den unpolarisierten PDFs für Quarks ($x > 0$) und Antiquarks ($x < 0$).

Die Beschreibung der GPDs E und \tilde{E} mit Hilfe von PDFs ist nicht möglich, da für einen Helizitäts-Flip des Nukleons Bahndrehimpuls übertragen werden muss. Dies ist nur bei einem endlichen transversalen Impulsübertrag möglich. Neben der Verbindung der GPDs zu den PDFs im Vorwärtslimit existiert noch eine weitere Beziehung zwischen den ersten Momenten der GPDs und den elastischen Formfaktoren des Nukleons [8]:

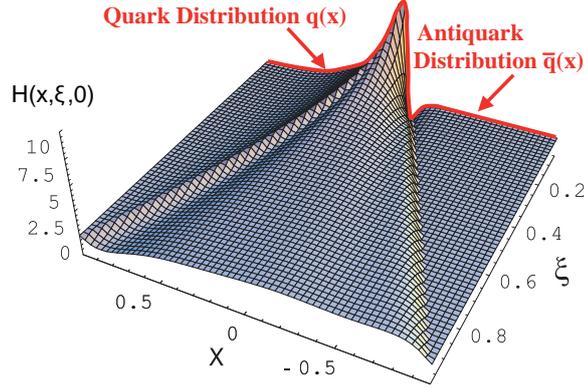


Abbildung 2.4.: Modellierung für $H^u(x, \xi, t = 0)$ [24].

$$\int_{-1}^{+1} dx H^f(x, \xi, t) = F_1^f(t), \quad (2.23) \quad \int_{-1}^{+1} dx E^f(x, \xi, t) = F_2^f(t), \quad (2.24)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^f(x, \xi, t) = G_A^f(t), \quad (2.25) \quad \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^f(x, \xi, t) = G_P^f(t). \quad (2.26)$$

Hierbei stellen die Funktionen $F_1^f(t)$, $F_2^f(t)$, $G_A^f(t)$ und $G_P^f(t)$ die Beiträge der Quark-Flavour zu den elastischen Dirac-, Pauli-, Axial- und Pseudoskalar-Formfaktoren dar.

2.5.3. Anschauliche Bedeutung der GPDs

Eine mögliche Interpretation der GPDs ist die Betrachtung im Grenzfall $\xi = 0$ als Wahrscheinlichkeitsdichte für die Ortsverteilung der Partonen. In diesem Fall ist der vom Parton getragene longitudinale Impulsbruchteil x im Anfangs- und Endzustand gleich. Dies ist nur dann möglich, wenn nur ein transversaler Viererimpulsübertrag $t = -\Delta^2 = -\Delta_L^2 - \Delta_\perp^2 = -\Delta_\perp^2$ auftritt.

Durch die Fouriertransformierte von $H(x, 0, \Delta_\perp^2)$ lässt sich die räumliche Verteilung der Partonen mit Impulsbruchteil x bei transversalem Abstand \vec{b}_\perp vom Impulsschwerpunkt des Nukleons analog zu den Formfaktoren des Nukleons beschreiben [25]. Auch dort geben die Fouriertransformierten die Ladungsverteilung im Ortsraum wieder:

$$q_f(x, \vec{b}_\perp) = \int \frac{d^2 \Delta_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i\Delta_\perp \vec{b}_\perp} H_f(x, 0, -\Delta_\perp^2). \quad (2.27)$$

Die Verteilung $q_f(x, \vec{b}_\perp)$ ist vom Stoßparameter \vec{b}_\perp abhängig. Man kann sie als Satz von „tomografischen Bildern“ verstehen, wie in Abbildung 2.5 gezeigt. Für den

Bereich $x < 0,1$ wird die Verteilung von See-Quarks dominiert, ab $x \sim 0,3$ haben die Valenz-Quarks den größeren Einfluss. Für große x ($x \sim 0,8$) kann die Verteilung so interpretiert werden, als ob ein Quark im Impulsschwerpunkt des Nukleons den gesamten Impuls trägt. Dieser ist gegeben durch die Summe aller transversalen Positionen der Partonen, die mit ihrem longitudinalen Impulsbruchteil gewichtet werden [26].

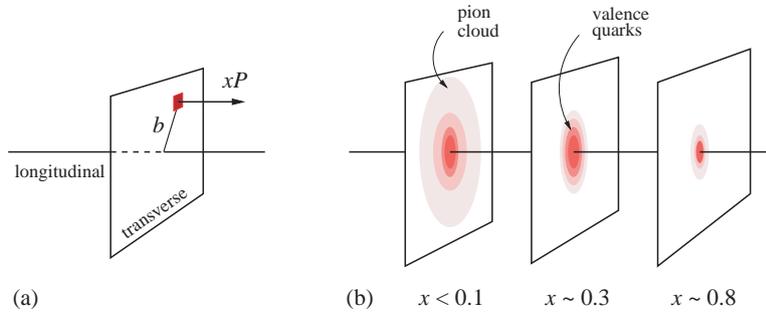


Abbildung 2.5.: Tomografie des Nukleons: (a) Ortsverteilung der Quarks mit longitudinalem Impuls xP im Abstand b vom Impulsschwerpunkt (b) Tomografische Bilder für verschiedene Impulsbruchteile [27].

Eine sehr anschauliche Interpretation der GPDs ist die Betrachtung als eine Art 3-dimensionales Bild. Dies ist durch die Verbindung der Formfaktoren mit den PDFs über die GPDs möglich. Die 2-dimensionale Information der Formfaktoren über die transversale Ausdehnung des Nukleons kann mit den 1-dimensionalen Informationen der PDFs über die Verteilung von Impuls und Spin der Partonen ergänzt werden. Durch diese Kombination können die GPDs Aufschluss geben über den transversalen Ort, an dem sich ein Parton befindet, als Funktion des longitudinalen Impulsbruchteils, den es trägt.

2.6. Jis Summenregel

Durch inklusive tief-inelastische Streuung erhält man nicht die Möglichkeit, Rückschlüsse über den Spin des Nukleons aus Beiträgen der Drehimpulse von Quarks und Gluonen zu ziehen oder diesen gar daraus zu errechnen. Dieses fundamentale Problem lässt sich mit Hilfe von Jis Summenregel lösen [8]. Diese Regel beschreibt den Zusammenhang zwischen den zweiten Momenten der GPDs $H^f(x, \xi, t)$ und $E^f(x, \xi, t)$ und dem Gesamtdrehimpuls der Quarks:

$$J^f = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{-1}^1 dx x [H^f(x, \xi, t) + E^f(x, \xi, t)]. \quad (2.28)$$

Durch eine genaue Bestimmung der GPDs für $t \rightarrow 0$ kann mit Hilfe dieser Formel der flavourabhängige Gesamtdrehimpuls der Quarks bestimmt werden.

2.7. Tief-virtuelle Compton-Streuung

Experimentellen Zugang zur GPD-Analyse erhält man beispielsweise durch die tief-virtuelle Compton-Streuung oder die harte exklusive Mesonproduktion. Letzte ist ein exklusiver Prozess, bei dem ein Meson im Endzustand detektiert wird. Durch ihren sehr hohen Wirkungsquerschnitt für die ρ^0 -Produktion durch den Prozess

$$l + N \rightarrow l' + N' + \rho_0 \quad (2.29)$$

bietet sie einen sehr guten Zugang zur GPD-Analyse, kann aber nur bei einem transversal polarisierten Target gemessen werden, weshalb sie im Folgenden nicht weiter erläutert wird. Neben der harten exklusiven Mesonproduktion kann auch DVCS einen Zugang zu GPDs liefern. Sie wird beschrieben durch

$$l + N \rightarrow l + N + \gamma. \quad (2.30)$$

Dabei wird ein Lepton l an einem Nukleon N gestreut, wobei ein virtuelles Photon ausgetauscht wird. Das Nukleon bleibt dabei intakt und emittiert ein reelles Photon. Der Prozess eignet sich besonders gut, um GPDs zu untersuchen, da er von allen zur Verfügung stehenden Prozessen am besten theoretisch verstanden ist.

Ein mit der DVCS konkurrierender Prozess ist der Bethe-Heitler-Prozess (BH). Es handelt sich hierbei ebenfalls um eine Lepton-Nukleon-Streuung. Anders als bei DVCS entsteht bei BH durch Bremsstrahlung ein reelles Photon, das vom ein- oder auslaufenden Lepton emittiert wird. Die Anfangs- und Endzustände von beiden Streuprozessen sind ununterscheidbar. Abbildung 2.6 zeigt die Handbag-Diagramme für DVCS und den Bethe-Heitler-Prozess, bei denen jeweils reelle Photonen aus Lepton-Nukleon-Streuung produziert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Produktion setzt sich aus den beiden einzelnen Streuamplituden τ_{DVCS} von DVCS und τ_{BH} von Bethe-Heitler zusammen. Wegen der Ununterscheidbarkeit der Endzustände kommt ein Interferenzterm I hinzu [11]:

$$\frac{d\sigma(lN \rightarrow l'N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto |\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + \underbrace{\tau_{DVCS}\tau_{BH}^* + \tau_{DVCS}^*\tau_{BH}}_I. \quad (2.31)$$

Der Winkel ϕ liegt zwischen der Ebene, die vom ein- und auslaufenden Lepton aufgespannt wird, und der vom reellen Photon mit dem rückgestreuten Nukleon definierten Ebene. Das Verhältnis zwischen den beiden konkurrierenden Prozessen BH und DVCS variiert sehr stark über den für das COMPASS-II-Experiment experimentell zugänglichen Bereich für x_{Bj} (Abbildung 2.7).

Im Bereich für kleine Werte von x_{Bj} wird DVCS im Vergleich zu BH fast vollständig unterdrückt. Da die Bethe-Heitler-Amplitude unter zuhilfenahme bekannter

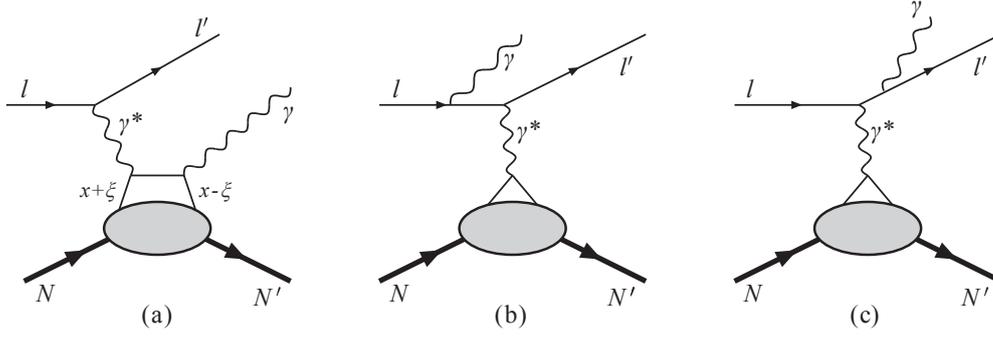


Abbildung 2.6.: Handbag-Diagramm für (a) DVCS und (b),(c) für den Bethe-Heitler-Prozess [11].

Formfaktoren berechnet werden kann, bietet dieser Bereich eine gute Möglichkeit, die Effizienz des Spektrometers zu überwachen. Für mittlere Werte von x_{Bj} bei $0,01 < x_{Bj} < 0,03$ steigt die Häufigkeit für DVCS immer weiter an, bis sie von derselben Größenordnung wie die von BH ist. Für $x_{Bj} > 0,03$ dominiert schließlich DVCS und die DVCS-Amplitude trägt im Wesentlichen zum Wirkungsquerschnitt bei.

Um Aufschlüsse über GPDs zu erhalten, müssen das auslaufende DVCS-Photon und BH-Photon separiert werden. Das BH-Photon wird vom Lepton abgestrahlt und entstammt somit einem rein elektromagnetischen Prozess. Ein möglicher Ansatz hierzu ist die Messung mit unterschiedlich geladenen Leptonen, bei COMPASS II Myonen. Die DVCS-Amplitude τ_{DVCS} ist, anders als die BH-Amplitude, vom Vorzeichen der Ladung abhängig. Da diese für den Bethe-Heitler-Prozess rein reel ist, folgt mit Gleichung 2.31 für die Differenz der Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Ladungen

$$\frac{d\sigma(\mu^+ N \rightarrow \mu^{+'} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(\mu^- N \rightarrow \mu^{-'} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \tau_{BH} \cdot \text{Re}(\tau_{DVCS}). \quad (2.32)$$

Zugang zum Imaginärteil der DVCS-Amplitude erhält man durch die Messung mit Strahlen, die die gleiche Ladung, aber unterschiedliche Helizität tragen:

$$\frac{d\sigma(\overleftarrow{\mu}^+ N \rightarrow \overleftarrow{\mu}^{+'} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(\overrightarrow{\mu}^- N \rightarrow \overrightarrow{\mu}^{-'} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Im}(\tau_{DVCS}). \quad (2.33)$$

Eine Isolation der GPD H aus diesen beiden Messungen ist durch gleichzeitige Drehung von Ladung und Helizität der Strahlteilchen möglich. In dieser Konfiguration misst man mit einem unpolarisierten Target. Das COMPASS-II-Experiment bietet mit seinem Aufbau ideale Voraussetzungen für diese Messung, da der Strahl wegen der Paritätsverletzung des Pionzerfalls, aus dem die Strahlmyonen gewonnen werden, bereits auf natürliche Weise polarisiert ist. Man erhält eine

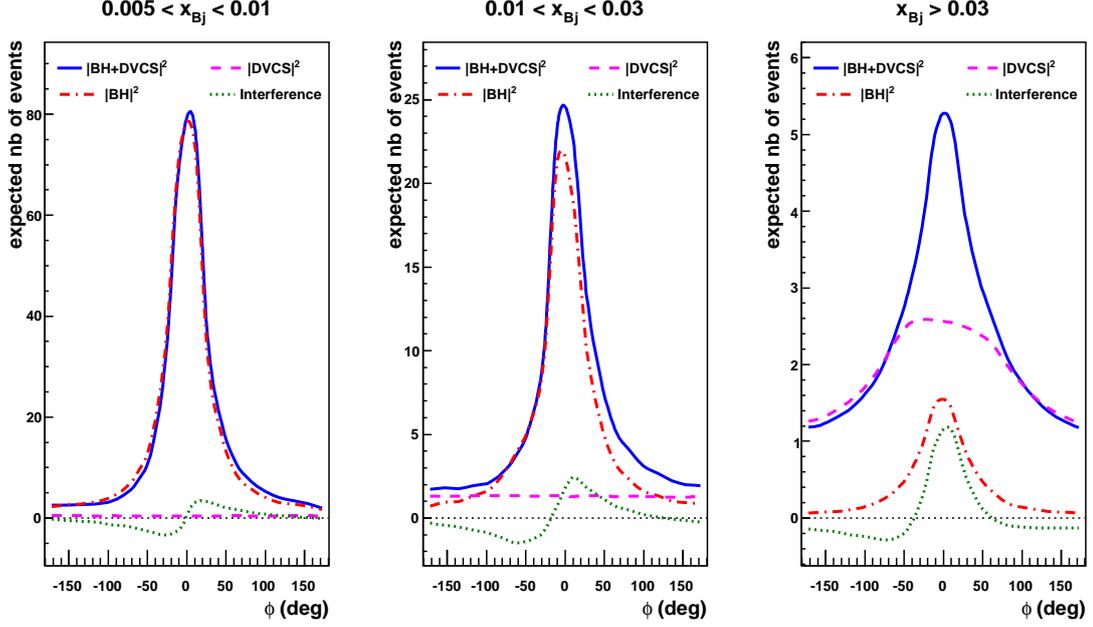


Abbildung 2.7.: Monte-Carlo-Simulation der DVCS- und BH-Beiträge zum exklusiven Streuprozess $\mu p \rightarrow \mu p \gamma$ in Abhängigkeit von ϕ für verschiedene x_{Bj} [6].

Summe S und eine Differenz D der differentiellen Wirkungsquerschnitte bilden:

$$S = \frac{d\sigma(\overleftarrow{\mu}^- N \rightarrow \overleftarrow{\mu}^- N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} + \frac{d\sigma(\overrightarrow{\mu}^+ N \rightarrow \overrightarrow{\mu}^+ N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Im}(F_1 \mathcal{H}) \cdot \sin(\phi), \quad (2.34)$$

$$D = \frac{d\sigma(\overleftarrow{\mu}^- N \rightarrow \overleftarrow{\mu}^- N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(\overrightarrow{\mu}^+ N \rightarrow \overrightarrow{\mu}^+ N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Re}(F_1 \mathcal{H}) \cdot \cos(\phi). \quad (2.35)$$

Hierbei ist \mathcal{H} ein Compton-Formfaktor. Dieser beschreibt die Faltung von GPDs mit einer Funktion, die die harte Compton-Streuung angibt. Somit liefert S den Imaginärteil von \mathcal{H} , der in führender Ordnung durch die GPD H gegeben ist. D enthält den Realteil des Compton-Formfaktors. Auch die Differenz enthält Informationen über die GPD H .

3. Das COMPASS-II-Experiment

Das COMPASS-II-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment. Es befindet sich auf dem Preveessin-Gelände im französischen Teil des Forschungszentrums CERN. Bei COMPASS II wird ein hochenergetischer Myon- oder Hadronstrahl auf ein ruhendes Proton- oder Deuteron-Target geschossen. Durch eine Vielzahl von Detektoren werden die bei der Reaktion freigesetzten Teilchen registriert und ihre Eigenschaften untersucht. Seit 2002 werden so erfolgreich Untersuchungen der Spinstruktur des Nukleons und Hadronenspektroskopie durchgeführt.

Um Messungen wie die tief-virtuelle Compton-Streuung zu ermöglichen, wurden und werden die Komponenten des Spektrometers erweitert und verbessert [6]. Das folgende Kapitel befasst sich mit dem Aufbau des gesamten Experiments, von der Strahlführung über das Target bis hin zu den einzelnen Detektorkomponenten des Spektrometers. Eine detaillierte Beschreibung mit weiteren Details über die Detektoren befindet sich in [28].

Durch seinen universellen Aufbau kann das COMPASS-II-Experiment zwei unterschiedliche Programme bedienen. Im Hadronprogramm wird das Verhalten der Quantenchromodynamik im niederenergetischen Bereich untersucht. Durch die Messung der Pionpolarisierbarkeit erhält man Informationen über die Bindung zwischen Quarks und Antiquarks. Außerdem kann man mit Hilfe von Mesonspektroskopie nach neuen Teilchenzuständen suchen. Im Myonprogramm wird die Nukleonstruktur untersucht und damit versucht, die Herkunft des Nukleonspins zu erklären.

3.1. Der Strahl

Der Strahl des COMPASS-II-Experiments wird vom SPS¹ des CERN, das auch den LHC² mit Protonen versorgt, bereitgestellt. Das SPS wiederum erhält seine Teilchen aus einer Reihe von kleineren Vorbeschleunigern. Der Beschleuniger produziert einen Protonenstrahl mit einer Energie von bis zu 400 GeV. Diese Teilchen können dann in verschiedene Strahlführungen, sogenannte Beamlines, angekoppelt werden und dienen an deren Enden verschiedenen Experimenten als Strahl. Für das COMPASS-II-Experiment steht die M2-Strahlführung zur Verfügung.

¹Super Proton Synchrotron

²Large Hadron Collider

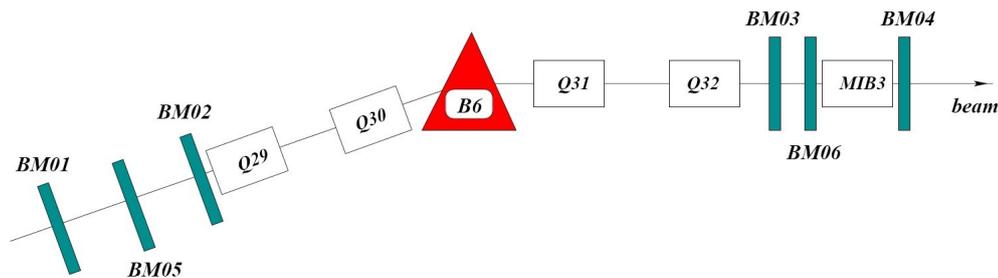


Abbildung 3.1.: Ulenkmagnet (B6) mit den BMS zur Impulsvermessung der Strahlteilchen [28].

Der Primärstrahl trifft zunächst auf das T6-Beryllium-Target. Dieses kann in der Länge variiert werden, um die Sekundärstrahlintensität einzustellen. Bei den entstehenden Teilchen handelt es sich hauptsächlich um Pionen und Kaonen. Diese gelangen in die M2-Beamline, wo der Strahl zunächst mit Hilfe von mehreren Dipolmagneten in vertikaler und horizontaler Richtung abgelenkt wird, sodass er in die Richtung des Experiments zeigt. Nach einer Impulsselektion fliegen sie durch einen 600 Meter langen Tunnel. Über die Reaktionen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \quad K \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

zerfallen diese in Myonen. Wegen der Paritätsverletzung des Kaon- und Pionzerfalls sind diese Myonen auf natürliche Weise polarisiert [14]. Der Polarisationsgrad hängt vom Verhältnis der Impulse des Kaons bzw. Pions und dem des Myons ab. Für COMPASS II beträgt der Polarisationsgrad $(80 \pm 4)\%$ bei einem maximalen Myonenfluss von $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Teilchenstromzyklus. Dieser sogenannte „Spill“ ist abhängig vom SPS-Supercycle, dessen Dauer von der Anzahl der strahlbeziehenden Experimente abhängt. Momentan beträgt die Extraktionszeit für COMPASS II 9,6 Sekunden, gefolgt von 38,4 Sekunden, in denen kein Strahl zum COMPASS-II-Experiment gelangt.

Um sicherzustellen, dass nach dem Auftreffen und Durchfliegen des Tunnels keine Hadronen mehr vorhanden sind, wird ein Hadron-Absorber in den Strahlengang gebracht. Übrig bleiben lediglich Myonen, da diese mehr Materie durchdringen können, ohne zu wechselwirken. Der so gewonnene Strahl aus Myonen wird nun fokussiert und mit Hilfe von Magneten wird erneut eine Impulsselektion vorgenommen.

Um einen höheren Myonenfluss zu erhalten, lässt man eine Abweichung von bis zu 5 % des eigentlichen Teilchenimpulses zu. Aus diesem Grund muss der Impuls jedes Myons mit Hilfe der sogenannten BMS³ bestimmt werden. Dazu wird aus dem Krümmungsradius der Teilchenbahn der Impuls bestimmt (Abbildung 3.1).

Auf diese Weise lässt sich ein Myonstrahl generieren, der einen Fluss von $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Spill haben kann, was im Mittel alle 50 ns ein Teilchen bedeutet.

³Beam Momentum Station

Ein Großteil der Myonen befindet sich im Strahlzentrum, allerdings können auch Teilchen abseits der Strahlachse existieren und ins Experiment gelangen. Dieser „Halo“ muss mit Hilfe von Veto-Szintillatoren gemessen werden und entweder bei der Generierung der Trigger oder in der Analyse berücksichtigt werden.

Neben den Messungen mit Myonen gibt es am COMPASS-II-Experiment die Möglichkeit, Hadronen als Strahlteilchen zu erhalten. Für das Hadron-Programm stehen Pionen, Kaonen und Protonen als Strahlteilchen zur Verfügung. Im Folgenden wird etwas detaillierter auf das Myonprogramm, speziell die für die DVCS-Messungen entwickelten Detektoren und Einstellungen eingegangen, da diese auch in den theoretischen Grundlagen diskutiert wurden und eine Grundlage für diese Arbeit bilden.

3.2. Der Targetbereich

Für die Messung von tief-virtueller Compton-Streuung wird ein unpolarisiertes LH_2^4 -Target eingesetzt. Anders als das polarisierte NH_3^5 - bzw. LiD^6 -Target besteht es nicht aus drei Einzelzellen, sondern aus einem großen, unpolarisierten länglichen Zylinder [28, 6]. Ein erster Einsatz im Rahmen des DVCS-Testlaufs zeigte, dass die angestrebte Luminosität von $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für den μ^+ -Strahl durch den Einsatz eines 2,5 m langen Targets erreicht werden kann.

Um möglichst wenig Material im Targetbereich zu haben, das die Messung der rückgestreuten Protonen aus $\mu p \rightarrow \mu' p' \gamma$ beeinflusst und somit erschwert, wird für den das Target umschließenden Cryostat eine möglichst dünne Schicht Kohlefasern verwendet.

Um das Rückstoßproton und exklusive Prozesse nachweisen zu können, wird um das Target der sogenannte CAMERA-Detektor aufgebaut. Er besteht aus zwei konzentrisch um ein Target angeordneten Reihen von Szintillatoren. Über Lichtleiter wird das von durchlaufenden Teilchen in den Szintillatoren erzeugte Licht auf Photomultiplier gelenkt, wo es zunächst in ein elektrisches Signal umgewandelt, verstärkt und dann mit Hilfe des von der Universität Freiburg entwickelten GANDALF⁷-Moduls digitalisiert und zur Datennahme gesendet wird. Beide Ringe bestehen aus jeweils 24 Szintillatorstreifen. Die beiden Ringe sind um $7,5^\circ$ zueinander verdreht, um so eine bessere Winkelauflösung zu erreichen und tote Winkel zu vermeiden. Ihre Spezifikationen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Mit CAMERA soll der gesamte Winkelbereich, unter dem die rückgestoßenen Protonen zur Strahlrichtung erwartet werden, abgedeckt werden. Die Flugzeit, die

⁴flüssiger Wasserstoff

⁵Ammoniak

⁶Lithiumdeuterid

⁷Generic Advanced Numerical Device for Analytic and Logical Functions

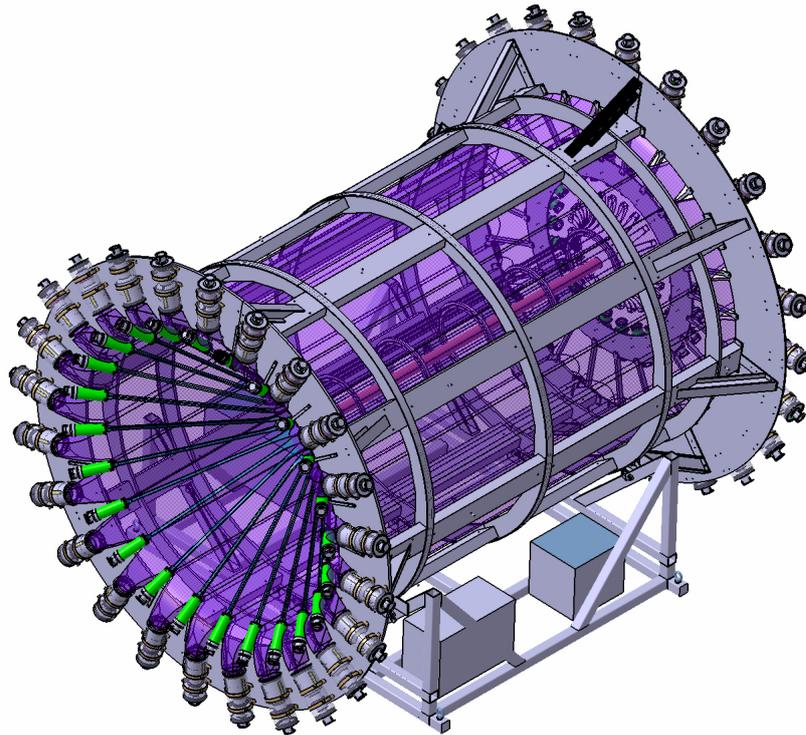


Abbildung 3.2.: Grafische Darstellung des CAMERA-Detektors mit Target (rosa) [29].

zwischen Ring A und Ring B bestimmt wird, gibt Aufschluss über den Impuls. Für die Trennung der Protonen vom Untergrund ist eine Zeitauflösung von 200 ps gewünscht. Der Zeitpunkt des Teilchendurchflugs kann mit Hilfe der Meantime der Signale der Photomultiplier an beiden Seiten des Szintillators bestimmt werden. Mit zusätzlichen Informationen kann so auch die z-Komponente des Teilchendurchflugs im Szintillator bestimmt werden.

Tabelle 3.1.: Spezifikationen des A- und B-Rings von CAMERA [6].

	A-Ring	B-Ring
Länge	2,75 m	3,6 m
Dicke	4 mm	50 mm
Ringdurchmesser	50 cm	220 cm
Photomultiplier	ET9823B	R10533
Material	BC408	BC408

Der CAMERA-Detektor ersetzt den vorhergegangenen Rückstoßproton-Detektor,

der bereits seit 2008 eingesetzt wurde. Dieser besteht ebenfalls aus konzentrischen Ringen von Szintillatorstreifen, ist aber wesentlich kleiner und hat im inneren Ring lediglich 12 Szintillatoren. Durch den Überlapp der einzelnen Streifen ist hier keine Verdrehung der Zähler gegeneinander nötig.

3.3. Das Spektrometer

Der weitere Verlauf des insgesamt ungefähr 50 Meter langen Spektrometers lässt sich in zwei Stufen unterteilen, den Bereich mit einer großen Winkelakzeptanz, LAS⁸, und den Bereich mit einer geringeren Winkelakzeptanz, SAS⁹ genannt. Die erste Stufe deckt einen Winkelbereich bis 180 mrad, die zweite einen Bereich bis hin zu 30 mrad ab. In jeder Spektrometerstufen befindet sich ein Dipolmagnet. Die beiden Magnete SM1 und SM2 lenken geladene Teilchen in der horizontalen Ebene ab. Auf diese Art kann mit Hilfe weiterer Detektoren aus dem Krümmungsradius Rückschluss auf den Impuls und auf das Vorzeichen der Ladung gezogen werden.

Beide Spektrometerstufen enthalten eine Vielzahl an Detektoren zur Spurrekonstruktion. Diese haben je nach Position und benötigter Auflösung unterschiedliche Eigenschaften. Im weiteren Verlauf werden einige davon kurz erläutert. Die Energie der Teilchen wird mit Hilfe von elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern vermessen. Außerdem verfügt das COMPASS-II-Experiment über einen ringabbildenden Cherenkov-Detektor (RICH¹⁰-1) zur Teilchenidentifikation. Mit Hilfe von Abbildung 3.3 erhält man einen guten Überblick über das COMPASS-II-Experiment. Die kleinen Spurdetektoren sind von den größeren Detektoren verdeckt.

3.3.1. Spurdetektoren

Die bei COMPASS II benötigte hohe Präzision bei der Vermessung der Teilchenspuren im Spektrometer setzt eine große Anzahl unterschiedlicher Detektoren zur Positionsbestimmung voraus. Je nach Position und benötigter Auflösung wird ein anderer Detektortyp verwendet. In der Nähe der Strahlachse werden in der Regel Detektoren verwendet, die eine sehr hohe Ratenakzeptanz und eine gute Orts- oder Zeitauflösung besitzen. Weiter entfernt müssen die Detektoren vor allem einen großen Bereich abdecken, um auch noch weit von der Strahlachse entfernte Teilchen zu registrieren. Einen Überblick über die verwendeten Spurdetektoren und deren Eigenschaften gibt Tabelle 3.2. Durch den späteren Abgleich der Signale der Einzeldetektoren lässt sich für jedes Teilchen eine Trajektorie bestimmen.

⁸Large Angular Spectrometer

⁹Small Angular Spectrometer

¹⁰Ring Imaging CHerenkov

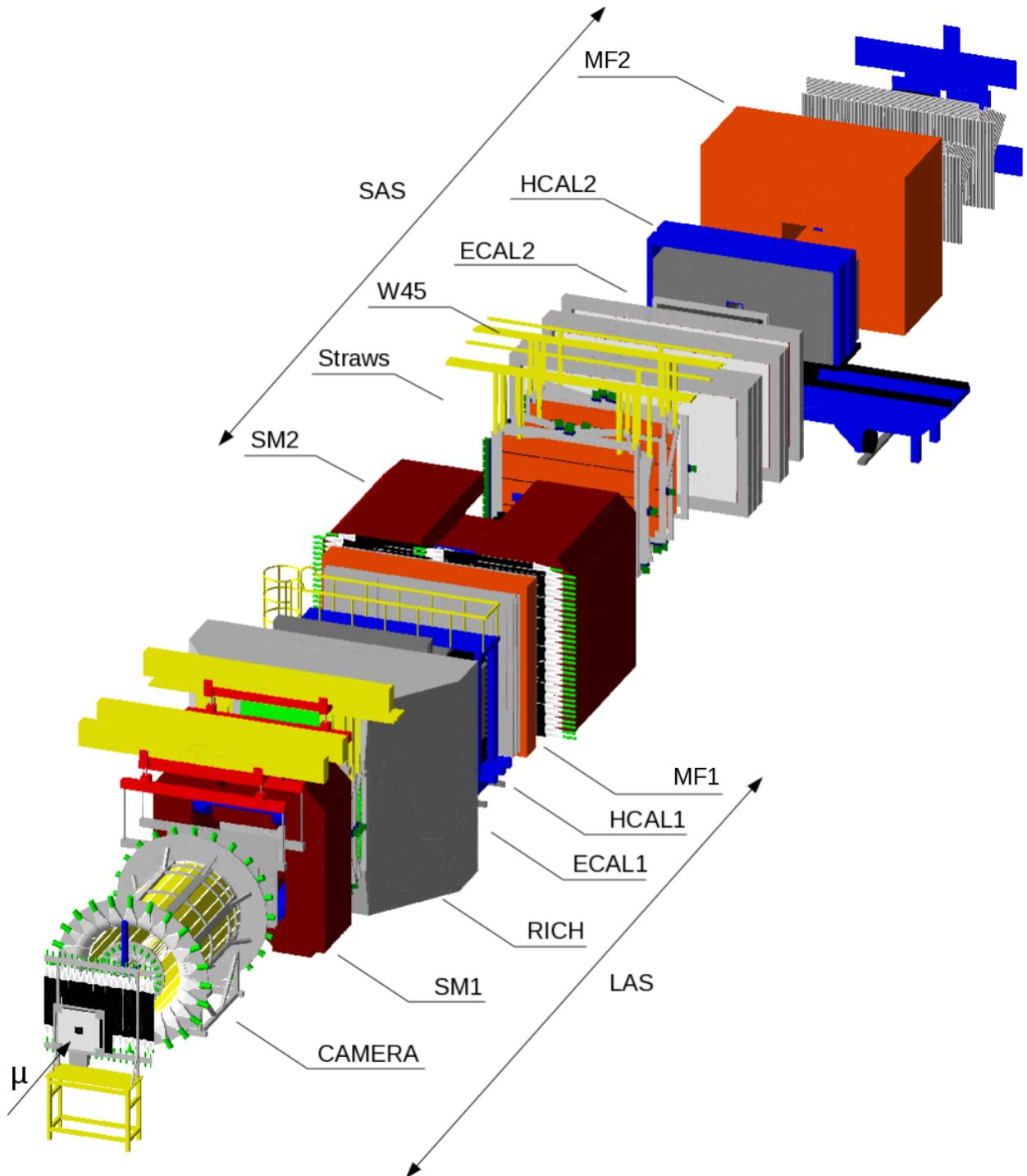


Abbildung 3.3.: Grafische Ausgabe (TGEANT) der Detektoren des COMPASS-II-Experiments.

Tabelle 3.2.: Spurdetektoren am COMPASS-II-Experiment mit charakteristischen Abmessungen, Orts- und Zeitauflösungen.

Detektortyp	Aktive Fläche	Ortsauflösung	Zeitauflösung
Szintillierende Fasern	$(3,9)^2\text{cm}^2 - (12,3)^2\text{cm}^2$	130 – 210 μm	400 ps
Silizium-Streifen	5 × 7 cm	8 – 11 μm	2,5 ns
GEM	31 × 31 cm	70 μm	12 ns
Pixel-GEM	10 × 10 cm	95 μm	9,9 ns
Mikromega	40 × 40 cm	90 μm	9 ns
Vieldrahtprop.	178 × (90 – 120) cm	1,6 mm	
Driftkammer	180 × 127 cm	(190 – 500) μm	
Straw	280 × 323 cm	190 μm	

Für die Vermessung der Strahlmyonen und Myonen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, werden acht szintillierende Faserdetektoren (SciFis) verwendet. Durch ihre hohe Zeitauflösung von 400 ps können sie auch bei Raten von einigen MHz pro Kanal noch die Teilchenspuren der Strahlmyonen auflösen. Vor dem Target sind außerdem drei Siliziumstreifendetektoren (Silicons) zur genauen Richtungsvermessung des Strahls angebracht.

Um einen etwas größeren Bereich bis hin zu 40 cm um die Strahlachse abzudecken, werden Micromegas¹¹-, GEM¹²- und PixelGEM-Detektoren eingesetzt. Die Micromegas befinden sich zwischen Target und SM1 und decken vor allem den Nahbereich des Spektrometers ab. Die GEMs verteilen sich hinter dem Magneten SM1 über das gesamte Spektrometer.

Um im weiteren Verlauf des Spektrometers einen möglichst großen Winkel abzudecken, kommen großflächige Detektoren wie Vieldrahtproportionalkammern (MWPC¹³), Driftkammern (DC¹⁴) und Straw¹⁵-Detektoren zum Einsatz. Die Anzahl der eintreffenden Teilchen pro Fläche nimmt nach außen hin immer weiter ab. Aus diesem Grund ist es nicht notwendig, eine hohe Zeitauflösung für hohe Raten zu gewährleisten. Durch Öffnungen oder nicht sensitive Bereiche in Strahlnähe wird ein zu häufiges Ansprechen für diese Detektoren verhindert. Durch die Messung der Driftzeit kann bei den Straws und den DCs trotz ihres verhältnismäßig großen Drahtabstandes dennoch eine sehr gute Ortsauflösung erreicht werden.

¹¹MICROMEsh GAseous Structure

¹²Gas Electron Multiplier

¹³Multi Wire Proportional Chamber

¹⁴Drift Chamber

¹⁵engl. Stroh, da der röhrenartige Aufbau an Stroh erinnert

3.3.2. Teilchenidentifikation

Der Nachweis von gestreuten Myonen wird bei COMPASS II mit den beiden Muonwalls, MW1 und MW2, geführt. Diese bestehen aus Detektoren und Absorbermaterial (Myonfilter MF1 und MF2), das im Falle von MW1 aus einem 60 cm dicken Eisenblock und bei MW2 aus einer 2,4 m dicken Betonwand besteht. Diese beiden Blöcke haben die gleiche Strahlungslänge, sind aber aus Kosten- und Platzgründen aus unterschiedlichen Materialien konstruiert. Die Detektoren sind Driftröhren oder Kammern, die um den Absorber platziert werden. Kann eine Teilchenspur sowohl vor als auch nach dem Absorber rekonstruiert werden, so muss es sich bei dem Teilchen um ein Myon handeln. MW1 befindet sich vor dem zweiten Dipolmagneten SM2, hinter den Kalorimetern ECAL1 und HCAL1. MW2 befindet sich am Ende des Spektrometers.

Ein weiterer Detektor zur Teilchenidentifikation ist der ringabbildende Cherenkov-Detektor RICH-1. Mit ihm werden in der LAS-Spektrometerstufe Hadronen unterschieden. Bewegen sich geladene Teilchen durch ein dielektrisches Medium, werden die Umgebungsatome kurzzeitig polarisiert und senden elektromagnetische Strahlung aus. Für Teilchengeschwindigkeiten, die größer als die Phasengeschwindigkeit von Licht in diesem Medium sind, ergibt sich eine konstruktive Interferenz der Wellenfronten und es bildet sich ein Lichtkegel mit dem Winkel θ_{ch} zum Bewegungsvektor des Teilchens, ähnlich dem Machschen Kegel für die Überschallgeschwindigkeit. Der Cherenkov-Winkel θ_{ch} ist dabei abhängig vom Impuls des Teilchens und vom Brechungsindex n des Mediums

$$\cos \theta_{ch} = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{m^2}{p^2}}}. \quad (3.2)$$

Der RICH-1-Detektor am COMPASS-II-Experiment wird mit dem Radiatorgas C_4F_{10} , das einen Brechungsindex von $n = 1,0015$ besitzt, betrieben. Die Cherenkov-Lichtkegel ergeben Ringe, die von sphärischen Spiegeln mit großem Radius reflektiert und, wie in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt, in die Fokalebene abgebildet werden. Die zwei Spiegel sind aus einzelnen Segmenten aufgebaut und liegen horizontal übereinander. Das reflektierte Licht wird im inneren Bereich von Mehrkanal-Photomultipliern gemessen und im äußeren von mit CsI-Photokathoden ausgestatteten MWPC. Durch eine Kombination mit der Impulsmessung ist der RICH-1-Detektor in der Lage, Pionen, Protonen und Kaonen mit Impulsen zwischen $2,4 \frac{\text{GeV}}{c}$ und $50 \frac{\text{GeV}}{c}$ zu unterscheiden.

Photonen können mit Hilfe der elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen und identifiziert werden. Nachdem alle Spuren durch Tracking bestimmt wurden, werden die Signale in den Kalorimetern mit diesen abgeglichen. Die Signale, denen keine Spur im weiteren Verlauf des Spektrometers zugewiesen werden kann, werden den Photonen zugeordnet.

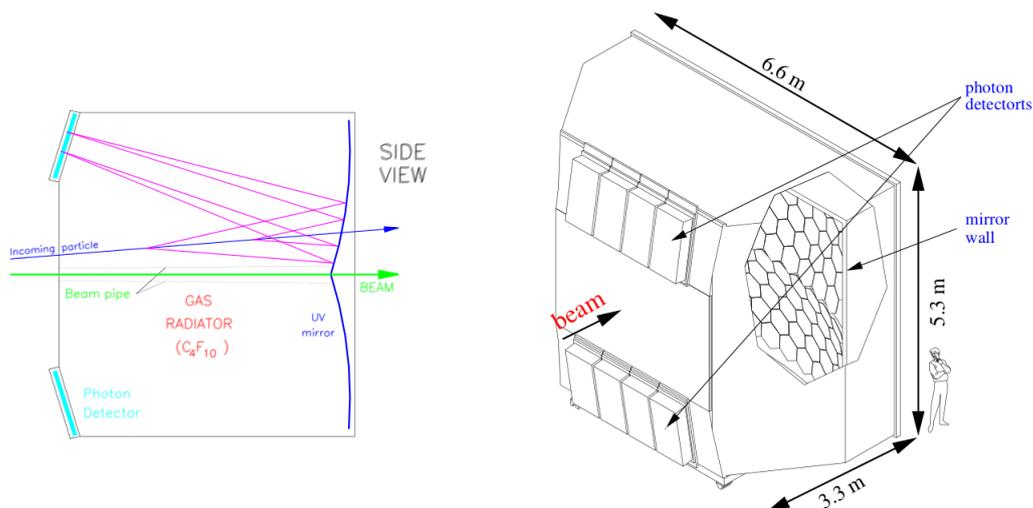


Abbildung 3.4.: Aufbau des RICH-1-Detektors (rechts) mit Ausbreitung der optischen Photonen (links) [28].

3.3.3. Energiemessung

Für die Bestimmung der Energien von Teilchen stehen zwei Arten von Kalorimetern zur Verfügung. Man unterscheidet zwischen hadronischen und elektromagnetischen Kalorimetern. Das COMPASS-II-Experiment besitzt momentan insgesamt fünf Kalorimeter, je ein hadronisches (HCAL) und ein elektromagnetisches (ECAL) pro Spektrometerstufe und das im Rahmen des Upgrades hinzu gekommene, sich hinter dem CAMERA-Detektor und vor SM1 befindliche ECAL0.

Die elektromagnetischen Kalorimeter am COMPASS-II-Experiment sind aus unterschiedlichen Modulen aufgebaut. Zum einen gibt es die homogenen Bleiglasmodule, in denen durch Bremsstrahlung und Paarbildung elektromagnetische Schauer entstehen, zum anderen gibt es die Samplingmodule, die aus abwechselnd je einer Schicht Blei und Szintillatormaterial aufgebaut sind. Ein durch ein Bleiglasmodul fliegendes Teilchen erzeugt auch hier durch Bremsstrahlung und Paarbildung Schauer, die im im Bleiglas Energie verlieren. Das durch die Schauerelektronen entstehende Cherenkov-Licht wird an einer Seite des Moduls nachgewiesen. Die Dicke der Kalorimeter ist so gewählt, dass über 99% der Teilchenenergie im Schauer enthalten ist. Man benötigt dafür mindestens 16 Strahlungslängen Kalorimeterdicke.

Der zentrale Bereich von ECAL2 besteht seit 2008 aus „Shashlik“-Modulen. Bei diesen Samplingkalorimetern entsteht in den Szintillatoren Licht, das dann wiederum mit Photodetektoren ausgelesen werden kann. Der Vorteil der Shashlik-Module liegt vor allem in der höheren Strahlenhärte im Vergleich zu den Bleiglasmodulen. ECAL0 besteht ebenfalls aus Sampling-Modulen.

Die bei COMPASS II verwendeten hadronischen Kalorimeter, HCAL1 und HCAL2,

sind Samplingkalorimeter. Anders als bei den elektromagnetischen Kalorimetern bestehen sie aber aus sich abwechselnden Schichten Eisen und Plastiksintillator. Ein durch das Kalorimeter laufendes Hadron erzeugt im Absorbermaterial einen hadronischen Schauer, der dann in den Szintillatoren durch eine geeignete Auslese mit Hilfe von Photodetektoren nachgewiesen werden kann.

3.4. Das Triggersystem

Die von den Detektoren gelieferten Daten können bei COMPASS II auf Grund des hohen Datenvolumens bei ankommendem Strahl nicht kontinuierlich aufgezeichnet werden. Der Zeitraum zwischen zwei ankommenden Myonen liegt während des Spills bei ungefähr 50 Nanosekunden. Diesem Problem kann man durch gezieltes Triggern auf für die Analyse interessante Ereignisse Abhilfe schaffen. Es gibt bei COMPASS II unterschiedliche Triggerprinzipien, die entweder separat für sich oder in Koinzidenz geschaltet werden können. Das Triggerkontrollsystem (TCS¹⁶) erfüllt vier wichtige Aufgaben. Es vergibt eindeutige Ereignisnummern, die von den Eventbuildern später benötigt werden, um die Events wieder zusammzusetzen und verteilt den COMPASS-II-Referenztakt¹⁷. Außerdem gibt das TCS den Triggerimpuls und garantiert einen Mindestabstand (Totzeit) zwischen zwei Pulsen, um ein Überlaufen des Speichers der Ausleseelektronik zu vermeiden. Für die Generierung des Triggerimpulses stehen wegen der begrenzten Speichertiefe der Ausleseelektronik weniger als $1,8 \mu\text{s}$ zur Verfügung.

Seit Beginn des COMPASS-II-Experiments werden Hodoskop-Trigger eingesetzt. Sie dienen der Trennung der gestreuten Myonen von Halo-Myonen, die ebenfalls durch das Spektrometer fliegen. Die Triggerentscheidung wird mit Hilfe einer Kombination von Vetos, Triggerhodoskopen und deponierter Energie in den Kalorimetern gefällt.

Man unterteilt die Hodoskope in vier Gruppen mit je zwei Einheiten. Wie in Abbildung 3.5 gezeigt, gibt es die inneren (H4I und H5I), die äußeren (H3O und H4O), die mittleren (H4M und H5M) und die Leitertriggersysteme (H4L und H5L).

Das äußere System deckt vor allem Ereignisse im Bereich von $Q^2 > 0,5 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ ab. Dafür wird die vertikale Position des gestreuten Myons an zwei Stellen gemessen und so die Projektion des Streuwinkels in der von den Spektrometern nicht beeinflussten y-z-Ebene bestimmt. So kann die Spur des Teilchens direkt auf die Position $z = 0$ extrapoliert und auf Übereinstimmung mit der Targetposition überprüft werden. Diese Methode funktioniert allerdings nicht für den Bereich von $Q^2 < 0,5 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$, da hier der Streuwinkel der Myonen zu klein ist.

Deshalb wird eine Selektion an Hand des relativen Energieverlusts der Myonen durchgeführt, indem mit den inneren Triggern die Ablenkung der Spur in den

¹⁶Trigger Control System

¹⁷38,88 MHz

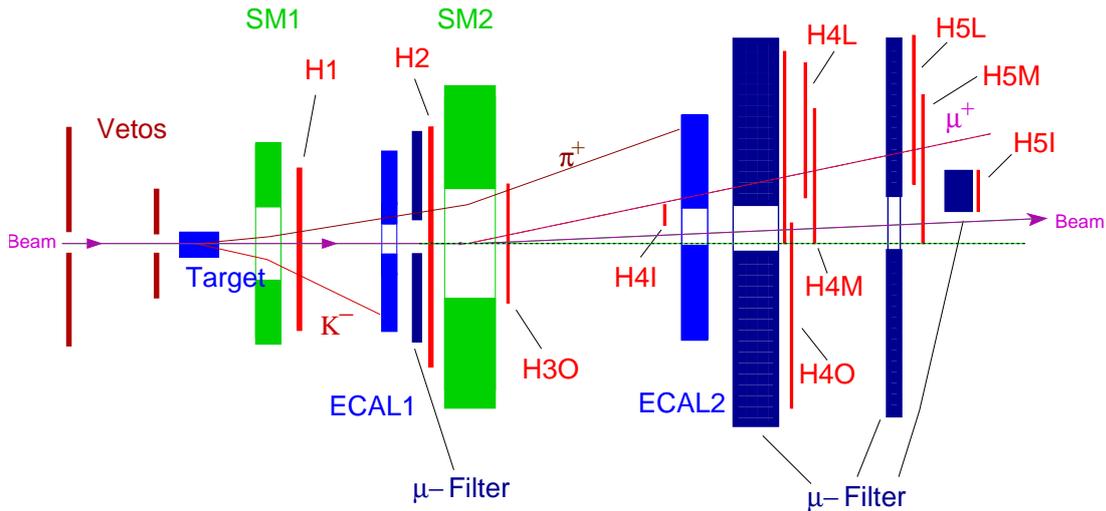


Abbildung 3.5.: Positonierung der Triggerhodoskope im COMPASS-II-Spektrometer [6].

Magneten bestimmt wird. Der innere Trigger ist hierbei für den niedrigeren Bereich des Energieverlusts, der Leitertrigger für den höheren zuständig. Durch die zusätzliche Bedingung einer minimalen Energiedeposition in den hadronischen Kalorimetern können Untergrundprozesse unterdrückt werden.

Für sehr große Q^2 verwendet man den LAS-Trigger. Dieser wird mit Hilfe von zwei Hodoskopen, H1 und H2, generiert. Sie befinden sich vor dem RICH-1-Detektor und hinter der ersten Muonwand. Sie bestehen aus horizontal übereinander angebrachten Szintillatorstreifen, die an beiden Seiten mit Photomultipliern ausgelesen werden. Aus der Meantime ihrer Signale wird dann mit Hilfe von geometrischen Kriterien das Triggersignal bestimmt. Die Meantime wird in zwei GANDALF-Modulen ermittelt und an das Triggersystem weitergereicht [30]. Um Teilchen auszuschließen, die zwar die Triggerbedingungen erfüllen, allerdings das Target nicht treffen, verwendet man ein Veto, das sich vor dem Target befindet.

Für den CAMERA-Detektor, der rückgestreute Protonen identifizieren und von anderen Teilchen wie Deltaelektronen, Pionen und Halo-Myonen unterscheiden soll, soll nun ein Protontrigger zur Verfügung gestellt werden. Um diesen auszulösen, wird zunächst der Energieverlust des Teilchens beim Durchgang durch den inneren (A) und den äußeren Ring (B) des Rückstoßdetektors bestimmt. Der Zusammenhang des Energieverlusts E_A in Ring A und E_B in Ring B lässt sich durch Abbildung 3.6 veranschaulichen. Im linken Teil ist der Energieverlust im A-Ring in Abhängigkeit vom Energieverlust in B zu sehen. Die rechte Grafik zeigt den Energieverlust im B-Ring in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit. Protonen werden durch gefüllte Kreise, Pionen durch offene Kreise dargestellt.

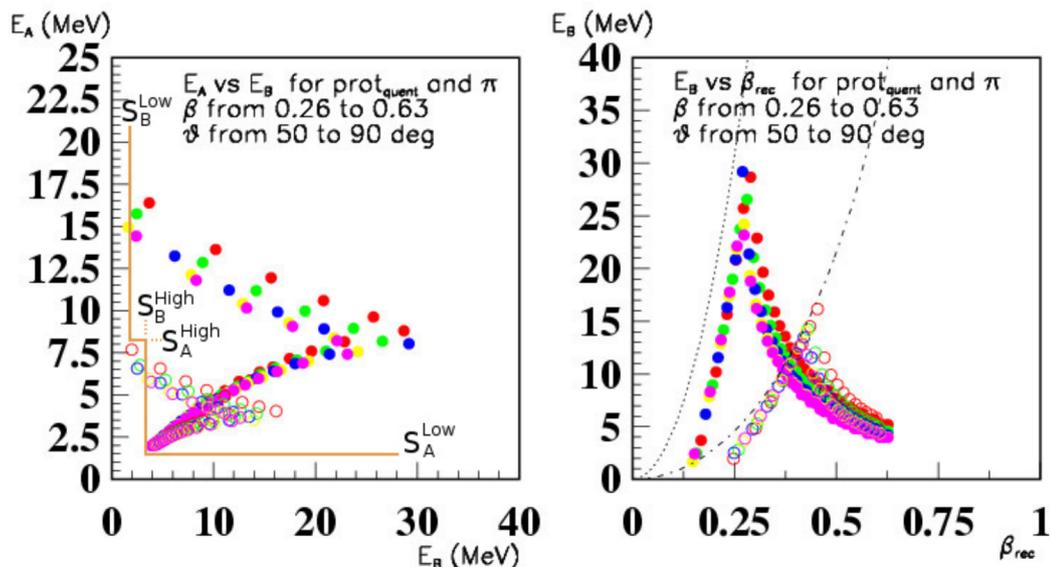


Abbildung 3.6.: Energieverlust in A- und B-Ring für den kleineren Rückstoßproton-Detektor, der für das Hadron-Programm als Proton-Trigger eingesetzt wurde.

Durch das Anlegen von jeweils zwei Schwellen (S^{High} und S^{Low}) auf E_A und E_B erhält man die Triggerbedingung für ein Proton

$$(E_A > S_A^{Low}) \wedge (E_B > S_B^{High}) \text{ oder } (E_B > S_B^{Low}) \wedge (E_A > S_A^{High}). \quad (3.3)$$

Durch eine zusätzliche Berücksichtigung der geometrischen Anordnung der beiden Ringe kann die Triggerrate noch weiter verbessert werden. Abbildung 3.7 zeigt, dass für einen Treffer in einem Szintillator des inneren Rings nur zwei Segmente des äußeren Rings für einen korrelierten Treffer in Frage kommen, andere Korrelationen können so ausgeschlossen werden. Mit der Installation von CAMERA wird dieses Prinzip durch das TIGER¹⁸-Modul übernommen. Es verfügt über einen leistungsfähigen FPGA und kann so sehr genau auf die Form der Energieverteilung triggern.

3.5. Das Datennahmesystem

Das Datennahmesystem am COMPASS-II-Experiment, kurz DAQ¹⁹, ist auf Grund der großen Anzahl an Detektoren sehr komplex und muss viele unterschiedliche

¹⁸Trigger Implementation for GANDALF Electronic Readout

¹⁹Data AcQuisition

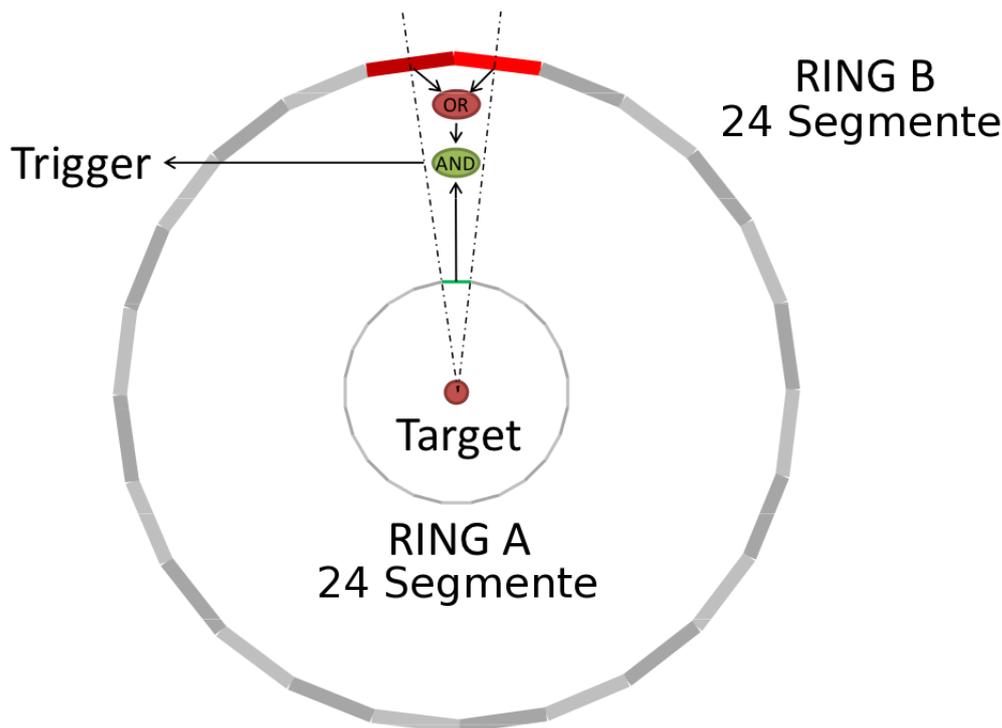


Abbildung 3.7.: Geometrisch mögliche Treffer im CAMERA-Detektor mit innerem und äußerem Ring [31].

Anforderungen erfüllen. Die insgesamt über 250.000 Detektorkanäle mit einer Rate von teilweise bis zu einigen MHz legten schon bei der Konzeption von COMPASS die Entwicklung eines speziell auf diese Bedürfnisse zugeschnittenen Datennahmesystems nahe.

Die Ausleseelektronik besteht größtenteils aus CATCH²⁰- und GANDALF-Modulen der Universität Freiburg, da sie zum einen äußerst stabil und zuverlässig sind und zum anderen durch die Verwendung von diversen Mezzanine-Karten sehr vielseitig sind. Für die Auslese der GEMs, Silicons und elektromagnetischen Kalorimeter verwendet man GeSiCa²¹-Module. Für eine bessere Signalqualität findet die Digitalisierung möglichst nah am Detektor selbst statt. Die ADC²² oder TDC²³ befinden sich deshalb direkt auf der Frontend-Elektronik oder in den zur Auslese benutzen Modulen wie GANDALF, CATCH oder GeSiCa.

Das GANDALF-Modul ist ein VXS/VME64x-Modul, mit dem Detektorsignale sowohl digitalisiert als auch in Echtzeit analysiert werden können. Durch unterschiedliche Aufsteckkarten bietet das Modul ein hohes Maß an Modularität.

²⁰COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

²¹Gem and Silicon Control and Acquisition

²²Analog to Digital Converter

²³Time to Digital Converter

Das ursprüngliche Anwendungsgebiet als Transientenrekorder zur Auslese des Rückstoßproton-Detektors wurde wegen der großen Speicherkapazität und der Leistungsfähigkeit der Platine um viele weitere Anwendungen, beispielsweise als TDC [32], erweitert. Eine genaue Beschreibung des Boards und seinen Spezifikationen befindet sich in [31].

Über optische Kabel gelangt das Signal aus den CATCH-, GANDALF- und GeSiCa-Modulen zu den Local Data Collector PCs. Der Datentransfer wird über das S-Link-Protokoll gehandelt. Diese Rechner können die Daten eines Spills zwischenspeichern, jedoch enthält jeder der Rechner nur Daten eines kleinen Teils des Spektrometers. Die so gewonnenen Datenpakete der einzelnen Detektoren werden dann über Ethernet auf sogenannte Eventbuilder-Computer übertragen und dort zu vollständigen Events zusammengesetzt. Um mit den großen Datenmengen keinen Verlust zu erleiden, wird hierfür auch die Zeit zwischen den Spills genutzt. Um die Daten auch für einen langen Zeitraum zu sichern und für die Analyse einfach zugänglich zu machen, werden sie von den Eventbuildern zu zentralen Datenspeichern gesendet, wo sie auf Magnetbändern gespeichert werden.

4. Anwendung von Simulationen in der Teilchenphysik

In den letzten Jahren sind Simulationen in der Physik vor allem durch leistungsfähigere Computer und komplexere Aufgabenstellungen immer wichtiger geworden. Die unterschiedlichen Herangehensweisen wie die Finite-Elemente-Simulation oder die in der Teilchenphysik weit verbreitete Monte-Carlo-Simulation ermöglichen es, die optimale Simulationsstruktur für das jeweilige Experiment aufzubauen. Um die vielfältigen physikalischen Prozesse zu simulieren, ist es nicht mehr notwendig, eine komplette Monte-Carlo-Simulation zu schreiben, denn man kann auf ein bereits existierendes Paket als Grundlage zurückgreifen. Hierauf kann eine eigene Simulationsumgebung aufgebaut und maßgenau angepasst werden.

Für den Detektorbau ist es von großer Wichtigkeit, Prozesse in einem neuartigen oder verbesserten Detektor schnellstmöglich zu verstehen und gegebenenfalls Schwachstellen optimieren zu können. Bereits vor dem eigentlichen Aufbau können mit Monte-Carlo-Studien die Eigenschaften an die Anforderungen angepasst werden und so den Bau vorab bestmöglich zu gestalten.

Eine gute Anwendungsmöglichkeit für Simulationen ist die Bestimmung der Spektrometerakzeptanz. Dabei werden die von Detektoren eines realen Experiments aufgezeichneten Signale simuliert. Da die simulierten Signale nicht von technischen Faktoren wie eingestellter Spannung oder im aktiven Bereich angebrachten Stangen abhängen, kann man durch einen Vergleich der Monte-Carlo-Ereignisse mit den real genommenen Daten Rückschlüsse über das Verhalten des Experiments ziehen. Der umgekehrte Weg, die Anpassung der Simulation an die real genommenen Daten, wird ebenfalls häufig genutzt. Um mögliche Untergrundereignisse zu verstehen und an Modelle anzupassen, ist es häufig sinnvoll, die aus der Simulation gewonnenen Ereignisse an die experimentell bestimmten Daten anzugleichen. Hierzu kann entweder ein bestehendes Modell verwendet und die freien Parameter an die Messwerte angepasst oder das Verhalten mit Funktion „abgeschätzt“ und dann angepasst werden.

Auf physikalischer Ebene kann eine Monte-Carlo-Simulation keine neuen Erkenntnisse liefern, da eine Simulation letzten Endes nur die Informationen verarbeiten und ausgeben kann, die in irgendeiner Form als Information zunächst eingehen. Aus diesem Grund müssen alle Ergebnisse mit Daten aus Experimenten verglichen werden. Somit kann man die verwendeten Modelle testen und ein tieferes Verständnis für sie gewinnen.

4.1. Monte-Carlo-Simulation

Eine Monte-Carlo-Simulation ist ein in der Physik häufig genutztes Mittel aus der Stochastik, um mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitstheorie Probleme numerisch zu lösen, die analytisch entweder gar nicht oder nur mit sehr großem Aufwand lösbar sind. Das zugrundeliegende Prinzip ist dabei eine sehr häufige Durchführung von Zufallsexperimenten. Je nach Ausgang des Experiments wird dann einer der vorgeschlagenen Pfade eingeschlagen. Durch die Hintereinanderausführung vieler solcher Abfragen können beliebig komplizierte Prozessstrukturen aufgebaut werden. Werden diese Zufallsexperimente häufig genug durchgeführt, ergeben sich mit dem Gesetz der großen Zahlen Ergebnisse, die die zu erwartenden Verteilungen beschreiben.

Das Vorgehen bei einer Monte-Carlo-Simulation lässt sich durch die Bestimmung des Integrals einer Funktion einfach veranschaulichen [33, 34]. Für die $f(x) = x^3 - x^2 + 0,5$ soll das Integral in den Grenzen $[0, 1]$ bestimmt werden. Hierzu werden mit Hilfe eines Pseudzufallsgenerators Wertepaare (x', y') im Bereich von 0 bis 1 für die x - und y -Werte erzeugt. Ist der Funktionswert $f(x')$ kleiner als y' , so liegt der Wert unter der Kurve und wird gezählt, liegt er darüber, geht er nicht in die Wertung ein.

Das Verhältnis der Punkte, die unter der Kurve liegen, zur Gesamtanzahl der Punkte entspricht dem Anteil der Fläche, die sich unterhalb der Kurve befindet. Diese entspricht dem Integral. Abbildung 4.1 zeigt, wie gut das Integral der Funktion durch hinreichend viele Ereignisse angenähert werden kann.

Die analytische Berechnung liefert für das Integral der Funktion den Wert $\int_0^1 f(x) dx = \frac{5}{12} \approx 0,417$. Bereits für eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Ereignissen wird dieser Wert gut beschrieben. Durch eine Erhöhung der Anzahl wird der Kurvenverlauf im Schaubild gut ersichtlich.

4.2. Eventgeneratoren

Tracking- und Eventmanagement-Software wie Geant liefert in der Regel keine primären Ereignisse sondern berücksichtigt vor allem die Prozesse für die Fortbewegung des Teilchen und die Produktion von δ -Elektronen. Die Implementierung von Wirkungsquerschnitten, Wahrscheinlichkeiten und Gewichtungen für spezielle Prozesse wird deshalb meist von externen Programmen, sogenannten Eventgeneratoren, gesteuert. Die Teilchen der so erzeugten Prozesse können dann wiederum in Tracking-Software eingelesen werden.

Eventgeneratoren basieren in der Regel auf der Monte-Carlo-Methode und binden die Spezifikationen für einen bestimmten Teil der Prozesse ein. In den folgenden Abschnitten wird auf zwei in der Teilchenphysik sehr verbreitete Eventgeneratoren, PYTHIA und LEPTO, näher eingegangen. Auch das auf LEPTO basierende

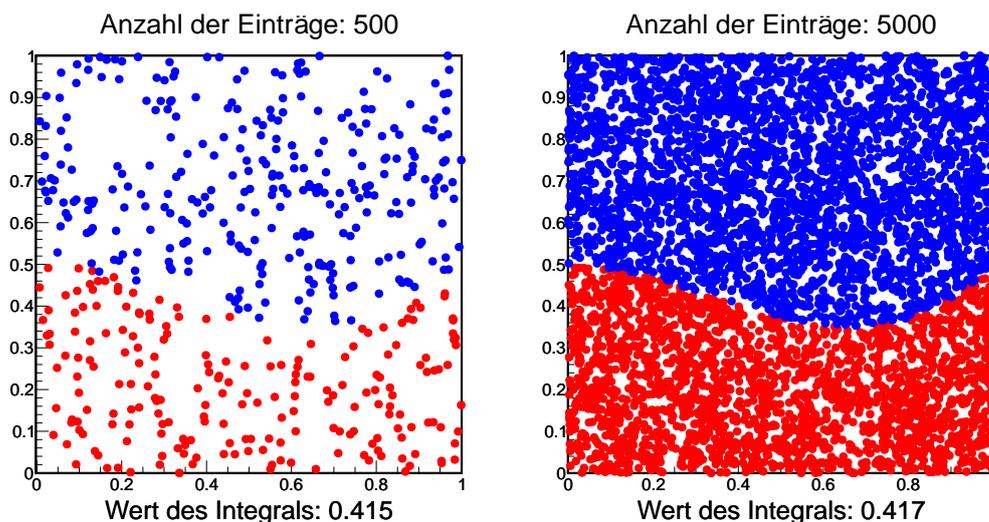


Abbildung 4.1.: Monte-Carlo-Simulation für die Berechnung eines Integrals mit wenigen Punkten (links) und mit vielen Punkten (rechts). Die roten Punkte stellen die Wertepaare dar, bei denen y' kleiner als der Funktionswert ist, bei den blauen Punkten ist er größer. Der Kurvenverlauf ist für 5000 Einträge sehr gut erkennbar, das Integral wird in beiden Graphen gut beschrieben.

HEPGen wird näher erläutert, da diese drei Generatoren im späteren Verlauf auch zum Einsatz kommen werden.

4.2.1. LEPTO

LEPTO ist ein FORTRAN-basiertes Monte-Carlo-Programm, das zur Simulation der tief-virtuellen Lepton-Streuung verwendet wird. Die auf der Parton-Ebene stattfindende Wechselwirkung basiert auf den elektroschwachen Wirkungsquerschnitten des Standardmodells. In führender Ordnung sind diese für alle Leptonen mit beliebiger Polarisierung vollständig implementiert. Die Verwendung unterschiedlicher Modelle für die Nukleonstruktur ist möglich [35]. Das Ausgabeformat von LEPTO wird im Anhang beschrieben und von vielen anderen Eventgeneratoren verwendet, darunter auch von dem bei COMPASS II eingesetzten HEPGen.

4.2.2. HEPGen

HEPGen¹ ist ein von COMPASS-Mitgliedern entwickelter, auf LEPTO basierender Monte-Carlo-Generator, der speziell auf exklusive DIS-Ereignisse zugeschnitten ist. Er bietet die Möglichkeit, DVCS-Ereignisse für Myonen, die auf ein Proton Target

¹Hard Exclusive Production GENerator

treffen, zu simulieren. Außerdem ist die Produktion unterschiedlicher Mesonen wie ρ oder π sowie diffraktiver Ereignisse möglich.

Die Erzeugung von DVCS-Ereignissen mit HEPGen ist durch eine Anpassung verschiedenster Parameter in den Konfigurationsdateien möglich. Diese liegen dem Programm bei und werden beim Start geladen. Mit der „fort.9“-Datei können ein oder mehrere Seeds² gesetzt werden, „HEPGen.data“ setzt die für FORTRAN üblichen Common-Blocks, mit denen die einzelnen Parameter wie Anzahl der Ereignisse, Teilchenenergie und die USERVAR-Nutzervariablen gesteuert werden [36]. Die erzeugten Ereignisse werden im LEPTO-Format als Datei „fort.11“ ausgegeben und können vom Nutzer vollständig eingelesen werden.

4.2.3. PYTHIA

PYTHIA ist ein Simulationsprogramm zur Eventgenerierung, das ebenfalls in der Teilchenphysik eingesetzt wird. Derzeit aktuell sind sowohl Version 6 als auch Version 8. Dies liegt an den unterschiedlichen Experimentaufbauten. Während PYTHIA8 hauptsächlich für den Energiebereich von mehreren TeV für LHC-Experimente optimiert ist, können mit PYTHIA6 auch Experimente wie COMPASS II, die bei einigen GeV liegen, simuliert werden.

Wie auch für andere Monte-Carlo-Generatoren typisch wird auch bei PYTHIA durch die Berechnung von möglichst vielen Ästen eines Zerfall-Baums ein spezieller Zerfall realisiert [37]. Durch eine unabhängige Berechnung der Einzelwahrscheinlichkeiten ist eine sinnvolle Simulation, das heißt sich nicht wiederholende Ereignisse, mit vielen Millionen Teilchen möglich. Für jeden Prozess können die Zerfallskanäle vorgegeben werden. Die Erzeugung von mehreren Generationen von Tochterpartikeln kann so stattfinden und dann in ein anderes Programm integriert werden.

Steuern lässt sich PYTHIA6 über die für FORTRAN üblichen Common-blocks. Diese können entweder im Kernprogramm selbst oder in einem Interface variiert werden. So können einzelne Zerfallskanäle aus- und eingeschaltet werden und verschiedene Schnitte auf die Produktion von Ereignissen angewendet werden.

4.3. Tracking

Unter Tracking versteht man die Nachverfolgung einer oder mehrerer Spuren. In der Teilchenphysik unterscheidet man zwischen Tracking bei realen Ereignissen und bei Monte-Carlo-Ereignissen. Bei realen Daten wird die Spur mit Hilfe von Signalen aus Detektoren wie in Abbildung 4.2 rekonstruiert. Problematisch sind hier vor allem die Vielzahl von Treffern in den Detektoren, die durch verschiedene Teilchen eines Events verursacht werden und nahezu gleichzeitig registriert werden. Diese Detektorsignale

²Für die Pseudo-Zufallszahlen zu Grunde liegende Initialisierungswerte.

müssen dann durch komplizierte Algorithmen wieder der passenden Teilchenspur zugeordnet werden.

Bei einer Simulation muss der Weg des Teilchens Stück für Stück berechnet werden, dafür ist aber im Gegensatz zum Tracking bei realen Daten im Anschluß die gesamte Spur bereits in der Berechnung bekannt. Ein Abgleich dieser beiden Spuren hilft dabei, mögliche Ineffizienzen beim Tracking zu beheben und an den Algorithmen nachzubessern. Bei der schrittweisen Berechnung in der Simulation wird zum Beispiel der Vierervektor von einem sogenannten Pre-Step-Punkt³ zu einem Post-Step-Punkt berechnet. Die Trajektorie zwischen diesen beiden Punkten nennt man Step. Viele Steps ergeben einen Track, der die volle für das Experiment wichtige Information trägt.

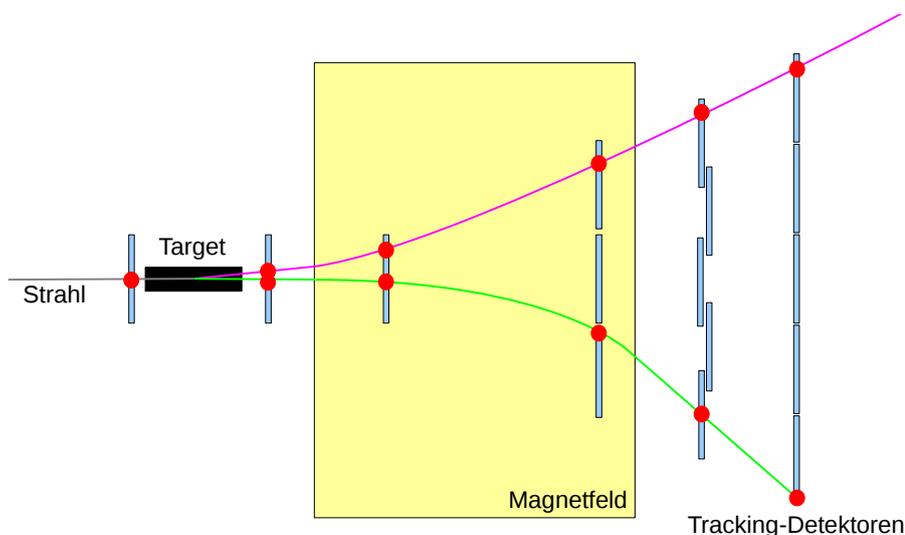


Abbildung 4.2.: Spurbildung durch ein Magnetfeld (gelb) aus einzelnen Signalen (rot) in Tracking-Detektoren (blau) für zwei unterschiedliche Teilchen (grün/pink)

Die Schrittlänge spielt bei der Simulation für die Leistungsfähigkeit eine große Rolle. Sie bestimmt, wie hoch die Auflösung der Simulation selbst ist, denn nur Informationen, die zwischen Pre-Step-Punkt und Post-Step-Punkt passieren, können berechnet werden.

4.4. Geant4

Geant4 ist die aktuelle Version einer von einer internationalen Kollaboration entwickelten und häufig verwendeten Plattform für die Simulation des Durchtritts

³Pre-Step- und Post-Step-Punkt sind die Punkte, die bei der Monte-Carlo-Simulation für die Berechnung benötigt werden. In Abbildung 4.3 wird das Vorgehen genauer erläutert.

von Partikeln durch Materie auf Basis einer Monte-Carlo-Simulation. Grundsätzlich wird die Plattform in vielen Bereichen der Hochenergiephysik, der Physik mit nuklearen Reaktionen, der Medizin, der Astrophysik und allgemein in der Beschleunigerphysik eingesetzt. Der frei zugängliche Quellcode ermöglicht es jedem Nutzer, mögliche Fehler selbst zu untersuchen und das Programm nach seinen Wünschen anzupassen.

Das Programm unterteilt sich, wie der Name „Geometry and Tracking“ schon sagt, in zwei wesentliche Bereiche. Außerdem ermöglicht Geant4 die Verwaltung von Events, Visualisierung, Ansprechen von Detektoren und Benutzerschnittstellen. Dies erlaubt einen schnellen Einstieg in die Simulation des konkreten physikalischen Problems. Bei Geant4 handelt es sich um ein sogenanntes Toolkit, das bedeutet, dass für die Verwendung eine Anwendung erstellt werden muss. Die Minimalsimulation muss hierfür eine Definition der Geometrie mit Materialien, eine Einbindung der Physik mit Teilchen, Prozessen und Modellen und einen Run-Manager enthalten. Die Einbindung von Visualisierung und Ausgabeformaten ist optional.

4.4.1. Tracking in Geant4

Wie für das Tracking bei Monte-Carlo-Simulationen in der Teilchenphysik üblich, verwendet auch Geant4 das Prinzip der Pre-step- und Post-Step-Punkte, die mit einem Step verbunden werden. Zur Trajektorienbestimmung wird hier aber keine kontinuierliche Schrittlänge verwendet, da diese zu Einbußen in der Geschwindigkeit der Berechnung führen würde. Stattdessen wird die Länge eines Schrittes an das Material, das das Teilchen durchläuft, angepasst. Dabei kann auch berücksichtigt werden, ob sich die Materialien entlang eines Schrittes ändern. So ist beispielsweise für die Durchquerung von Luft oder Vakuum keine dichte Schrittlänge notwendig, eine Herabsetzung für Szintillatormaterial aber unumgänglich.

Die Spur setzt sich dann aus einer Aneinanderreihung vieler Steps zusammen, für die die jeweils notwendige Information zwischen zwei Punkten berechnet wird. Hierzu gehören unter anderem die Flugzeit, die für den Step benötigt wurde, die vom Teilchen auf dem Step deponierte Energie und die Änderung der Geschwindigkeit. Diese Daten werden aus der Differenz zwischen den beiden Punkten berechnet. Hierbei ist für jeden Punkt das Volumen und Material, in dem er sich befindet, fest definiert. Hat ein Teilchen an seinem Post-Step-Punkt keine Restenergie mehr zur Verfügung, wird der Track gestoppt und lediglich Zerfallsprozesse können noch stattfinden. Besitzt er noch Energie, so wird ein weiterer Step berechnet.

Um zu verhindern, dass ganze Materialien übersprungen werden, was unter anderem in Sampling-Kalorimetern zu komplett falschen Ergebnissen führt, wird im Fall eines materialüberschreitenden Steps der Post-Step-Punkt auf die Grenze zwischen dem alten und neuen Volumen gesetzt. Dieser gehört dann in der Berechnung zum nächsten Volumen. Abbildung 4.3 zeigt einen Step, der sich gerade an einer Grenzfläche zwischen dem blauen und grünen Volumen

befindet. Der Prozess mit der kürzesten Wechselwirkungslänge limitiert dabei die Länge des Steps. Durch die Verbindung von zwei Volumina durch einen Step kann dieser gleichzeitig auf die Informationen von zwei Materialien zugreifen und so können auch Grenzflächenprozesse, Übergänge, Brechung, Reflexion und Übergangsstrahlung simuliert und berechnet werden [38]. Die Schrittlänge bleibt dabei aber weiterhin nach unten variabel.

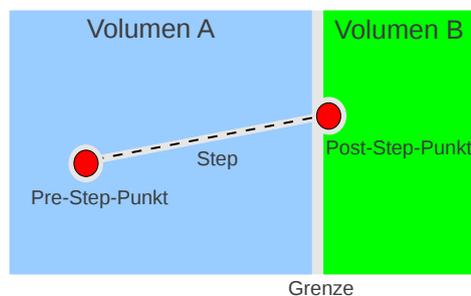


Abbildung 4.3.: Tracking in Geant4. Liegt ein neues Material innerhalb eines Steps, so wird der Post-Step-Punkt auf die Grenze in das neue Volumen gesetzt.

4.4.2. Detektoren und Geometrien in Geant4

Die Einbindung von Detektoren in Geant4 wird durch die sogenannte WorldConstruction-Klasse realisiert. Zunächst werden mit Hilfe der CSG⁴-Modelle die Geometrien beschrieben und mit den physikalischen Eigenschaften eines Materials versehen. Anschließend werden diese Geometrien in der Geant4-Welt platziert und als sensitiver Detektor markiert. Geant4 kann dann mit Hilfe einer weiteren Klasse die gewünschten Informationen bei einem Teilchendurchgang herauschreiben.

Für das COMPASS-II-Experiment mit seiner Vielzahl an unterschiedlichen Detektortypen eignet sich diese Art der Beschreibung besonders. Die vielen Detektorgruppen, die sowohl vergleichbare Detektoren als auch ähnliche Auslesearten haben, können auf dieselbe Klasse zugreifen und immer wieder erzeugt werden. So müssen sie nicht jedes mal neu deklariert und erstellt werden.

4.4.3. Einbindung von Physik in Geant4

In Geant4 sind beim Start keine physikalischen Prozesse und Funktionen voreingestellt. Alle verwendeten Prozesse, Wechselwirkungen und sogar Teilchen werden in der *G4VUserPhysicsList* vom Benutzer definiert und eingestellt. Teilchen

⁴Constructive Solid Geometry

können entweder als Gruppen oder einzeln durch das Aufrufen einer Funktion in die Simulation implementiert werden. Eine Zuweisung der eingebundenen Prozesse zu den einzelnen Teilchen fügt ihnen dann die Eigenschaften für die Simulation hinzu.

Für die Simulation von unterschiedlichen Energiebereichen stehen eine Reihe von grob vorgefertigten PhysicsLists mit einigen Modellen für hadronische und elektromagnetische Prozesse zur Verfügung, die eingebunden werden können. Die Auswahl muss dann an den Energiebereich angepasst werden und kann auch noch durch Änderung des sogenannten Binnings, der Einteilungen der Modellrechnungen in Anpassungsbereiche, verfeinert werden.

Neben der PhysicsList können physikalische Eigenschaften auch durch die Definition von Materialien und weiteren Eigenschaften eingepflegt werden. Diese werden dann beim Laden der PhysicsList mit den Modellen abgeglichen und je nach Bedarf interpoliert oder extrapoliert. Um uninteressante Bereiche auszusparen, können Gebiete oder die gesamte Umgebung definiert werden, in denen bestimmte Energiebereiche nicht betrachtet werden. Dabei muss man vor allem beachten, dass auch die Fortbewegung von Teilchen, ihre Interaktion mit geometrischen Grenzen von Volumina und die Bewegung in einem magnetischen Feld ebenfalls einen Prozess darstellt.

Für die Simulation der grundlegenden elektromagnetischen Prozesse bietet Geant4 ein nicht auf den Energiebereich des Teilchens eingeschränktes Prozesspaket [39]. Die im Paket bereitgestellten Modelle enthalten präzise Wirkungsquerschnitte oberhalb von 1 keV, können aber durch zusätzliche Einbindungen erweitert und verändert werden.

4.4.4. Geant4 und Geant3

Der wesentliche Unterschied zwischen Geant3 und Geant4 liegt bereits im Ansatz. Während Geant3 mit FORTRAN programmiert wurde, ist Geant4 mit der objektorientierten Sprache C++ geschrieben. Dies erlaubt zum einen die Unterteilung der einzelnen Bereiche in Klassen, die immer wieder aufgerufen werden und beliebig oft wieder eingesetzt werden können, und zum anderen auch die Anbindung an Mehrkernberechnungen.

In Geant3 werden die Detektoren einer Simulation in der Regel parametrisiert. Die komplexen Geometrien werden als einfache Geometrien implementiert und mit Eigenschaften, die in Materialien fest verankert werden, versehen. Auch in Geant4 können einzelne Medien explizit angegeben und auch Materialien unterschiedlicher Eigenschaften definiert werden. Durch die umfangreicheren Pakete besteht in Geant4 die Möglichkeit, detailliertere Beschreibungen von Detektoren zu erzeugen als in Geant3.

In [40] wurden für ein konkretes Problem an einem Detektor die beiden Pakete verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass diese sich zwar in einigen Bereichen überschneiden, in anderen Regionen aber Geant4 durch neuere und erweiterte Bibliotheken eine Simulation liefern kann, die näher an den realen Daten liegt.

Vergleiche von Schauerbildung in Kalorimetern, bei denen zum einen Geant4 und zum anderen Geant3 verwendet wurde, zeigen einen vergleichbaren Verlauf für Pionen, Myonen und Elektronen. Bei diesen Versuchen wurde lediglich die mit der Simulation berechnete Summe $\sum \frac{dE}{dx}$ für alle Steps bestimmt. Für Protonen und Neutronen weichen die Ergebnisse stark voneinander ab. Ein Vergleich der Ausgabe aus der Simulation mit real genommenen Daten zeigt, dass die Ergebnisse von Geant4 den Verlauf besser beschreiben als Geant3 [41].

Seit dem Jahr 2000 wird Geant3 nicht mehr weiterentwickelt, es werden lediglich noch größere Fehler behoben. Ein Support oder eine Erweiterung der Physikimplementierung findet nicht mehr statt.

Bei COMPASS II wird derzeit auf COMGEANT⁵ für die Simulation zurückgegriffen [42]. Diese Umgebung basiert auf Geant3. Die Detektoreffizienzen und das Ansprechverhalten der unterschiedlichen Kanäle werden weitestgehend extern verwaltet, um einen einfachen Zugriff auf Parameter der Detektoren zu gewährleisten.

4.5. Datenanalyse und Monte-Carlo-Simulation bei COMPASS II

Zur Datenanalyse bei COMPASS II stehen verschiedenste Tools zur Verfügung. Zunächst müssen die am Experiment aufgezeichneten Daten mit Hilfe von CORAL⁶ in eine Teilchenspur rekonstruiert werden. Diese Tracking-Software hat zum einen die Aufgabe, aus den einzelnen Treffern in den jeweiligen Kanälen eine Spur zu berechnen, zum anderen verwaltet CORAL auch die Detektoreffizienzen und toten Kanäle. Die so erhaltenen Spurdaten werden dann mit Hilfe von PHAST⁷ analysiert. PHAST stellt viele Funktionen bereit, mit denen auf die benötigten Events geschnitten werden kann und die zu betrachtenden physikalischen Ereignisse ausgewählt werden können. Einfachste Funktionen erlauben so den Schnitt auf beispielsweise nur ein einfallendes Myon, einen gut zuordenbaren Primärvertex oder auf die der COMPASS-Geometrie geschuldeten Schnitte wie Ereignisse, deren Teilchenspuren durch das Eisenjoch eines Magneten verlaufen.

Die Monte-Carlo-Simulation für COMPASS enthält alle benötigten, am Experiment verwendeten Geometrien und Detektoren, mit deren Hilfe Ereignisse und Tracks im Spektrometer generiert werden können. Das Ausgabeformat muss dann, wie die real genommenen Daten, mit CORAL verarbeitet und analog zu den realen Daten mit PHAST analysiert werden. Die simulierten Ereignisse besitzen aber zusätzlich zur Detektorinformation noch die aus der Monte-Carlo-Simulation

⁵COMPASS GEometry ANd Tracking

⁶COmmon Relational Abstraction Layer

⁷PHysics Analysis Software Tools

gewonnenen Informationen wie Teilchenart, Spur-ID und Mutterteilchen. Bei einer einfachen Simulationskette bei COMPASS werden zunächst Ereignissen mit einem Eventgenerator wie HEPGen erzeugt und die Teilchenspuren mit COMGEANT simuliert. Anschließend werden die simulierten Detektor-Treffer mit CORAL verarbeitet und schließlich die so gewonnenen Ereignisse mit PHAST analysiert.

5. TGEANT

Durch die rasche Entwicklung bei COMPASS II und die Erweiterung des Experiments um den CAMERA-Detektor wird eine neue Simulationsumgebung benötigt. Mit ihr müssen die Ereignisse im Spektrometer und speziell in den neuen Detektoren mit aktueller Software zu simuliert werden. Für die Bestimmung von Differenzmessungen absoluter Wirkungsquerschnitte wird eine detaillierte Kenntnis der Akzeptanz des Spektrometers benötigt. Diese erhält man nur durch die Entwicklung einer weiteren, unabhängigen Monte-Carlo-Simulation, die parallel zur bereits vorhandenen verwendet werden kann. Hinzu kommt, dass COMGEANT auf dem 1983 erschienenen Geant3 basiert. Die hierfür vorhandenen Modelle sind begrenzt und erlauben wie bereits in Unterabschnitt 4.4.4 diskutiert nur einen bedingten Eingriff in die Strukturierung der Physik.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulationsumgebung TGEANT¹ stellt eine das gesamte COMPASS-II-Experiment umfassende, durch Dritte noch weiterhin modifizierbare Anwendung dar. In diesem Tool finden sich viele in COMGEANT nicht enthaltene Möglichkeiten, unter anderem neue Bibliotheken zum Tracking, Visualisierung und die Möglichkeit, das Verhalten von optischen Photonen und Oberflächen detailliert zu simulieren.

Das Einsatzgebiet von TGEANT ist durch unterschiedliche Detailstufen nicht auf die Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen für das gesamte Spektrometer beschränkt, sondern kann auch auf Detektor-Studien erweitert werden, mit deren Hilfe Detektoren geplant, untersucht und weiterentwickelt werden können. Im Folgenden wird die Programmstruktur, Physikimplementierung, Ein- und Ausgabe und die Verwaltung von Ereignissen mit TGEANT erklärt. Ein Großteil der Detektoren wird in Kapitel 6 behandelt. Für den schnellen Einstieg steht mit [7] ein Handbuch über die Grundzüge und die Verwendung des Programms zur Verfügung.

5.1. Programmstruktur

Das Programmpaket TGEANT besteht aus drei wesentlichen Teilen: Analyse-Werkzeug, grafische Benutzeroberfläche und Kernprogramm (Abbildung 5.1). Für die Lauffähigkeit wird diverse, externe Software benötigt. Eine Installationsanleitung der einzelnen Komponenten befindet sich in [7]. Das Programm ist für die

¹Total GEometry ANd Tracking

Verwendung mit SLC5² 64 bit ausgelegt und getestet, die Einbindung in zukünftige Betriebssysteme ist durch den variablen Quellcode möglich.

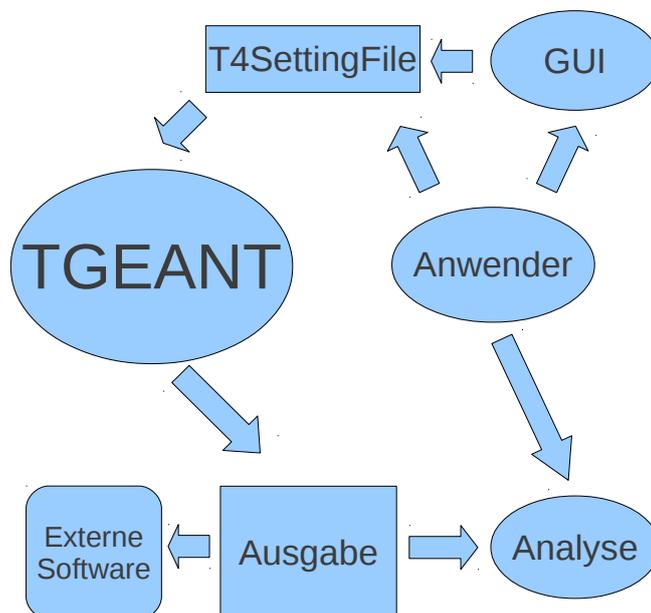


Abbildung 5.1.: Programmstruktur von TGEANT: Der Anwender kann sowohl mit als auch ohne grafische Benutzeroberfläche auf das zur Steuerung des Kernprogramm von TGEANT notwendige T4SettingsFile zugreifen. Die Ausgabe kann in externe Software oder das mitgelieferte Analyse-Tool eingebunden werden.

Das Kernprogramm von TGEANT ist unabhängig von der grafischen Benutzeroberfläche und dem Analyse-Tool nutzbar. Das Interface generiert eine Konfigurationsdatei im ASCII-Format. Diese *TGEANT.conf* Datei beinhaltet alle für die Simulation wichtigen Parameter und gibt diese an das Kernprogramm weiter. Mit dem Interface ist es außerdem möglich, mehrere Jobs an ein Computer-Cluster zu senden und dort verarbeiten zu lassen. Die Verwendung von TGEANT ohne grafische Oberfläche ist durch Editieren der Konfigurationsdatei möglich, eine Beschreibung des Formats befindet sich in [7]. Die vorgenommenen Einstellungen werden auch in der Ausgabedatei abgespeichert.

Das Kernprogramm liest beim Start die *TGEANT.conf* Datei mit Hilfe der *T4SettingsFile*-Klasse ein und prüft alle getätigten Einstellungen. Im weiteren Programmverlauf werden alle setzbaren Parameter durch Funktionen dieser Klasse gesetzt.

Wie jedes auf Geant4 basierendes Programm beinhaltet auch TGEANT eine Beschreibung der Geometrie durch die *T4WorldConstruction*-Klasse, eine

²Scientific Linux CERN 5

Physik-Implementierung mit *T4PhysicsList* und eine Verwaltung der einzelnen Ereignisse und des gesamten Durchlaufs mit *T4RunManager* (Abbildung 5.2). Diese Klassen bilden das Grundgerüst für die Simulation und werden im Folgenden auch noch näher beschrieben. Hinzu kommen weitere Funktionen wie die Ausgabe, Strahlerzeugung, Detektoreigenschaften und Eventverwaltung.

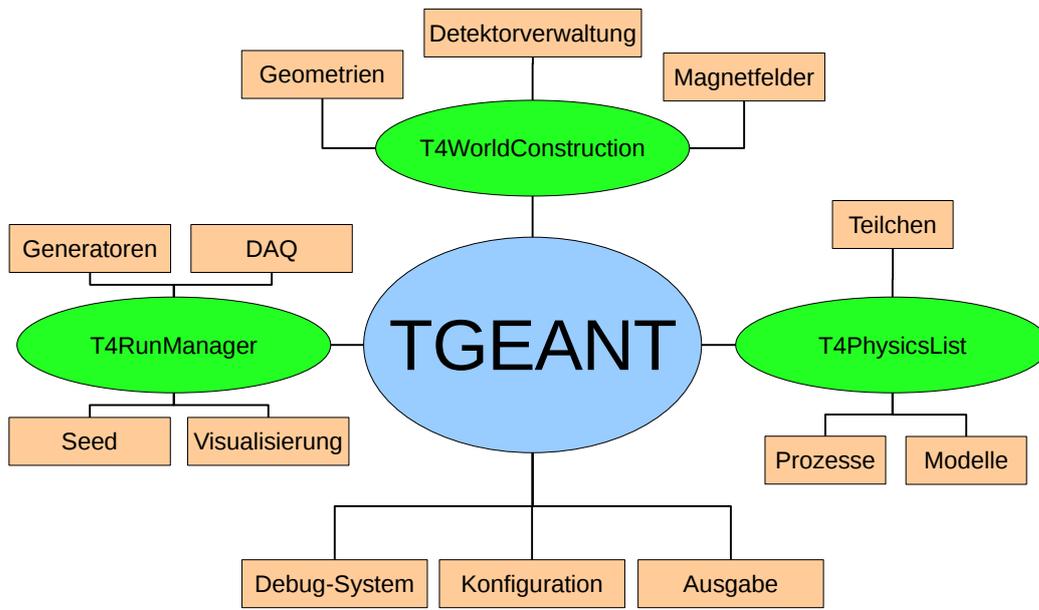


Abbildung 5.2.: Aufteilung der zur Steuerung benötigten Klassen in TGEANT.

5.2. Einbindungen der COMPASS-II-Detektoren

In Geant4 werden Geometrien mit Hilfe von CSG-Modellen erstellt. Diese bestehen aus einfachen Einzelteilen wie Quadern, Kugeln, Zylindern, Kegeln und anderen geometrischen Formen und ihren Kombinationen. Die Einbindung in die Simulation findet in der *T4WorldConstruction*-Klasse statt. Diese erzeugt zunächst eine übergeordnete Welt, in der später alle weiteren Objekte platziert werden. Die globale Positionierung bezieht sich stets auf den Punkt $(0, 0, 0)$, das Zentrum dieses Volumens. Um bei der für COMPASS II üblichen Konvention zu bleiben, wird dieses globale Volumen so groß gewählt, dass die Targetregion gerade bei Position $(0, 0, 0)$ liegt.

5.2.1. Geometrien

Um eine möglichst universelle Nutzung von TGEANT zu gewährleisten, sind die einzelnen Geometrien, ähnlich wie die PhysicsList, in unterschiedliche Detailstufen unterteilt, die beliebig miteinander kombiniert werden können. Zum einen gibt es den *LowRes*-Modus, in dem ganze Detektor-Ebenen durch Quader mit einer homogenen Eigenschaft angenähert werden und zum anderen existiert ein *HighRes*-Modus, in dem Detektoren mit vielen Details eingepflegt sind. Dabei werden unter anderem einzelne Detektorkanäle, beispielsweise Röhren bei den Straws, eingesetzt, die auch mit ihrer mechanischen Halterung simuliert werden können. Dieses hohe Maß an Detailtreue muss allerdings durch Einbußen bei der Geschwindigkeit des Programms erkaufte werden, weshalb diese beiden Modi frei miteinander kombiniert werden können. Somit ist ein Einsatz sowohl als Tool für Detector-Studies als auch für die Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen für die Datenanalyse möglich.

Die große Mehrheit der Detektoren ist bereits sowohl im *HighRes*- als auch im *LowRes*-Modus verfügbar. In Anhang B ist eine Liste der derzeit verfügbaren Detektoren und Geometrien in TGEANT und ihrer anwählbaren Modi angefügt. Für einige Detektoren ist wegen ihrer einfachen Geometrie ein *LowRes*-Modus nicht notwendig, andere Detektoren können noch erweitert werden.

Eine genaue Beschreibung der einzelnen Detektoren befindet sich in Kapitel 6. Die Geometrien des CAMERA-Detektors liegen derzeit sowohl digital als CAD-Datei als auch in analoger Form als Ausdruck vor. Über Drittsoftware können prinzipiell CAD-Geometrien in Geant4 eingebunden werden. Aus Performance-Gründen verzichtet TGEANT aber vollständig auf diese Art der Implementierung. In den meisten Fällen muss ohnehin die gegebene Geometrie mit Hilfe von passenden Annäherungen vereinfacht werden. Zum Beispiel wurden die hoch komplexen B-Ring-Lichtleiter des CAMERA-Detektors durch CSG-Modelle beschrieben und die physikalischen Eigenschaften dann mit Hilfe von Anpassungsfunktionen genähert.

5.2.2. Sensitive Detektoren in TGEANT

Die Einbindung der Geometrien der Detektoren in TGEANT stellt die Basis für die Auslese der simulierten Ereignisse dar. Um aber an die Informationen über Teilchendurchgänge und im Detektor deponierte Energie zu kommen, muss dieser zu einem sensitiven Detektor gemacht werden. Dies wird durch die *T4SensitiveDetector*-Klasse realisiert. Jedes Volumen, das später eine aktive Zone repräsentieren soll, muss mit einer solchen Klasse verknüpft werden. In ihr werden Informationen über Namen, Kanalnummer, Auslese- und Detektortyp gespeichert.

Fliegt ein Teilchen durch das als auslesbar markierte Volumen, so werden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Informationen an den *T4EventManager* gesendet. Dieser erhält am Ende des Events auch von jedem Detektor ein Signal, sobald alle

Teilchenspuren durchlaufen wurden und sich keine weiteren Teilchen im Volumen befinden. Im Eventmanager werden die Informationen dann weiterverarbeitet.

Tabelle 5.1.: T_4Hit -Informationen über ein Teilchen im Detektor mit dem Ort der Berechnung.

Größe	Punkt der Berechnung
Deponierte Energie	Track
Position	erster Pre-Step-Punkt
Teilchenenergie	erster Pre-Step-Punkt
Teilchenimpuls	erster Pre-Step-Punkt
Teilchen PDG-Code	erster Pre-Step-Punkt
Zeitpunkt	erster Pre-Step-Punkt
Track ID	Track
Beta	erster Pre-Step-Punkt

Zusätzlich zur Ausgabe der Daten verwaltet die $T_4SensitiveDetector$ -Klasse auch die Darstellung von Treffern im Detektor. Punkte der Teilchenspur werden im Visualisierungsmodus durch rote Punkte dargestellt. Optische Photonen sind auf Grund ihrer großen Anzahl und der Vielzahl ihrer Treffer im Material von dieser Regelung ausgenommen.

5.2.3. Materialien

Für ein sinnvolles Tracking ist es unabdingbar, dass den Geometrien Materialien zugewiesen werden, die mit möglichst viel Information über ihre realen Eigenschaften versehen sind. TGEANT verwaltet eine Bibliothek von unterschiedlichen Materialien in der $T_4Materials$ -Klasse. Die dort verwalteten Eigenschaften unterteilen sich in „Elements“ (Elemente), „Materials“ (Materialien) und „OpticalSurfaces“ (optische Oberflächen).

Die Elemente werden über den von Geant4 bereitgestellten $G_4NistManager$ eingebunden. Seine Daten basieren auf dem vom NIST³ herausgegebenen Standard. Es müssen keine weiteren Daten in TGEANT gepflegt werden. Bei Änderungen werden diese in der Regel in einem Update von Geant4 angepasst.

Für Materialien gibt es drei Möglichkeiten der Einbindung. Die einfachste Möglichkeit ist die Einbindung über den $G_4NistManager$ analog zu den Elementen. Außerdem können mit Elementen auch Materialien zusammengesetzt werden. Durch die Angabe von weiteren Parametern wie Dichte, Aggregatzustand und Druck werden dann alle weiteren Größen berechnet. Ein Material kann aber ebenfalls aus anderen Materialien zusammengesetzt werden. Diese Möglichkeit kommt vor

³National Institute of Standards and Technology

allem bei Verbundmaterialien zum Tragen, bei denen zwar die Zusammensetzung bekannt ist, der Detektor aber nicht in hoher Auflösung gebaut werden soll. Alle in TGEANT verwendeten Materialien sind in Anhang A aufgeführt.

Die Handhabung von Oberflächen in Geant4 muss aufwändig für jede zu betrachtende Grenzfläche einzeln definiert werden. Eine Oberfläche enthält Informationen über die Art der Übergangsmaterialien (dielektrisch-dielektrisch, dielektrisch-metal, dielektrisch-ohne optische Eigenschaften), die Art der Fläche (poliert, rau, usw.) und über das zugrundeliegende Modell. Damit wird eine *G4MaterialPropertiesTable* angelegt. Die Oberfläche selbst muss dann mit dem jeweiligen Material verknüpft werden. Hat ein Material keine Oberfläche, so gilt es als nicht definiertes Material und es findet keine optische Physik in ihm statt. Eine Liste der in TGEANT eingebundenen Oberflächen befindet sich in Anhang A.

5.3. Einbindung physikalischer Prozesse

Für die Einbindung von physikalischen Prozessen und die Realisierung des Trackings wird, wie bereits in Unterabschnitt 4.4.3 beschrieben, eine *PhysicsList* benötigt. In ihr werden alle Teilchen, die in der Simulation vorkommen können, geladen, Eigenschaften über ihren Zerfall definiert, verändert und Prozessen zugewiesen. Zur Anpassung an den benötigten Prozess stehen in TGEANT unterschiedliche Modi für die *PhysicsList* zur Verfügung. Diese Modi sind in *Details* und *Resolution* unterteilt. Mit den Details werden die grundlegenden Eigenschaften der Physikimplementierung festgelegt. Wie in Tabelle 5.2 beschrieben stehen drei Auswahlmöglichkeiten zur Verfügung. Mit der Auswahl *FULL* werden alle in TGEANT berücksichtigten Modelle, Zerfälle und Prozesse geladen und für die Simulation aktiviert. Diese Detailstufe erfordert die meiste Rechenleistung, liefert aber im Gegenzug auch erweiterte Möglichkeiten für die Detektorsimulation, beispielsweise eine detaillierte Auslese der Photomultiplier am CAMERA-Detektor. Die voreingestellte Standardauswahl für die Details ist *NOOPTICAL*. Mit ihr werden alle Modelle, Prozesse und Zerfälle geladen, ähnlich wie bei der Einstellung *FULL*, allerdings wird auf die Simulation von optischen Photonen und ihrer Ausbreitung in Lichtleitern, im Medium und an Grenzflächen verzichtet. Eine zu Test-, Debug- und Visualisierungszwecken implementierte Auswahlmöglichkeit ist *NONE*. Hier werden zwar alle Teilchen geladen, diese können aber nur auf die elementarsten, für das Starten einer Geant4-Simulation zwingend notwendigen Modelle zugreifen. Zerfälle, elektromagnetische Wechselwirkung und die Simulation von optischen Photonen sind nicht abrufbar und gehen damit auch nicht in die Generierung von Ereignissen ein.

Der zweite Einstellungsmodus für die *T4PhysicsList* ist die *Resolution*. Auch hier stehen drei Auswahlmöglichkeiten zur Verfügung: *HighRes*, *Normal* und *LowRes*. Dabei werden für *Normal* die von Geant4 vorgeschlagenen Binnings für die Parametrisierungen der Prozesse verwendet, für *HighRes* und *LowRes* werden diese

Tabelle 5.2.: Detailstufen für die PhysicsList. Der *NOOPTICAL*-Modus ist durch das Weglassen der optischen Photonen und deren Berechnung um ein vielfaches schneller als der *FULL*-Modus.

Detailmodus	Teilchen	Prozesse und Modelle
<i>NONE</i>	Alle außer opt. Photonen	Keine
<i>NOOPTICAL</i>	Alle außer opt. Photonen	Alle außer opt. Physik
<i>FULL</i>	Alle	Alle

angepasst, um die Geschwindigkeit auf Kosten der Genauigkeit zu erhöhen oder umgekehrt.

Der Energiebereich für die Teilchen des COMPASS-II-Experiments liegt sehr breit gestreut. Zum einen existieren hochenergetische Myonen, die mit bis zu 190 GeV auf das Target treffen, zum anderen werden aber auch niederenergetische Hadronen oder Zerfallsprodukte registriert, deren kinetische Energie sich im niedrigen MeV-Bereich bewegt, wie zum Beispiel die des DVCS-Protons. Einen möglichst großen Bereich davon abzudecken bei gleichzeitiger effizienter Nutzung der vorhandenen Modelle ist ein Ziel der *T4PhysicsList*. Eine Anpassung einzelner Modelle und eine Vereinfachung von physikalischen Sachverhalten ist der Limitierung des Arbeitsspeichers und der begrenzten Rechenleistung geschuldet. Dennoch bietet TGEANT die im Folgenden beschriebenen Methoden zur Implementierung einer großen Spanne an physikalischen Prozessen.

5.3.1. Teilchen

Für die Einbindung in TGEANT wird jedes einzelne Teilchen definiert und mit physikalischen Eigenschaften wie Name, Masse, Spin, mittlere Lebensdauer und Zerfallsarten versehen (Anhang G). Sie werden für alle Auflösungseinstellungen geladen, aber nur für den *NOOPTICAL*- und den *FULL*-Modus mit physikalischen Prozessen verknüpft. Einzige Ausnahme hierbei gilt für die optischen Photonen. Sie werden in Geant4 von anderen Photonen durch ihre Wellenlänge unterschieden und werden im Normalfall nicht geladen, da sie sehr viel Rechenleistung beanspruchen (Unterabschnitt 5.3.5).

Durch verschiedene Schnitte können Teilchen auf Grund ihrer vordefinierten Eigenschaften auch aussortiert und für das Tracking nicht beachtet werden. Ist ein Teilchen einmal definiert, so kann es bis zum Löschen seiner Definition in der Simulation verwendet werden. Die Verwendung eines vorher nicht erzeugten Teilchens ist nicht möglich und wird in TGEANT durch Ausschlüsse verhindert. Alle Teilchen können eine endliche Strecke in der definierten Welt zurücklegen und mit Materialien wechselwirken.

Geant4 verwendet eine eigene Codierung für die Identifikation der Teilchen, kann aber auch den in der Teilchenphysik üblichen PDG⁴-Code ausgeben. Um Verwechslungen vorzubeugen und eine einfache Anbindung in andere Software zu gewährleisten, verwendete TGEANT nur die PDG-Codierung⁵. Ein weiteres Teilchen in TGEANT ist das Geantino. Es besitzt weder Ladung, noch kann es mit Materialien oder anderen Teilchen wechselwirken. Diese in der realen Welt nicht existierenden Teilchen werden in TGEANT ohne Spur dargestellt und werden ausschließlich für die Visualisierungen von Geometrien verwendet. Sie unterliegen nur dem Transport-Prozess und werden im weiteren Verlauf nicht behandelt.

5.3.2. Zerfall

Die mittlere freie Weglänge λ wird für jeden einzelnen Schritt berechnet durch

$$\lambda = \gamma\beta c\tau. \quad (5.1)$$

Die von Geant4 benutzte Formel beinhaltet die Lebensdauer τ des Teilchens, den Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und $\beta = \frac{v}{c}$ [39]. Dabei ist v die Geschwindigkeit des Teilchens und c die Lichtgeschwindigkeit. Sowohl β als auch γ werden mit dem Impuls des Teilchens zu Beginn des Steps, also am Pre-Step-Punkt berechnet.

Die stabilen Teilchen wie beispielsweise Neutronen, Protonen, Elektronen und Photonen zeichnen sich in TGEANT dadurch aus, dass sie entweder gar nicht zerfallen oder eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit dafür besitzen, dass sie in einem Detektor zerfallen. Langlebige Teilchen, zu denen Myonen und geladene Pionen gehören, können eine endliche Strecke zurücklegen. Ihre Lebensdauer beträgt mindestens 10^{-14} s.

In TGEANT kann ein Teilchen sowohl in Ruhe als auch im Flug zerfallen. Ausnahmen hiervon bilden Teilchen, die entweder keine Masse haben oder deren mittlere Lebenszeit kleiner als 10^{-14} s ist. Letztere werden als kurzlebig gekennzeichnet und zerfallen immer an ihrem Entstehungsort. Zu ihnen gehört unter anderem das ρ -Teilchen. Die Schrittlänge der Berechnung wird vom Zerfall zunächst einfach vorgeschlagen. Hierfür wird Gleichung 5.1 als obere Grenze verwendet, falls keine anderen Einschränkungen gelten.

Die Zerfallskanäle der Teilchen werden für TGEANT in einer von Geant4 bereitgestellten Tabelle festgelegt. Diese kann durch einzelne, vom Nutzer angelegte Zerfälle erweitert werden. Die Zerfallstabelle wird für jedes Teilchen separat angelegt und enthält sowohl Informationen über die Zerfallskanäle als auch über ihre Verzweigungsverhältnisse. Die mittlere Lebensdauer kann für einzelne Teilchen zu Versuchszwecken oder zur Einbindung von exotischen Teilchen beliebig verändert

⁴Particle Data Group

⁵Die Codierung kann für alle Teilchen mit der `T4ParticlePDGTranslator`-Klasse konvertiert werden.

werden. Standardmäßig wird bei TGEANT auf die angegebenen Daten der Particle Data Group zurückgegriffen [16].

5.3.3. Elektromagnetische Wechselwirkung

In Geant4 können unterschiedliche Modelle für verschiedene Teilchen zugewiesen werden. TGEANT nutzt diese Möglichkeit für eine möglichst exakte Einbindung und Beschreibung der betrachteten Prozesse. Für eine Reihe von Teilchen werden dafür schon Paketdaten bereitgestellt, die einen großen Energiebereich automatisch abdecken. Im Folgenden werden die in TGEANT implementierten Funktionen beschrieben und erklärt. Dabei werden auch die wichtigsten Berechnungen und Parametrisierungen kurz hervorgehoben und erläutert. Die Implementierung findet in der *T4PhysicsList* durch Aufrufen der Funktion *processElectromagnetic* statt. Eine detaillierte Beschreibung der von Geant4 gemachten Berechnungen findet sich in [39].

Die Problematik bei der Auswahl der physikalischen Prozesse und Modelle liegt vor allem darin, ein sinnvolles Gleichgewicht zwischen Leistungsfähigkeit und Genauigkeit der Modelle zu finden. Der Arbeitsspeicherbedarf für die geladenen Modelle steigt rapide an, wenn die Parametrisierungen mit zu großem Binning eingestellt werden oder die zu ladenden Modelle zu fein aufgelöst werden sollen.

Photoelektrischer Effekt

Der photoelektrische Effekt beschreibt das Austreten eines Elektrons aus einem Material, nachdem dieses ein Photon absorbiert hat. Um diesen Effekt zu simulieren, wird der Wirkungsquerschnitt der Photonabsorption zunächst parametrisiert und dann mit Hilfe dieser Parametrisierung die mittlere freie Weglänge bestimmt. Daten des Schalenmodells des Atoms gehen in die Berechnung der Energie des abgegebenen Elektrons ein, die Bindungsenergie bestimmt hiermit unter anderem die Geschwindigkeit des Elektrons. Die Richtung des auslaufenden Elektrons wird durch die Winkelverteilungsfunktion der K-Schale beeinflusst. Die Bindungsenergie dieser Schale wird im Wesentlichen durch die Ordnungszahl Z_i des Materials bestimmt. Für Verbundmaterialien in TGEANT wird eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, die diese Parameter berücksichtigt, verwendet [39].

Compton-Streuung

Die Simulation der Compton-Streuung eines Photons an einem freien Elektron wird durch eine empirische Formel zur Beschreibung der Wirkungsquerschnitte beschrieben [39]. Durch eine geeignete Wahl von Fitparametern kann eine Anpassung für den Bereich zwischen etwa 10 keV bis hin zu einigen GeV gemacht

werden [43, 44]. Erweiterungen und weitere Anpassungen werden über die Klein-Nishina-Formel gemacht, um einen größeren Energiebereich abzudecken.

Paarbildung

Photonen können sowohl in ein Elektron-Positron-Paar als auch in ein Myon-Antimyon-Paar zerfallen. TGEANT verwendet für den Wirkungsquerschnitt für die Umwandlung eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar $\gamma \rightarrow e^+e^-$ eine Parametrisierung von realen Daten [44]. Diese beschreibt das Verhalten für einen Energiebereich des Photons zwischen 1,5 MeV und 100 GeV, passt also ideal für den von COMPASS II abgedeckten Bereich. Für den Bereich über 100 GeV ist der Wirkungsquerschnitt konstant, unterhalb von 1,5 MeV wird eine Extrapolation am unteren Punkt der Anpassung verwendet. Für die Umwandlung von Photonen in Myonen $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ist eine wesentlich aufwändigere Berechnung notwendig [45].

Vielfachstreuung

Eine für die Fortbewegung von Teilchen wesentliche Berechnung in Geant4 ist die Vielfachstreuung. Die Berechnung wird durch die *G4VMultipleScattering*-Klasse eingebunden. Die konkrete Simulation wird in TGEANT mit dem *G4UrbanMscModell95* realisiert [46].

Das Urban-Modell gehört zu den „kondensierten“ Simulationen. Anders als bei den detaillierten Simulationsmodellen wird hier nicht jede Kollision und Wechselwirkung des Teilchens einzeln betrachtet und berechnet, sondern es werden nur die globalen Effekte einer oder mehrerer Kollisionen am Ende eines Tracks bestimmt. Zu den globalen Effekten gehört der Energieverlust, die Verschiebung der Richtung des Tracks und die Positionsänderung. Diese Vereinfachung ist vor allem bei höheren kinetischen Energien wichtig, da die Anzahl von Kollisionen hier sehr groß wird und eine detaillierte Simulation zu viel CPU-Leistung beanspruchen würde. Diese Leistungssteigerung wird durch eine Begrenzung der Genauigkeit durch das angelegte Monte-Carlo-Modell erkauft.

Energieverlust

Die Beschreibung des Energieverlusts für in TGEANT eingebundene geladene Leptonen kann durch ein verallgemeinertes Modell angepasst werden. Das Prinzip der Energieerhaltung muss in jedem Fall gelten und auch bei der Produktion von Sekundärteilchen beachtet werden. Die beiden wichtigsten Prozesse für die Beschreibung von Energieverlust in Geant4 sind Bremsstrahlung und Ionisierung. Für die Bremsstrahlung wird der Energieverlust bei der Produktion eines Photons der Energie k durch ein Elektron mit der kinetischen Energie E_{kin} im Feld eines

Atoms der Ladung Z beschrieben durch [39]:

$$E_{Brems}(Z, E_{kin}, k_c) = \int_0^{k_c} k \frac{d\sigma(Z, E_{kin}, k)}{dk} dk. \quad (5.2)$$

Die Integralgrenze k_c ist dabei der „Cut-Off“ für Photon-Energien, unter denen der Energieverlust als kontinuierlich angesehen werden kann. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons mit einer Energie größer als k_c ist dann gegeben als

$$\sigma_{Brems}(Z, E_{kin}, k_c) = \int_{k_c}^{E_{kin}^e} \frac{d\sigma(Z, E_{kin}, k)}{dk} dk. \quad (5.3)$$

Der Energieverlust durch Ionisierung kann für Elektronen und Positronen durch die Berger-Seltzer-Formel beschrieben werden [47]. Die Produktion von δ -Elektronen wird in TGEANT mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für Bhabba- und Møller-Streuung berechnet.

5.3.4. Hadronische Wechselwirkung

Für die hadronischen Wechselwirkungen in TGEANT wird auf eine abgewandelte Form der von Geant4 bereitgestellten *HadronPhysicsFTFP_BERT* zurückgegriffen. Die Abkürzungen *FTFP* und *BERT* zeigen dabei die verwendeten Modelle FRITIOF und Bertini-Kaskade. Diese PhysicsList umfasst Modelle und Wirkungsquerschnitte für Protonen, Neutronen, Elektronen, Positronen, geladene Pionen und Kaonen, Photonen, Lambda und Alpha. Die hadronischen Wechselwirkungen für die übrigen Teilchen werden in TGEANT einzeln hinzugefügt.

Das FTFP-Modell der *HadronPhysicsFTFP_BERT* beinhaltet die Simulation von inelastischer Streuung von Hadronen an Kernen mit dem FRITIOF-Modell. Durch die auf QCD-Ebene stattfindende Verbindung eines Partons aus dem einfallenden Teilchen mit einem Parton aus dem Nukleon, an dem gestreut werden soll, können die Wechselwirkungen simuliert werden. Das Modell ist für den Bereich von einigen GeV bis hin zu 100 TeV gültig und somit für den Energiebereich von COMPASS II geeignet.

Es wird im niedrigen Energiebereich durch die Bertini-Kaskade erweitert. Auch diese implementiert inelastische Streuung von Hadronen an Kernen, allerdings für einen Energiebereich von 0 MeV bis zu einigen GeV. Diese PhysicsList umfasst viele Modelle und Wirkungsquerschnitte. Eine genaue Auflistung mit den Energiebereichen der einzelnen Modelle für jedes Teilchen befindet sich in Anhang G.

5.3.5. Optische Physik

Die Verwaltung und Berechnung von optischer Physik findet über die optischen Photonen statt. Optische Photonen zeichnen sich durch eine Wellenlänge aus,

die im Bereich von $\lambda \geq 10 \text{ nm}$ liegt. Dies entspricht in etwa einer Energie von $E \leq 100 \text{ eV}$. Diese durch die Wellenlänge von den anderen Photonen getrennten Teilchen können durch zwei Prozesse entstehen. Entweder durchquert ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, der Cherenkov-Grenze, oder ein geladenes Teilchen fliegt durch ein szintillierendes Medium. Diese beiden Prozesse werden in TGEANT durch die Klassen *G4Cherenkov* und *G4Scintillation* eingebunden. Die so entstandenen Photonen können nur als optische Photonen behandelt werden. Da die theoretische Beschreibung für höhere Energien nicht standhalten kann, gibt es keinen Übergang vom optischen Photon zum „normalen“ Photon in TGEANT.

Optische Photonen unterliegen drei wesentlichen Wechselwirkungen: Elastischer (Rayleigh)-Streuung, Absorption und Wechselwirkungen an Grenzflächen von Medien. Rayleigh-Streuung kann für die meisten Prozesse vernachlässigt werden. Für ein Photon mit Wellenlänge $\lambda \approx 200 \text{ nm}$ beträgt der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Rayleigh}} \approx 0,2 \text{ b}$ für N_2 und O_2 , womit man für die freie Weglänge in Luft eine Strecke von über $1,7 \text{ km}$ erhält⁶.

Für die auf Grenzflächen auftreffenden Photonen sind die beiden Materialien der aufeinandertreffenden Objekte für die Berechnung der Wechselwirkung maßgeblich. Diese werden in der PhysicsList in drei wesentliche Übergangsmöglichkeiten unterteilt. Der Übergang von einem dielektrischen Material in ein Metall gibt dem Photon lediglich die Möglichkeit, entweder vom Metall absorbiert oder in das dielektrische Material zurückreflektiert zu werden. Der Übergang von einem dielektrischen Medium in ein Material, für das keine optischen Eigenschaften definiert wurden, wird in TGEANT durch die Absorption des Photons gelöst, das dann im neuen Material auch nicht detektiert werden kann. Bei einem Übergang von einem dielektrischen Material in ein anderes, ebenfalls dielektrisches Material kann das Photon sowohl transmittiert als auch reflektiert werden. Da Geant4 als Tracking-Bedingung stets teilchenartiges Verhalten voraussetzt, muss ein Prozess, von dem sowohl ein Anteil transmittiert als auch reflektiert wird, in mindestens zwei Events unterteilt werden.

Für eine korrekte Simulation von optischen Photonen wird diesen in Geant4 eine Polarisation zugeordnet. Die durch Cherenkov-Effekt und Szintillation erzeugten Photonen sind in der Simulation automatisch linear polarisiert. Bei primär im Strahl erzeugte Photonen muss die Polarisation von TGEANT verwaltet werden. Polarisation spielt vor allem in Schichtdicken, die in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, eine große Rolle. Durch die hohe Geometrieauflösung muss sie daher in TGEANT berücksichtigt werden, um die Wahrscheinlichkeiten für Reflektion und Transmission berechnen zu können.

Für die Berechnung der Photonspuren in TGEANT wird zum einen ihr Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ und zum anderen ihre Polarisation \vec{e} benötigt. Das Verhalten von Photonen an Grenzflächen wird dann durch drei wesentliche Punkte beeinflusst:

⁶Für die Berechnung wurden weitere Komponenten in der Luft wie Wasserdampf vernachlässigt.

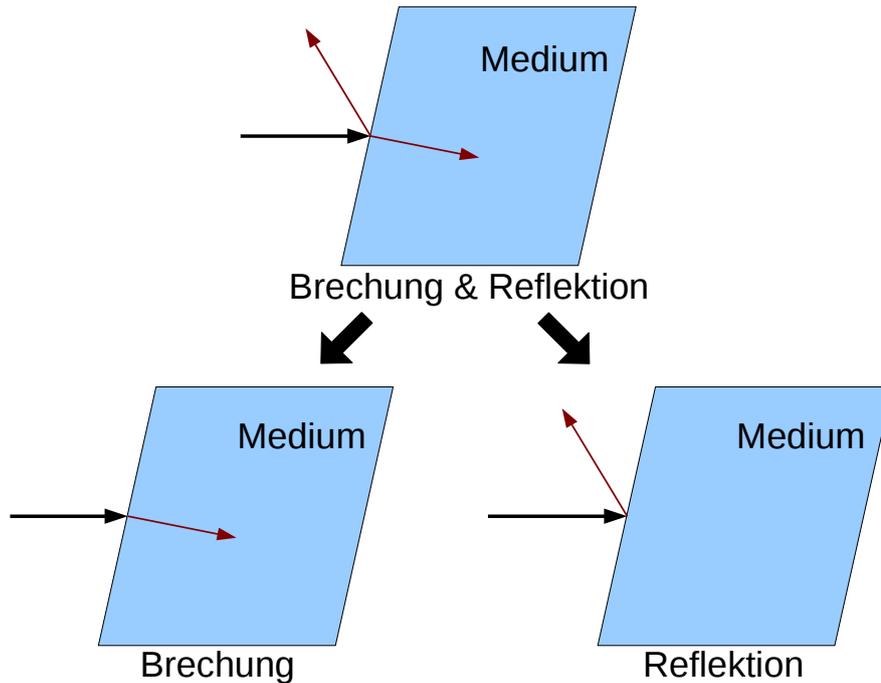


Abbildung 5.3.: Aufteilung von gleichzeitiger Brechung und Reflexion in zwei separate zu berechnende Prozesse.

Die kinematischen Effekte des Prozesses, die durch den Brechungs- oder Reflektionswinkel festgelegt werden, die dynamischen Effekte, die hauptsächlich durch die Amplitude der reflektierten oder transmittierten Welle festgelegt werden, und die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Teilchen reflektiert oder transmittiert wird.

Durch die speziellen Eigenschaften der optischen Photonen in Geant4 und in TGEANT muss berücksichtigt werden, dass diese die Energieerhaltung verletzen können, da beliebig viele optische Photonen mit einer bestimmten Wellenlänge erzeugt werden können. Somit muss bei der Erzeugung der optischen Photonen durch Szintillation und Cherenkov-Effekt darauf geachtet werden, dass die Gesamtenergie der erzeugten Photonen kleiner ist als der Energieverlust des Teilchens, das diese produziert. Bei den von Eventgeneratoren eingesetzten Photonen gilt diese Einschränkung nicht. Sie erfüllen die Energieerhaltung.

5.3.6. Auflösung

Die PhysicsList in TGEANT ist für alle Detailstufen in unterschiedliche Auflösungen, die *Resolution*, unterteilt. Diese Aufteilung erlaubt es, die zugrundeliegenden Formeln in gewisse Teilabschnitte zu untergliedern und so die

geladenen Modelle durch geschicktes Binning zu optimieren. Es stehen hierfür drei unterschiedliche Auflösungen zur Verfügung, *HighRes*, *Normal* und *LowRes*.

Für den hochauflösenden *HighRes*-Modus können vor Initialisierung der Simulation noch fünf weitere Prozesse eingebunden werden. Es handelt sich dabei um den inelastischen Prozess für Protonen, negative und positive Pionen, die Umwandlung von Photonen in Myonen und den Prozess, der die Wechselwirkung von Myonen mit Kernen beschreibt.

5.4. Eingabeformate

TGEANT stellt die Möglichkeit unterschiedlicher Eingaben bereit (Tabelle 5.3). So können Dateien zur Beschreibung des Strahls, sogenannte Beamfiles, geladen und dann im Generator implementiert, Detektorbeschreibungen aus COMGEANT geladen und ganze Ausgabedateien aus Generatoren im LEPTO-Format geladen werden. Für die Magnetfelder bei COMPASS II existieren Feldkarten, die in Abschnitt 6.5 beschrieben werden.

Tabelle 5.3.: In TGEANT einlesbare Dateien und ihre Funktion.

Datei	Funktion
beamfile.data	Informationen über den Strahl
detectors.dat	Detektorbeschreibung
fort.11	Simulierte Events im LEPTO-Format
Fieldmaps.map	Magnetische Feldkarte für die Magnete

5.4.1. Startwerte für den Zufallszahlengenerator

Startwerte für den Zufallszahlengenerator, sogenannte Seeds, können in TGEANT manuell gesetzt oder durch die von ROOT bereitgestellte Klasse *TRandom3* erstellt werden. Sie werden im *T4SettingsFile* verwaltet. Wird ein Seed gesetzt, so wird die Zufallsklasse *TRandom3* gelöscht und mit dem gewählten Startwert neu initialisiert. Wird kein Wert gesetzt, wird dieser durch eine interne Funktion hinreichend gut erzeugt. Bei *TRandom3* handelt es sich um einen auf dem Mersenne Twister basierenden Pseudozufallsgenerator [48]. Dieser liefert alle für den weiteren Verlauf notwendigen Pseudozufallszahlen.

Der für die Monte-Carlo-Simulation Ausschlag gebende Startwert für die Generierung der Zufallszahlen wird im *T4RunManager* gesetzt. Hierfür wird mit der *TRandom3*-Klasse ein Array mit einer zufälligen Länge zwischen 0 und 100 erzeugt, das wiederum mit Zufallszahlen zwischen 0 und 1.000.000 gefüllt

wird. Dieses Array wird dann an die für die Simulation zuständige Klasse `CLHEP::HepRandom` weitergegeben.

5.4.2. Datei zur Beschreibung des Strahls

Die bei COMPASS II verwendete Datei zur Beschreibung des Strahls, Beamfile genannt, wird aus real genommenen Daten im Experiment gewonnen. Aus ihr kann sowohl ein Strahlprofil, das heisst eine Verteilung der Strahlteilchen in X-Y-Richtung (Abbildung 5.4), als auch eine Energieverteilung der Strahlteilchen (Abbildung 5.5) extrahiert werden. Mit Hilfe des Strahlprofils wird dann für die in TGEANT verwendete Strahlart die Position des Primärvertex berechnet.

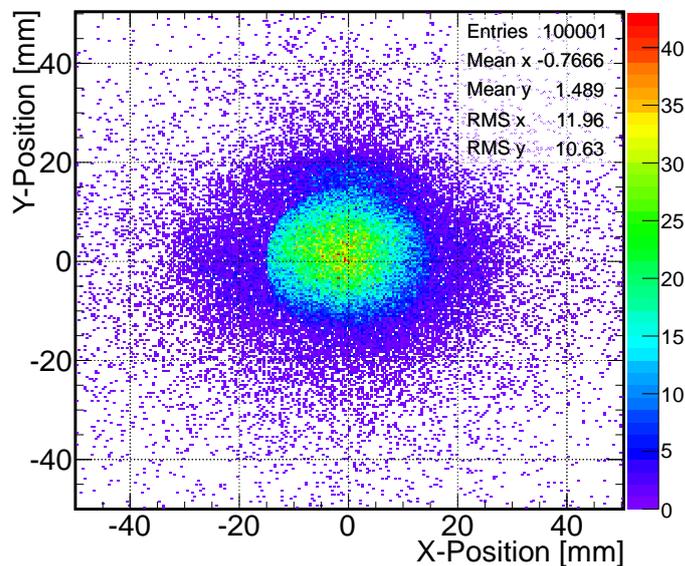


Abbildung 5.4.: Aus dem Beamfile extrahiertes Strahlprofil. Die Position wird in TGEANT eingelesen und für jedes Teilchen generiert.

Für die Bestimmung der Strahlenergie mit dem Beamfile gibt es zwei Möglichkeiten. Die erste legt die Verwendung einer Datei nahe, die eine Energie- und Positionsverteilung besitzt, die man für die simulierten Ereignisse erhalten möchte. Liegt eine solche nicht vor, kann eine andere zunächst eingelesen und durch eine Anpassung über ihren Mittelwert auf den gewünschten Energiebereich skaliert werden (Abbildung 5.5).

Nach dem Einlesen des Beamfiles wird es zwischengespeichert und ist für den Rest des Runs verfügbar. Die Generatoren können direkt darauf zugreifen und beliebig viele Ereignisse produzieren.

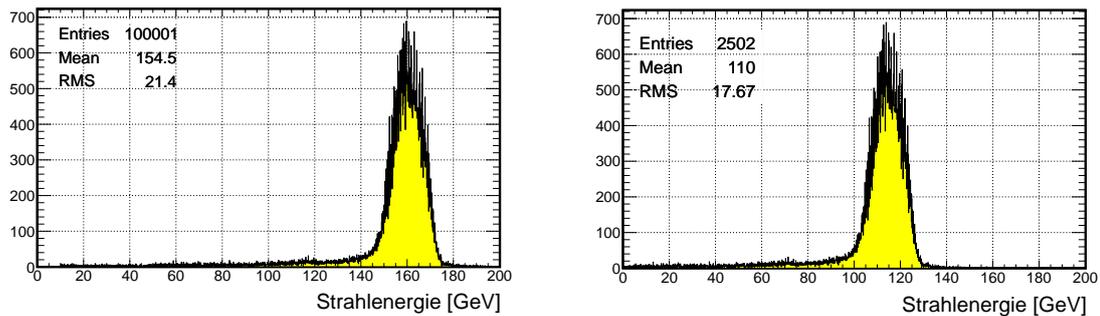


Abbildung 5.5.: Aus dem Beamfile extrahierte unskalierte (links) und an den geforderten Energiebereich (hier 110 GeV) angepasste Strahlenergie (rechts). Die Energie des Strahlteilchens wird durch diese Verteilung bestimmt.

5.4.3. LEPTO-Datei

Für die Verwendung eines auf LEPTO basierenden Generators besteht in TGEANT die Möglichkeit, die Ausgabedateien einzubinden. Eine Beschreibung der in TGEANT verwendeten Daten befindet sich in Anhang E. Dabei können pro Vertex beliebig viele Teilchen produziert werden, die dann, mit Energie und Impuls versehen, ins Spektrometer eingebunden werden. Eine Einstellung der einzelnen Parameter ist in diesem Fall nicht möglich, da die Generierung der Datei nicht von TGEANT übernommen wird.

5.4.4. Detectors.dat-Datei

Um einen Abgleich unterschiedlicher Detektoranordnungen für mit COMGEANT erzeugte Ereignisse zu erhalten, lassen sich die Geometriebeschreibungen für COMGEANT auch in TGEANT laden. Die sehr simpel gehaltene Beschreibung der Geometrie in COMGEANT wird in einer *Detectors.dat*-Datei abgespeichert. Da diese auch von TGEANT erzeugt werden kann, wird in Unterabschnitt 5.8.3 noch einmal darauf zurückgekommen. Für die Definition von Detektoren in COMGEANT sind wesentlich weniger Informationen nötig als es bei TGEANT der Fall ist, was einen 1:1-Import nur unter Detailverlust erlaubt. Lediglich Detektoren, die bereits in TGEANT definiert sind, können mit der *Detectors.dat*-Datei in die Simulation eingebunden werden. Für sie werden in der grafischen Benutzeroberfläche (GUI⁷) die Position und die Parameter bestimmt. Diese können dann verändert werden und TGEANT kann ganz normal gestartet werden. Die Einzelangabe von mehreren Detektorebenen in COMGEANT wird dabei von TGEANT so umgerechnet, dass diese Parameter auf die von TGEANT passen. Dabei werden unter anderem auch fest miteinander verschraubte Detektoren berücksichtigt, für die nicht jede Ebene einzeln definiert werden muss.

⁷Graphical User Interface

5.5. Run- und Eventmanagement

Die Verwaltung von einzelnen Events, Datenausgabe, Setzen des Seeds, Erzeugung von Vertizes und Berechnen des Trackings wird vom *T4RunManager* übernommen. Diese Klasse ist zentral durch den *G4RunManager* in Geant4 verankert. Wie in Tabelle 5.1 gibt es eine Vielzahl von ihm untergeordneten Klassen. Im Folgenden wird der schematische Ablauf einer Simulationskette skizziert.

Zunächst wird der *T4RunManager* initialisiert und mit einem Seed versehen. Parallel hierzu werden die Detektoren in der *T4WorldConstruction* erzeugt und mit der *T4SensitiveDetector*-Klasse als Detektoren markiert. Diese gibt die Informationen an den *T4EventManager* weiter, der eine Tabelle mit allen sich in der Simulation befindlichen Detektoren erzeugt, die *T4DetectorCollection*.

Der *T4RunManager* kann nun eventweise über den *T4Beam* Teilchen in die Simulation geben. Die hierfür notwendigen Informationen erhält er aus den im *T4SettingsFile* definierten Parametern. Für die Erzeugung des Primärvertex stehen vier Eventgeneratoren zur Verfügung. Sie wurden bereits in Kapitel 4 vorgestellt. Neben LEPTO, HEPGen und PYTHIA steht in TGEANT auch noch GEANT zur Auswahl. Im Gegensatz zu den anderen drei Generatoren erzeugt GEANT zwar keinen Primärvertex, kann aber ein oder mehrere Teilchen mit einer vordefinierten Richtung in die Simulation geben. Dabei kann GEANT die Erzeugung von δ -Elektronen und das Verhalten von Teilchen in Medien verwalten. Zur Auswahl stehen unterschiedliche Strahlteilchen, die als kosmische Teilchen von oben, als Strahlteilchen von vorne oder von einer beliebigen Position mit beliebiger Richtung in die Simulation gegeben werden können. Die Eventgeneratoren erzeugen jeweils einen durch die eingestellten Parameter bestimmten Primärvertex pro Event. Dabei werden die Teilchen nach PDG-Code ausgewählt und mit der richtigen Energie und Richtung losgelassen. Für eine Simulation mit Primärstrahl steht auch ein einlaufender Track zur Verfügung, der an der Position des Primärvertizes dann vernichtet wird.

Die Teilchenspuren werden dann auf Durchlauf durch die in der *T4WorldConstruction* definierten Detektoren überprüft. Ein Detektor kann beliebig viele Teilchen registrieren. Nachdem alle Steps des Events durchgerechnet wurden, ruft jede erstellte Detektor-Klasse eine Funktion im *T4EventManager* auf, die diesem Detektorname, Kanal und Information über den Track übergibt. Der Eventmanager gleicht die Namen und Kanäle dann mit der angelegten Tabelle (*T4DetectorCollection*) ab. Haben alle Detektoren die notwendige Information gesendet, gibt der Eventmanager die gewonnenen Informationen an die *T4Daq* weiter.

In der *T4Daq* werden zunächst alle Steps nach Detektoren und Kanälen sortiert. Anschließend werden die ankommenden Informationen analysiert. Dazu gehört das Zusammenfassen von mehreren Steps eines Teilchens in einem Detektor zu einem einzelnen Ereignis. Die deponierte Energie wird dabei einfach addiert, als Zeitpunkt

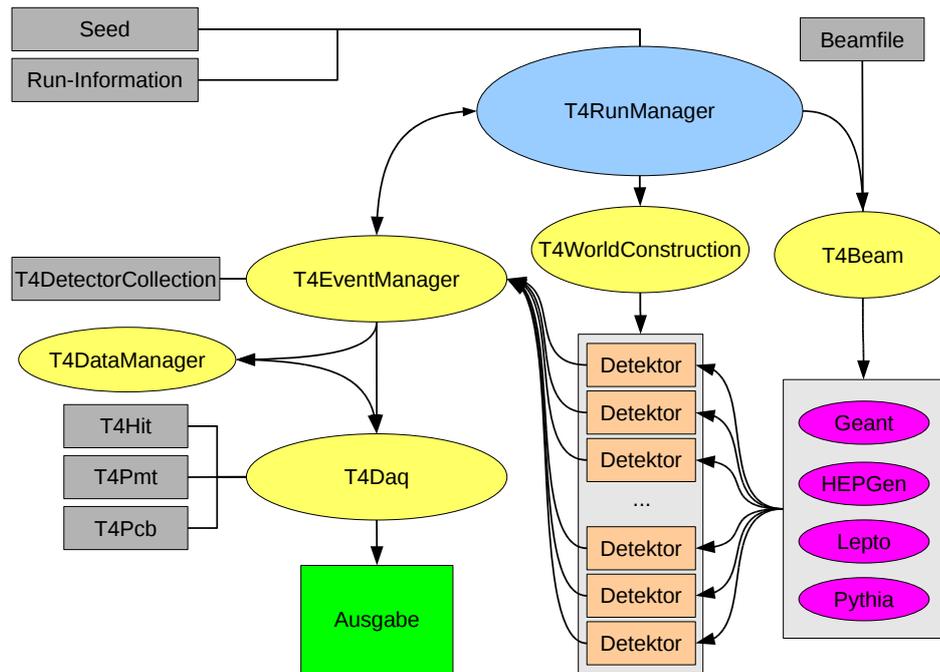


Abbildung 5.6.: Vereinfachtes Schema der Organisation der Einzelkomponenten in TGEANT. Der *T4RunManager* steuert die wesentlichen Komponenten der Simulation.

wird das erste Auftreffen eines Teilchens im Volumen definiert.

Nach dieser Voranalyse werden die Ereignisse gemäß ihres Detektortyps verarbeitet und im *T4DataManager* gespeichert. Die Analyse unterscheidet sich für die drei unterschiedlichen Auslesetypen. Die meisten Detektoren werden als *T4Hit* behandelt. Die Informationen werden in Unterabschnitt 5.2.2 weiter beschrieben. Einige Detektoren können auch Informationen über die ankommenden Photonen in einem Photomultiplier ausgeben. Dabei wird die Anzahl von Photonen zu einer bestimmten Zeit gemessen und mit der Funktion *T4Daq::AnalysePMT* in einen Frame⁸, wie er auch von GANDALF gesampelt wird, umgerechnet. Diese Art von Ereignis wird *T4Pmt* genannt. Für den RICH-Detektor steht ein weiterer Auslesetyp, *T4Pcb*, zur Verfügung. Er dient der Auswertung der im RICH-Detektor nachgewiesenen Cherenkov-Photonen, die als Ringe in dessen Detektorebenen abgebildet werden.

Ist die zuvor bestimmte Anzahl von Ereignissen erreicht, kann die *T4Daq* die Daten des *T4DataManager*s im ausgewählten Format ausgeben.

⁸Grafik, bei der die Amplitude in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen wird. Der zeitliche Abstand zweier Punkte beträgt bei GANDALF je nach Samplingrate 1 ns oder 2 ns.

5.6. Grafische Benutzeroberfläche

Ein großer Vorteil von TGEANT ist die grafische Benutzeroberfläche. Mit ihrer Hilfe können die wichtigsten Parameter wie Positionierung, Verwendung der Detektoren, Strahlinformationen und Ausgabeformate beliebig verändert werden, ohne in den Quellcode selbst einzugreifen. Somit muss für eine Veränderung der TGEANT-Code nicht neu kompiliert werden. Das Interface ist vom Simulationsteil entkoppelt. Um die Einstellungen zu übertragen generiert das Interface eine Konfigurationsdatei und startet auf Knopfdruck das Kernprogramm, das diese dann automatisch einlesen und verarbeiten kann. Die Verwendung der grafischen Oberfläche ist nicht zwingend notwendig, alle Einstellungen können auch manuell in der Konfigurationsdatei vorgenommen werden. Eine Beschreibung des Formats befindet sich in [7].

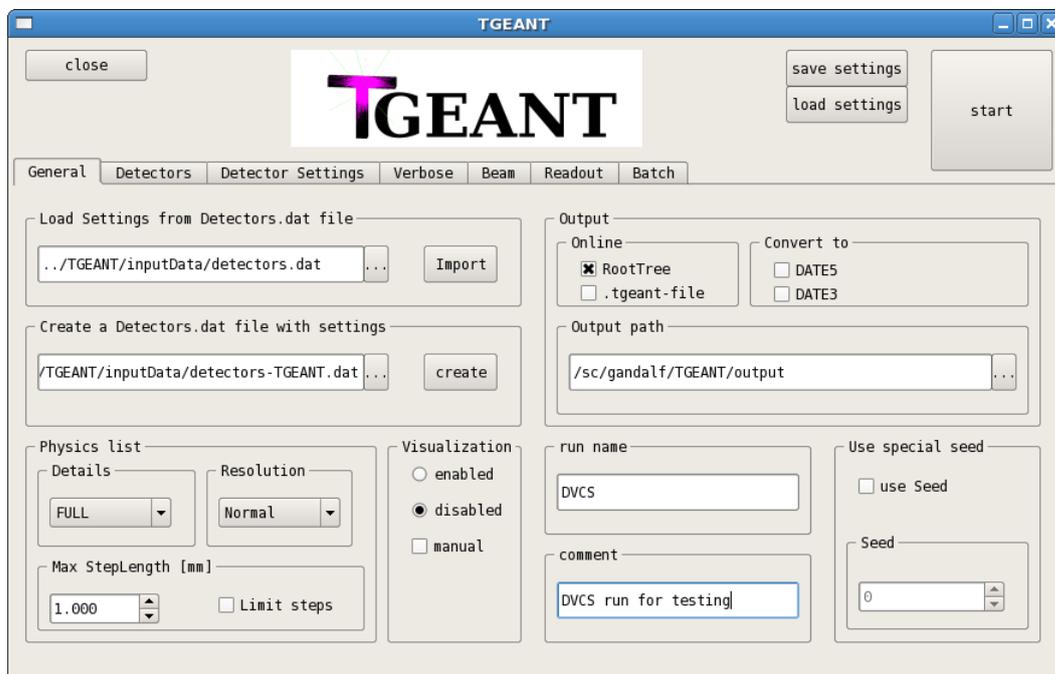


Abbildung 5.7.: Registerkarte „General“ der TGEANT-GUI, alle wichtigen Einstellungen können gemacht werden, ohne den Code zu verändern.

Das Interface basiert auf einer Qt-Umgebung, die zum einen eine vereinfachte Programmierung der Kernkomponenten erlaubt und zum anderen aber auch darüber hinausgehende Funktionen wie eine Multithreading-Implementierung, Mathematik-Bibliotheken und die Möglichkeit, direkt aus C++ mit der Konsole zu kommunizieren, bietet. Um die Funktionen möglichst übersichtlich zu halten, wurde auf Pop-up-Fenster so weit wie möglich verzichtet. Die wesentlichen Einstellungen

werden in Registerkarten realisiert. Diese unterteilen die Einstellungen in „General“, „Detectors“, „Detector Settings“, „Verbose“, „Beam“, „Readout“ und „Batch“ (Anhang F).

In „General“ werden die grundlegenden Informationen über den Run verwaltet, dazu gehören Ausgabeformat, Ausgabepfad, Name des Runs und Einstellungen über die PhysicsList. Die Registerkarte „Detectors“ stellt eine Übersicht über alle Detektoren in TGEANT dar. Durch Aktivieren können diese in die Simulation eingebunden werden.

Sind Detektoren in „Detectors“ aktiviert worden, können unter „Detectors Settings“ ihre einstellbaren Parameter bearbeitet werden. Für jeden Detektor stehen dann unterschiedliche Einstellungsmöglichkeiten zur Verfügung, mindestens die Position. Im „Readout“-Bereich werden Angaben über die Ausgabe von ROOTGeometries (Unterabschnitt 5.8.2) und die Einstellungen zur Simulation von Photomultipliersignalen gemacht.

In der Registerkarte „Beam“ werden die Strahlparameter gesetzt. Neben den üblichen Einstellung kann hier auch ein beliebiges COMPASS-Beamfile geladen werden. Für die Strahlgenerierung stehen mehrere Generatoren bereit, auf deren Parameter wiederum auch aus der GUI zugegriffen werden kann. Für Detektorentwicklung steht neben einem Primärstrahl auch eine Simulation von kosmischer Strahlung und ein „User“-Strahl zur Verfügung, der an beliebiger Stelle mit beliebigem Impuls gestartet werden kann. Die Strahlteilchen können durch eine bereits vorher festgelegte Auswahl ebenfalls variiert werden.

Alle gemachten Einstellungen können auch in eine TGEANT.conf-Datei exportiert werden, ohne das Kernprogramm zu starten. Dazu steht die „save settings“-Funktion zur Verfügung. Um die Einstellungen wieder einzulesen, kann dann die „load settings“-Funktion verwendet werden. Voraussetzung hierfür ist die Übereinstimmung der Versionsnummern der Datei und der verwendeten TGEANT-Version.

5.7. TGEANT im Rechencluster

Die gleichzeitige Erzeugung von mehreren Dateien vervielfacht die Geschwindigkeit und ist für die Monte-Carlo-Simulation an umfangreichen Experimenten wie COMPASS II notwendig. TGEANT kann durch Übergabe von Parametern an das Kernprogramm direkt auf mehreren Rechnern gleichzeitig und unabhängig voneinander ausgeführt werden. Dies wird durch die *T4InputHandler*-Klasse realisiert. Erhält das Kernprogramm keinen Parameter, wird es im normalen, lokalen Modus gestartet. Übergibt man aber eine TGEANT.conf-Datei und eine Kontrollzahl, mit der diese Datei identifiziert wird, so greift das Programm direkt auf diese separate Datei zu. Das erlaubt auch, die Parameter für einen Teil der gestarteten Jobs zu ändern, während andere noch laufen.

Für ein vereinfachtes Abschicken von mehreren parallelen Jobs und die Verwaltung von unterschiedlichen Einstellungen ist im grafischen Interface von TGEANT eine Steuereinheit für die LXBatch am CERN und für das Rechencluster in Freiburg integriert. Das Interface erkennt selbstständig den Benutzer und ob der Rechner aktuell mit dem CERN-Netzwerk oder dem Netzwerk in Freiburg verbunden ist und aktiviert dann das jeweilige Steuermenü. Hier kann dann die Anzahl der abzuschickenden Jobs eingestellt werden.

Beim Abschicken erzeugt das Interface ein Skript mit den notwendigen Einstellungen und sendet dieses dann an das jeweilige Cluster. Die Verwaltung der Konfigurationsdateien wird ebenfalls im Hintergrund organisiert. Für den Fall eines Fehlers bei der Eingabe oder eines Computerproblems können alle Jobs auch per Knopfdruck abgebrochen werden. Das Monitoring erlaubt es, die Anzahl der sich in der Batch befindlichen Jobs direkt im Interface verfolgen zu können.

5.8. Ausgabe

TGEANT bietet eine Reihe von Ausgabeformaten. Diese unterteilen sich in die Ausgabe von Geometrien, die im TGEANT-Code erstellt wurden, und die Ausgabe von mit Hilfe des Monte-Carlo-Pakets berechneten Ereignissen (Abbildung 5.8). Für die Beschreibung der Geometrie ist es möglich, sowohl das bereits in COMPASS etablierte *Detectors.dat*-Format zu verwenden als auch die erzeugten Detektoren mit Hilfe einer etwas umfangreicheren XML⁹-basierenden Datei auszugeben. Die eigentlichen Ereignisse können ebenfalls auf zwei Arten ausgegeben werden. Neben der ASCII-Ausgabe, die im TGEANT-eigenen Format die prozessierten Ereignisse in eine Textdatei schreibt, können diese auch in einem ROOT-Tree abgespeichert werden [49].

Einige Detektoren bieten die Möglichkeit der Pulssimulation und können diese als Frames ausgeben. Durch die *T4Convert*-Klasse können diese Ereignisse in das in [50] beschriebene DATE3- und DATE5-Format konvertiert werden.

5.8.1. Ausgabe von Ereignissen

Ereignisse in TGEANT werden in mehreren Schritten abgespeichert. Hierfür stehen zwei unterschiedliche Formate zur Verfügung. Zum einen gibt es die nur in TGEANT verwendeten „.tgeant“-Dateien, Textdateien, die durch spezielle Untergliederung alle Informationen über die simulierten Ereignisse tragen, und zum anderen die bereits erwähnten ROOT-Trees. Die Vorgehensweise der Ausgabe ist für beide Arten vergleichbar.

⁹Extensible Markup Language

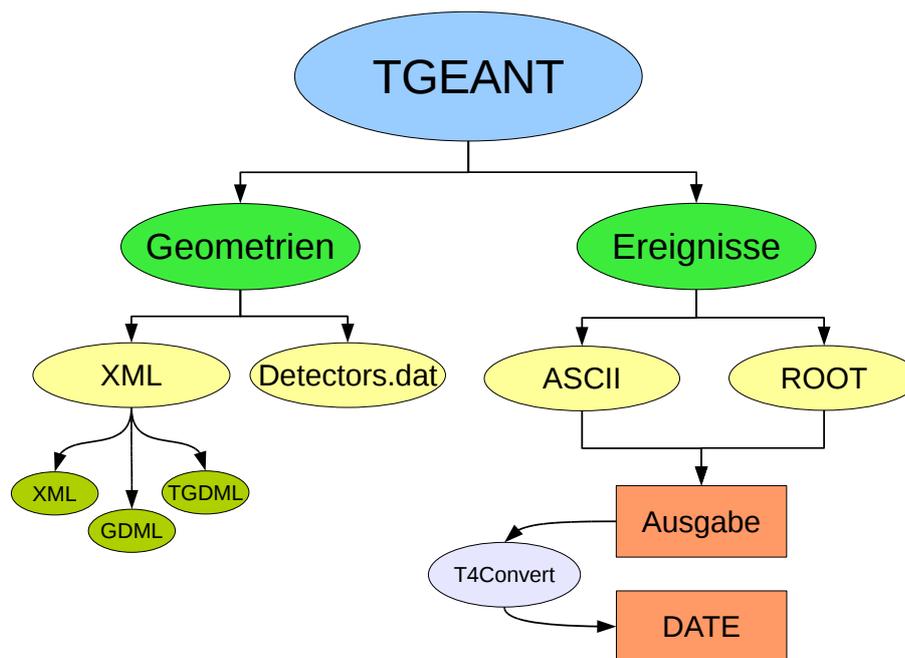


Abbildung 5.8.: Schema der Ausgabearten von TGEANT. Sowohl die Geometrien als auch die simulierten Ereignisse können ausgegeben werden.

Zu Beginn der Simulation wird für das ausgewählte Format eine Datei mit eindeutiger Prozessnummer angelegt. In diese werden dann für jedes Event mit dem *T4DataManager* die gewonnenen Informationen geschrieben. Nach dem letzten Event wird die *T4Convert*-Klasse aufgerufen. Diese prüft den im *T4SettingsFile* festgelegten Pfad und kopiert dann die Daten an diese Stelle. Dabei wird der Dateiname mit dem Runnamen und einer Runnummer versehen. Für die Detektoren mit *TGEANT::PMT*-Informationen kann additional eine DATE-Datei erstellt werden. Dazu lädt die *T4Convert*-Klasse den erzeugten Run im ASCII- oder ROOT-Format mit der Load-Funktion vollständig und kopiert die Daten in ein *TreeData*¹⁰-Objekt. Es kann Amplituden, Zeiten und Integrale sowie ganze Frames mit den gesampelten Pulsen speichern. Die Einbindung erfolgt über ein „Shared Object“, das zusätzlich zu TGEANT kompiliert werden muss. Der benötigte Speicherplatz pro Ereignis hängt vom gewählten Format ab (Abbildung 5.9), da für den ROOT-Tree zunächst für jeden Detektor ein Objekt angelegt werden muss, dieser aber im weiteren Verlauf durch die Codierung weniger Speicherplatz benötigt als das ASCII-Format.

¹⁰Für die Auslese der GANDALF-Toolbox verwendetes Programm, das DATE sowohl lesen als auch schreiben kann

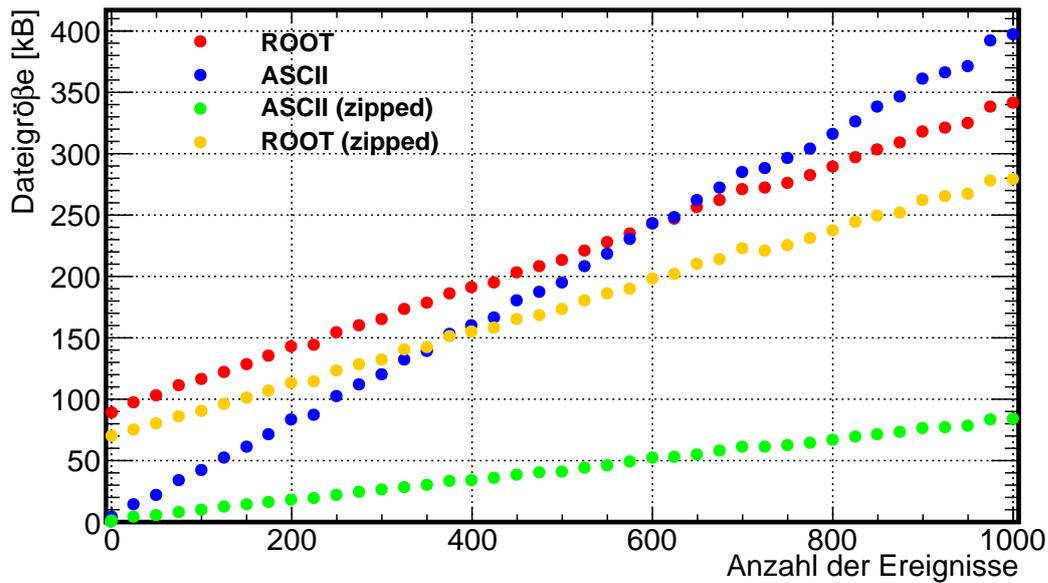


Abbildung 5.9.: Speicherbedarf in Abhängigkeit der Anzahl der Ereignisse für einen 160 GeV Myonenstrahl auf die PixelGEM-Detektoren. Bei wenigen Ereignissen ist die ASCII-Datei platzsparender, ab etwa 600 Ereignissen benötigt das ROOT-Format weniger Speicherplatz. Durch ein Komprimieren in das Zip-Format kann auch bei der ASCII-Codierung Speicherplatz gespart werden.

ASCII

Die „tgeant“-Datei besteht aus einem Header, der die Version, Runnummer und die für den Run gemachten Einstellungen verwaltet. Dazu gehört auch die vollständige Konfigurationsdatei, die einfach in die Textdatei kopiert wird. Danach beginnt bereits die eigentliche Ausgabe. Durch Trennung durch eine sogenannte Flag wird jedes Event eingeleitet. Für jedes berechnete Signal in einem Detektor wird nun eine Zeile in dieser Datei beschrieben. Eine Zeile beginnt immer mit einem Schlüsselwort für den Detektortyp, mit dem später auch die Daten wieder erkannt und eingelesen werden können. Die weiteren Informationen werden dann angefügt [7].

ROOT-Trees

Die platzsparendere Variante der Datenspeicherung ist die Verwendung von ROOT-Trees, da ein ständiges Entpacken der einzelnen Dateien im ASCII-Format unpraktikabel ist. Der Tree setzt sich aus Detektorpositionen, Ereignissen und Performance-Informationen zusammen. Die Einträge der Detektorpositionen und bei der Performance bestehen aus Werten für die X-, Y- und Z-Position. Für die

Ereignisse wird für jeden Detektor ein separater Branch erzeugt, der dann für jedes Event mit den Informationen gefüllt wird. Für dieses Format wird das „Shared Object“ *libT4Event.so* verwendet. Es beinhaltet ein ROOT-Dictionary und muss separat zu TGEANT kompiliert werden. Für die Analyse der ROOT-Trees muss das „Shared Object“ im Code eingebunden werden. Der Rest verläuft analog zur ASCII-Ausgabe.

5.8.2. ROOT-Geometry

Eine Möglichkeit, Detektorgeometrien, Materialien und die damit verbundene Absorptionlänge zu definieren, ist die Verwendung von sogenannten ROOT-Geometries. Dieser Oberbegriff beinhaltet drei Formate: XML, GDML und TGDML. Grundlage von GDML und TGDML ist dabei XML. Allgemein sind mit XML hierarchisch strukturierte Daten sehr gut darstellbar [51]. Als Ausgabeformat wird eine Textdatei verwendet, um so plattformunabhängig Daten auszutauschen. Für die Beschreibung der Detektorgeometrien ist dieses Format sehr gut geeignet, denn die von Geant4 verwendeten CSG-Modelle lassen sich durch Einzelteile aufbauen, die dann über Positionierung in der Welt platziert werden. Hinzu kommen noch die zusätzlichen Informationen über das Material der gewählten Geometrie.

GDML¹¹ ist speziell an die Anforderungen von Geant4 angepasst. Neben der Detektordefinition durch die CSG-Modelle, die Einbindung von Materialien und der Definition von Elementen enthält GDML auch Informationen über Ordnungen von Volumen (mother-daughter-volumes) und die Definition als Detektorebene. Durch die strikte Einhaltung des XML-Standards kann GDML aber dennoch auch für Nicht-Geant4-Anwendungen verwendet werden. Eine Konvertierung von CAD-Dateien in XML ist möglich, wird aber von TGEANT aus Performance-Gründen nicht unterstützt. Die Einbindung von GDML-Geometrien in TGEANT ist durch eine Import-Funktion möglich.

Für die Bearbeitung, Visualisierung und Erstellung von ROOT-Geometries steht ein in ROOT integriertes Tool, der TGeoManager zur Verfügung. In Abbildung 5.10 wird ein in TGEANT erstellter und mit Hilfe der *T4ROOTGeometry*-Klasse exportierter Detektor in ROOT betrachtet und verändert. Die Ausgabe der Geometrien findet dabei in der *T4WorldConstruction* statt. Ein Einzelexport der Geometrien kann implementiert werden, aktuell wird aber einfach die gesamte TGEANT-Umgebung ausgegeben. Der Vergleich zwischen TGEANT und ROOT-Geometries ergab keine Abweichung für Geometrien. Die Daten werden alle mit ausreichender Genauigkeit übernommen. Lediglich die Visualisierung kann nicht eingestellt werden. So kann es zu Darstellungsfehlern kommen, die die Simulation aber nicht beeinflussen. Eine Erweiterung von GDML ist TGDML. Dieses Format wird von Geant4 VMC, einer von „The ALICE Software Project“ entwickelten

¹¹Geometry Description Markup Language

Simulationsumgebung, unterstützt. Die einfache Einbindung der Exportfunktion legte im Entwicklungsverlauf die Implementierung für spätere Erweiterungen nahe, obwohl TGDML derzeit nicht verwendet wird und auch TGDML-Dateien nicht in TGEANT eingelesen werden können.

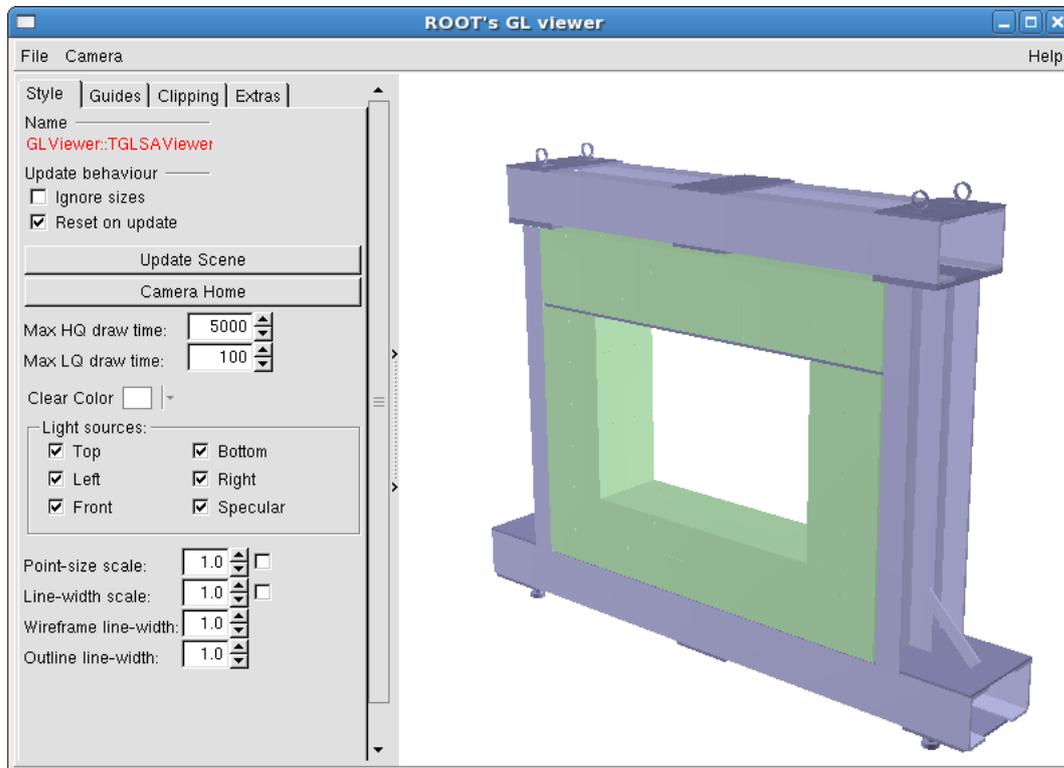


Abbildung 5.10.: Ansicht der exportierten ROOT-Geometry des neuen ECAL0 aus TGEANT im ROOT TGeoManager.

5.8.3. Geometriebeschreibung über Detectors.dat

Aus Kompatibilitätsgründen ist es notwendig, die von TGEANT erstellten Positionierungen und Detektorgeometrien auch in einer unter anderem von COMGEANT verwendeten *Detectors.dat*-Datei abzulegen. Diese Textdatei beschreibt das COMPASS-Experiment durch aufeinanderfolgende Zeilen mit Informationen über die einzelnen Detektorebenen. Neben der Angabe der Geant3 Flag enthält das eigentliche Format das Datum der Erzeugung, Versions- und Alignmentdaten. Die Drehmatrizen für die Ebenen sind ebenfalls separat bestimmt.

Die Information über das Spektrometer teilt sich in sechs große Gruppen auf: Drahtdetektoren, Kalorimeter, RICH, Target, Magnete und tote Zonen. Für die Drahtdetektoren werden eine Reihe von Parametern wie zum Beispiel die Dimensionen der Detektorebene, die Anzahl der Drähte, der Detektorname und die

Position gegeben. Für Kalorimeter wird außerdem die Art des Moduls angegeben. Bei der Definition des RICH-Detektors werden die Positionen der Spiegelemente und Photondetektoren einzeln angegeben. Target und Magnetparameter enthalten alle nötigen Informationen über das Magnetfeld, die Länge und Polarisation des Targets und die Positionierung.

Diese Art der Beschreibung des Spektrometers beschränkt sich auf die Definition einer Ebene für die Gesamtgeometrie eines Detektors. Da dies für die in TGEANT verwendeten Geometrien absolut unzureichend ist, wird eine Unterstützung des *Detectors.dat* nur eingeschränkt angeboten. Die Ausgabe bezieht sich dabei auf Näherungen der Geometrien aus TGEANT und kann zwar über das `ff-Read`¹² von COMGEANT eingelesen werden, viele Informationen gehen dabei aber verloren.

5.9. Benachrichtigungssystem und Leistungsfähigkeit

Für die Weiterentwicklung stellt TGEANT ein Benachrichtigungssystem zur Verfügung, das an den meisten Stellen im Quellcode fest integriert ist. Es schreibt für unterschiedliche Bereiche Meldungen über Status, Position in der Simulation oder mögliche Probleme in die Konsole. Um je nach Bedarf nur die notwendigen Informationen auszugeben, ist dieses System in unterschiedliche Verbose-Level unterteilt. Je höher dieses Level ist, umso detaillierter werden die Informationen in der Ausgabe.

Diese wird noch einmal unterteilt in Meldungen für unterschiedliche Detektor- und Programmgruppen. Die Verwaltung der Nachrichten übernimmt die *T4Messenger*-Klasse. In ihr sind alle Benachrichtigungen gespeichert und können nachgelesen werden. Bei der Implementierung von neuen Detektoren sollte auf die Beibehaltung des Benachrichtigungssystems Wert gelegt werden.

Ein einfaches Maß für die Leistungsfähigkeit von TGEANT ist die Angabe der Zeit, die für die Produktion eines Ereignisses benötigt wird. Diese hängt stark davon ab, wie viele Teilchen den Primärvertex verlassen, welche Einstellungen in der *T4PhysicsList* verwendet werden und wie viele Detektoren von Teilchen durchquert werden. Für die gleichen Einstellungen kann man aber dennoch in Abbildung 5.11 einen Einblick in die Laufzeit erhalten. Dargestellt sind die Zeiten für je ein Ereignis.

Die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Generatoren lassen sich vor allem durch die Winkel der auslaufenden Teilchen erklären, da diese so unterschiedlich viele Detektoren treffen können, was die Laufzeit am meisten beeinflusst. Hinzu kommt, dass die Simulation der Schauer in den elektromagnetischen Kalorimetern sehr viel Zeit beansprucht. Bei HEPGen tritt dieser Fall wesentlich häufiger auf als bei den anderen beiden Generatoren. Eine klare Aussage über die Zeit, die für ein Ereignis benötigt wird, ist somit nur sehr schwer zu treffen. Eine Auflistung der Ladezeit für

¹²Einlesen der Informationen in Fortran

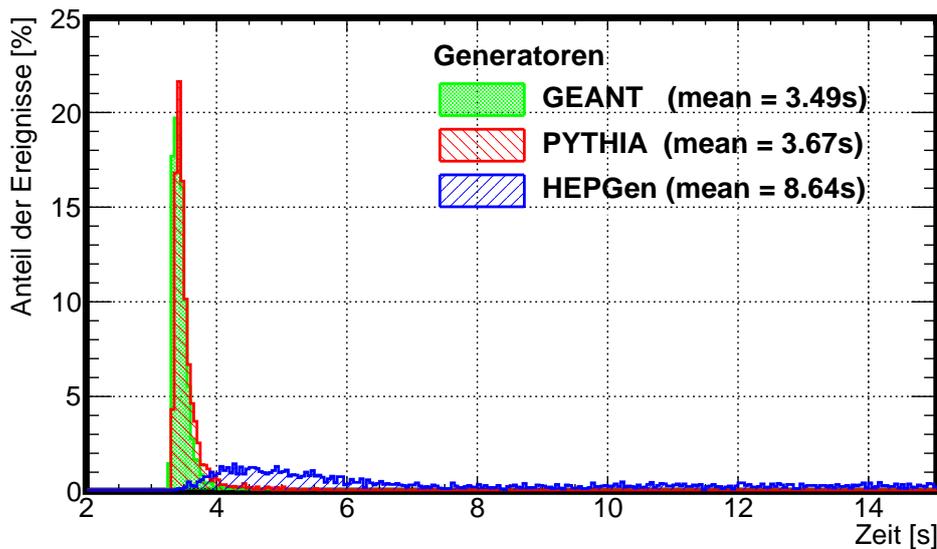


Abbildung 5.11.: Zeit, die TGEANT für die Erzeugung eines Ereignisses mit unterschiedlichen Generatoren benötigt. Für die Berechnung wurde das gesamte Spektrometer mit Standardeinstellungen geladen. HEPGen hat dabei DVCS-Ereignisse erzeugt, PYTHIA wurde mit den in Anhang I beschriebenen Einstellungen verwendet und für GEANT wurde ein Myonenstrahl mit Beamfile verwendet. Als Prozessor wurde ein Intel(R) Core(TM) i5-2500K CPU @ 3,30 GHz mit 6 GB RAM verwendet. Die großen Unterschiede liegen sowohl an der Zahl der getroffenen Detektoren als auch an Schauern in den elektromagnetischen Kalorimetern. Diese treten für PYTHIA und GEANT in wesentlich weniger Fällen auf als für HEPGen.

die Geometrien und des Speicherplatzbedarfs der einzelnen Detektoren befindet sich in Anhang J. Vergleichbare Ereignisse zu PYTHIA und GEANT als Generator in COMGEANT liefern Laufzeiten von acht bis zwölf Sekunden pro Ereignis, liegen also in einem ähnlichen Rahmen.

5.10. Analyse-Werkzeug

Im TGEANT-Paket ist bereits ein Werkzeug zur schnellen Datenanalyse enthalten. Mit ihm können simulierte Ereignisse schnell eingesehen und einfach in andere Software eingebunden werden. Die Einbindung hängt vom vorliegenden Ausgabedatenformat von TGEANT ab. Für die Analyse der ROOT-Trees und der ASCII-Dateien muss zunächst die Bibliothek `libT4Event.so` eingebunden und geladen werden. Um einen ROOT-Tree zu laden, wird die Funktion `LOAD_ROOT()`, für das auf ASCII basierende `.tgeant`-Format die Funktion `LOAD_ASCII()`, verwendet. Beide Funktionen erlauben nur das Einlesen einer

Datei pro Aufruf. Diese wird in einen T_4Event -Vektor abgespeichert. Über eine Schleife können so auch mehrere Runs zusammengeführt und analysiert werden.

Neben der Ladefunktion stellt das Analyse-Paket auch eine Reihe von vorgefertigten Grundfunktionen für die Detektoranalyse zur Verfügung. Diese können nach Bedarf für jeden Detektor einzeln eingebunden werden und geben für jede Ebene die notwendigen Informationen aus. Für Spurdetektoren erzeugt diese Klasse ein zweidimensionales Histogramm mit der Anzahl der Teilchen, nach Anzahl der Kanäle oder ihrer Position gebinnt (Abbildung 5.12). Diese Teilchen werden nicht auf Art oder auf Eigenschaften überprüft. Für die Kalorimeter können zusätzlich auch Histogramme über die deponierte Energie ausgegeben werden. Für den CAMERA-Detektor stehen eine Vielzahl von Funktionen zur Verfügung. Neben der Flugzeitbestimmung können auch direkt Winkel der durchlaufenden Teilchen oder ein zweidimensionales Histogramm mit deponierter Energie im A-Ring über deponierter Energie im B-Ring erstellt werden (Kapitel 7).

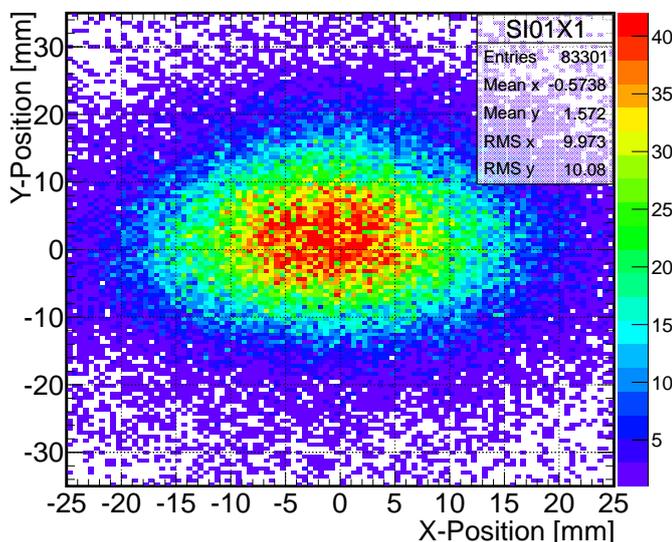


Abbildung 5.12.: Ausgabe aus dem Analyse-Werkzeug für die Verteilung der Anzahl der Teilchen in SI01X1 zur Vermessung des Strahlprofils. Für die Simulation wurde ein 160 GeV Myonenstrahl mit einem Beamfile verwendet.

Für die in den folgenden Kapiteln gezeigten Abbildungen wurde im Wesentlichen das Analyse-Werkzeug verwendet. Die dabei erstellten Klassen sind im TGEANT-Repository-Paket vorhanden.

6. Detektoren in TGEANT

Die im COMPASS-II-Experiment verwendeten Detektoren wurden bereits in Kapitel 3 kurz beschrieben und aufgelistet. Für die Implementierung der Geometrien in TGEANT wurde, soweit diese verfügbar waren, auf Pläne, technische Zeichnungen, Vorträge mit Grafiken und auf von Hand ausgemessene Daten zurückgegriffen, um eine möglichst exakte Wiedergabe der Detektoren des Experiments zu gewährleisten. Die Vielzahl der Detektoren legt es aber nahe, je nach Einsatzgebiet die Detektorgenauigkeit anzupassen und so mit der Prozessorleistung sinnvoll hauszuhalten. Durch die einfache Untergliederung in verschiedene Detektortypen kann jeder Benutzer schnell selbst Veränderungen an Detektoren vornehmen oder eigene erstellen.

Momentan sind in TGEANT noch nicht alle Detektoren mit maximaler Genauigkeit eingepflegt, sie werden dann in Anlehnung an das *Detectors.dat* als einfache Boxen mit physikalischen Eigenschaften angenähert. So steht in TGEANT derzeit ein bereits vollständiges Spektrometer zur Verfügung.

Da die Entwicklung der Simulationsumgebung in enger Zusammenarbeit mit Tobias Szameitat entstanden ist, werden in diesem Kapitel nicht alle implementierten Detektoren mit detaillierten Informationen vorgestellt. Um für einige spezifische Detektoren mehr ins Detail gehen zu können, wird im Gegenzug auf eine tiefere Beschreibung anderer verzichtet. Die weiteren Informationen hierzu befinden sich in [52].

6.1. LH₂-Target

Das Target aus flüssigem Wasserstoff ist in TGEANT mit seinem Cryostaten und den mechanischen Teilen der Kühlung integriert. Die Halterungen und mechanischen Teile können in der Simulation an- und ausgeschaltet werden. So kann unter anderem die Absorption von Teilchen durch den Cryostaten bestimmt werden. Die mechanischen Halterungen, die das Target mit dem CAMERA-Detektor verbinden, sind nicht integriert¹.

Das Target selbst besteht aus einem Zylinder mit variabler Länge L und Durchmesser D . Die fest eingestellten Informationen über die Geometrien des Cryostaten und der Halterungen stammen aus [54, 55, 56]. Für Teile des Targets,

¹Die exakten Pläne lagen zum Abschluß der Arbeit noch nicht vor.

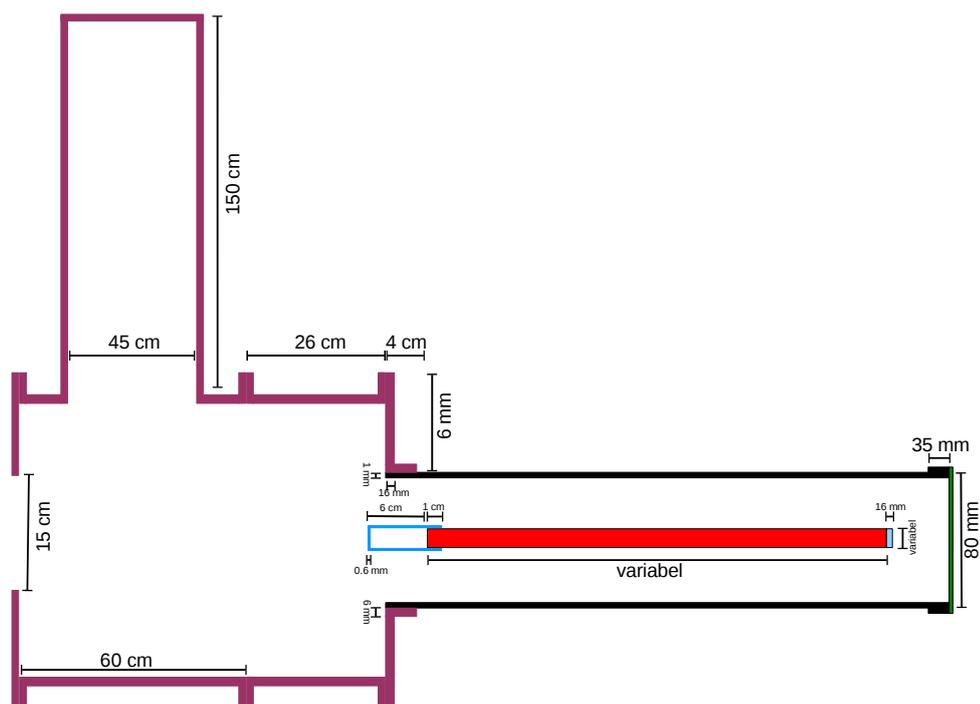


Abbildung 6.1.: Für TGEANT angepasste Targetgeometrie mit Cryostat und Kühlung. Die Daten stammen aus [53].

die später in der Richtung von möglichen Spuren der in den Primärvertizes entstandenen Teilchen liegen, wurde großer Wert auf eine möglichst dünne Schicht gelegt. Diese hochauflösenden Geometrien wurden für die Simulation mit TGEANT aus Performance-Gründen leicht abgeändert und angepasst (Abbildung 6.1). Der vordere Teil mit der komplexen Kühlung wurde lediglich als Hohlrohr integriert. Für den Bereich in der Wechselwirkungszone wurde auf die oben bereits erwähnten Pläne und Geometrien zurückgegriffen.

Das Target im eigentlichen Sinne ist kein *T4SensitiveDetector*, kann also bei einem durchlaufenden Teilchen keine Informationen an den *T4EventManager* weitergeben. Der Primärvertex ist durch das *T4TargetTracking* und die *T4BeamInformation* dennoch einsehbar und wird auch in die Ausgabe-Datei geschrieben. Da für die Erzeugung von „echten“ Primärvertizes mit Eventgeneratoren durch diesen kein einlaufendes Teilchen miterzeugt wird, wird ein Strahlteilchen von TGEANT in das Spektrometer gegeben. Eine weitere Funktion des *T4TargetTracking* ist es festzustellen, ob das einlaufende Strahlteilchen den Primärvertex erreicht hat, zu prüfen, ob sich der Punkt im Target befindet und falls ja, das Strahlteilchen an dieser Stelle ohne weitere Berechnungen für den weiteren Verlauf zu entfernen und den Primärvertex zu erzeugen.

6.2. CAMERA

Der CAMERA-Detektor (Abbildung 6.4) besteht aus zwei Ringen, die sich wiederum aus einzelnen Elementen zusammensetzen lassen. Der Szintillator eines jeden Elements besteht aus Szintillatormaterial im Inneren, das von einer Luftschicht, Aluminiumfolie und einer Plastikhülle umgeben wird. Der äußere B-Ring (Abbildung 6.2) ist um ein Vielfaches größer als der A-Ring (Abbildung 6.3) im Inneren [57, 29]. Durch die Einbindung der Oberflächeneigenschaften ist die Simulation von optischen Photonen im Szintillator möglich. Diese werden an der Grenzfläche reflektiert und breiten sich, wie in Abbildung 6.5 vereinfacht dargestellt, im Szintillatorstreifen aus.

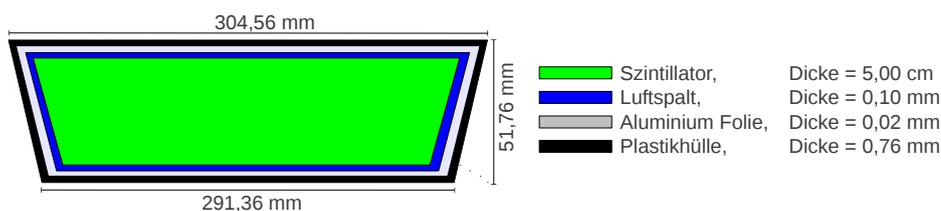


Abbildung 6.2.: Querschnitt durch einen B-Ring-Szintillatorstreifen.

Das Szintillatormaterial für den inneren und äußeren Ring ist BC408 [58]. Seine Eigenschaften werden in T4Materials definiert. Die Ringe unterscheiden sich in ihren Geometrien, Lichtleitern und ihrer Bestückung mit Photomultipliern. Für den B-Ring werden aus Platzgründen im Experiment gebogene Lichtleiter verwendet. Diese leiten das Licht um 90° auf die Photomultiplier um. Für den A-Ring werden strahlaufwärts kurze, ebenfalls gebogene und auf der gegenüberliegenden Seite lange, nur leicht gebogene Lichtleiter verwendet. In TGEANT werden diese durch einfache Volumina angenähert, eine volle Einbindung der komplizierten Geometrie findet nicht statt. Die Ringe sind zueinander um $7,5^\circ$ verdreht, um tote Zonen zu vermeiden und die Auflösung zu erhöhen. Eine Beschreibung der Kanalbelegung befindet sich in Anhang C.

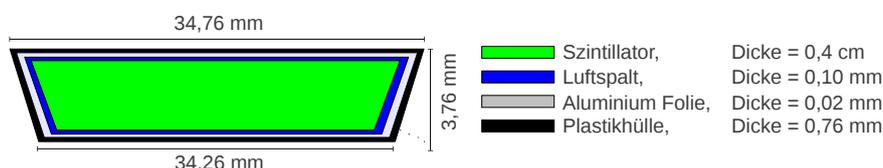


Abbildung 6.3.: Querschnitt durch einen A-Ring-Szintillatorstreifen.

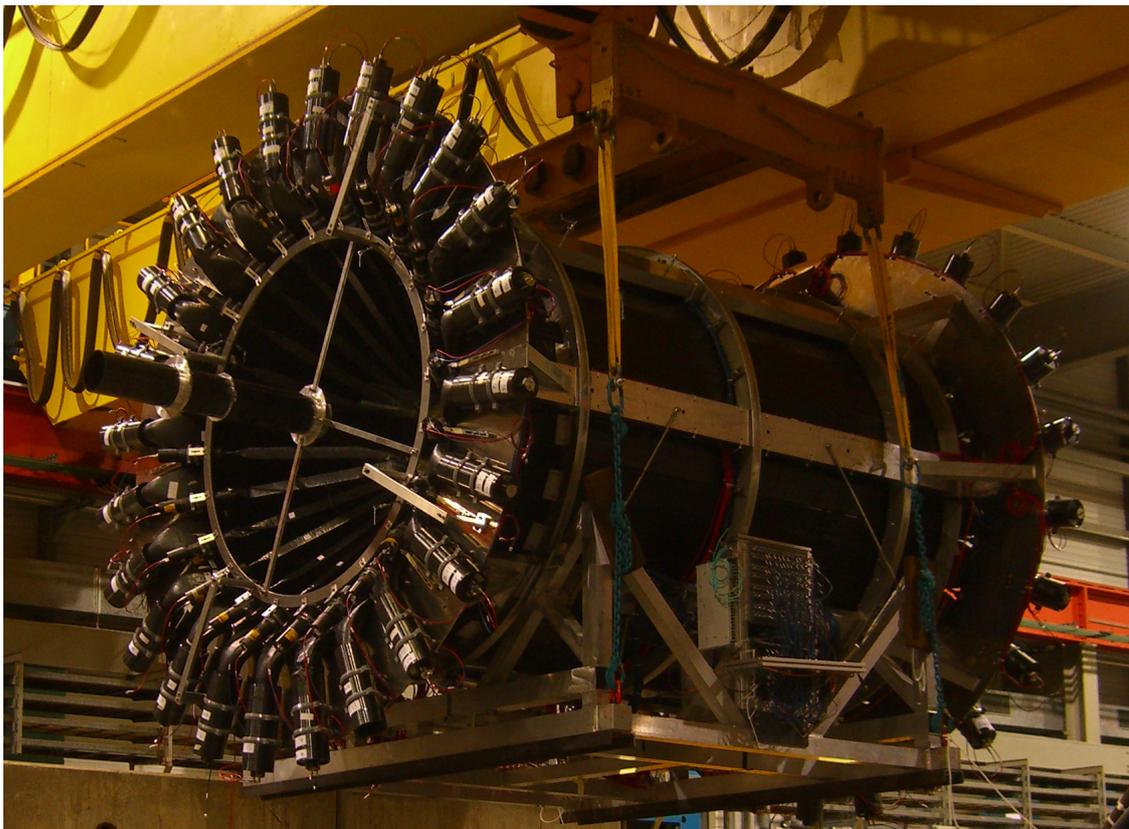
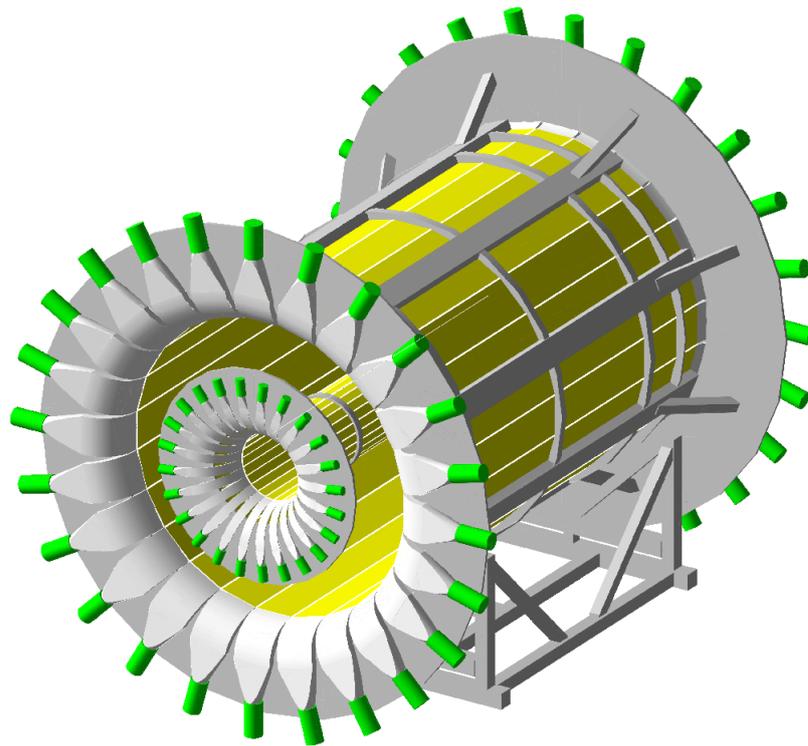


Abbildung 6.4.: Der CAMERA-Detektor in TGEANT in der Visualisierung von Geant4 (oben) im Vergleich zum echten Detektor (unten). Die Sicherungsstangen und das Kohlefaserrohr dienen nur dem Transport und werden am Einsatzort entfernt.

Für die Simulation der Photomultiplier-Auslese werden die Geometrien an beiden Enden verwendet. Diese sind grob realen Photomultipliern nachempfunden, vor allem der Luftspalt, das Bialkali-Fenster und die Metallhülle. Dabei werden zunächst die am Bialkali-Fenster ankommenden optischen Photonen betrachtet. Diese werden in Abhängigkeit ihrer Ankunftszeit in ein Histogramm gefüllt. Dabei wird mit einer Funktion sowohl das Ansprechverhalten als auch die Durchlaufzeit (TT^2) und die Durchlaufzeitverbreiterung (TTS^3) berücksichtigt. Die hierfür benötigten Daten erhält man aus den Datenblättern der Photomultiplier [59, 60].

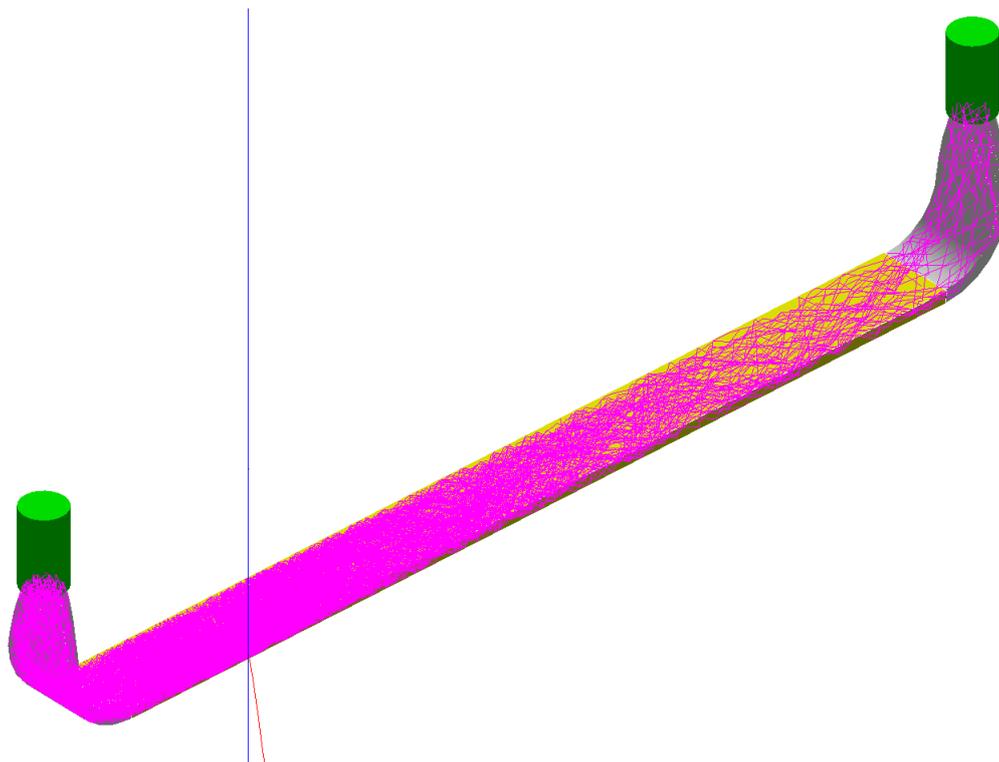


Abbildung 6.5.: B-Ring mit durchfliegendem Myon (blau) und optischen Photonen (rosa). Für die Visualisierung wurde die Anzahl der optischen Photonen im Material verringert, um einzelne Spuren erkennbar zu machen.

Der Signalverlauf im Photomultiplier kann in einem sogenannten Frame dargestellt werden. Dabei wird die Amplitude gegen die Zeit aufgetragen. Um diese Signale zu simulieren, müssen auch die Eigenschaften des ADCs, hier die des GANDALF-Moduls, berücksichtigt werden. Dazu gehört ein Rauschen, die Samplingrate, bei der je nach Einstellungen mit 500 MHz oder 1 GHz abgetastet werden kann, und

²Transit Time

³Transit Time Spread

die Umrechnung von Photonen in ein Spannungssignal. Durch diese Methode lassen sich Pulse erzeugen, wie sie auch real aufgenommen werden können (Anhang D).

Zusätzlich zu den Geometrien der Szintillatorstreifen, Lichtleiter und Photomultiplier sind in TGEANT auch die mechanischen Halterungen des CAMERA-Detektors integriert. Sie bestehen aus den Haltestangen und Ringen aus Aluminium und den Plastikstreifen für die Stabilität.

Der RPD aus dem Hadronprogramm kann ebenfalls in die Simulation eingebunden werden. Seine Szintillatorstreifen sind aufgebaut wie die des CAMERA-Detektors, allerdings mit den angepassten Geometrien. Die Lichtleiter sind dabei fischflossenförmige, auf einen kreisförmigen Photomultiplier laufende Geometrien ohne Krümmung.

6.3. Hadronische Kalorimeter

Die hadronischen Kalorimeter sind sowohl in hoher als auch in niedriger Detailstufe in TGEANT verfügbar. Dabei unterscheiden sich die Module des jeweiligen Modells in der Anzahl der Absorberplatten und ihren Dimensionen. Allgemein werden die Module durch ein Szintillator-Volumen beschrieben, das als Tochter-Volumen die Absorberplatten in sich trägt. Das Ganze wird von einer Hülle umschlossen. Die ausgegebenen Werte beziehen sich auf die deponierte Energie in den Szintillatoren. Zusätzlich kann auch noch der letzte Punkt des Tracks ausgegeben werden. Mit diesen beiden Werten kann dann die deponierte Energie im Modul berechnet werden aus der Summe der deponierten Energie pro durchlaufenem Absorber und der Energie, die im Szintillator deponiert wurde. Die Module werden durch die *T4SamplingModule*-Klasse geladen. Die gesamte Geometrie, die Auslese als *T4SensitiveDetector* und die mechanischen Strukturen für die unterschiedlichen Module werden von dieser Klasse verwaltet. Abbildung 6.6 zeigt die beiden hadronischen Kalorimeter mit ihren mechanischen Halterungen.

In der *T4Daq* werden die Signale pro Teilchen dann einzeln verarbeitet, sodass man für jedes Teilchen separat pro Modul die deponierte Energie im Kalorimeter bestimmen kann. Für beide Kalorimeter steht eine vereinfachte Geometrie zur Verfügung. In dieser wird anstatt der unterschiedlichen Schichten von Absorbern und Szintillatoren nur eine einfache Box erzeugt, die mit einem Material, das sich aus den zwei Komponenten von Absorber und Szintillator zusammensetzt, versehen wird. Bei der vereinfachten Geometrie muss die letzte Position des Tracks nicht berücksichtigt werden, da das zusammengesetzte Material die Informationen über die deponierte Energie bereits vollständig trägt.

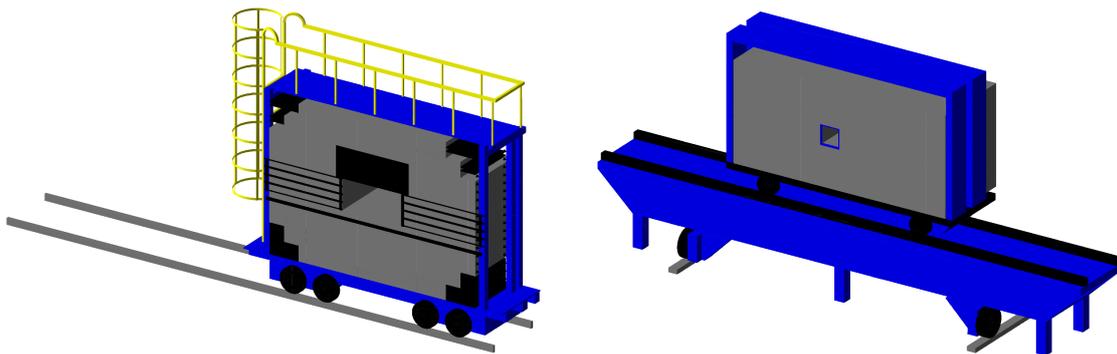


Abbildung 6.6.: HCAL1 und HCAL2 mit ihren mechanischen Halterungen in der Visualisierung von TGEANT.

6.3.1. Aufbau des HCAL1

Das erste hadronische Kalorimeter besteht aus insgesamt 480 Modulen, die symmetrisch um ein zentrales Loch angebracht werden. An den Ecken werden einige Module ausgespart. Ein HCAL1-Modul besteht aus 40 Schichten Eisen-Absorber, zwischen denen sich jeweils eine 5 mm dicke Schicht Szintillatormaterial befindet. Auf den so angebrachten Modulen befindet sich ein Lichtleiter, der in der Realität nach hinten zum Photomultiplier wegführt. Für eine zukünftige Erweiterung wurde dieser Lichtleiter bereits eingefügt. Abbildung 6.7 zeigt schematisch den Aufbau eines Moduls für HCAL1. Die Kanalbelegung befindet sich in Anhang C.

Die Simulation des HCAL1 beinhaltet auch die mechanischen Halterungen und senkrecht eingebrachten Stangen. Diese tragen zum einen die Module über dem Loch, zum anderen wird die Stabilität der Gesamtkonstruktion durch die Verschraubung mit der Front- und Rückplatte gewährleistet.

6.3.2. Aufbau des HCAL2

Die Module des HCAL2 unterscheiden sich von denen des HCAL1 vor allem dadurch, dass sie keinen Lichtleiter besitzen. Hinzu kommen unterschiedliche Geometrien. Die Dimensionen der HCAL2-Module sind etwas größer gewählt und es sind nur 36 Schichten Absorber vorhanden. Die Einbindung eines Lichtleiters wie bei HCAL1 existiert für das HCAL2 nicht, im Modul haben sowohl Szintillator als auch Absorber die gleiche Größe. Die 6×8 Module in der Nähe des Lochs bestehen aus 40 Schichten Absorber, haben aber ansonsten dieselben Dimensionen wie die restlichen Module. Bedingt durch die Ablenkung des Magneten befindet sich das 2×2 Module große Loch des HCAL2 nicht in der zentralen Region, sondern ist nach links verschoben. Die Kanalbelegung der HCAL2-Module ist in Anhang C skizziert.

Die mechanische Unterstützung besteht beim HCAL2 aus den Seitenteilen, die die

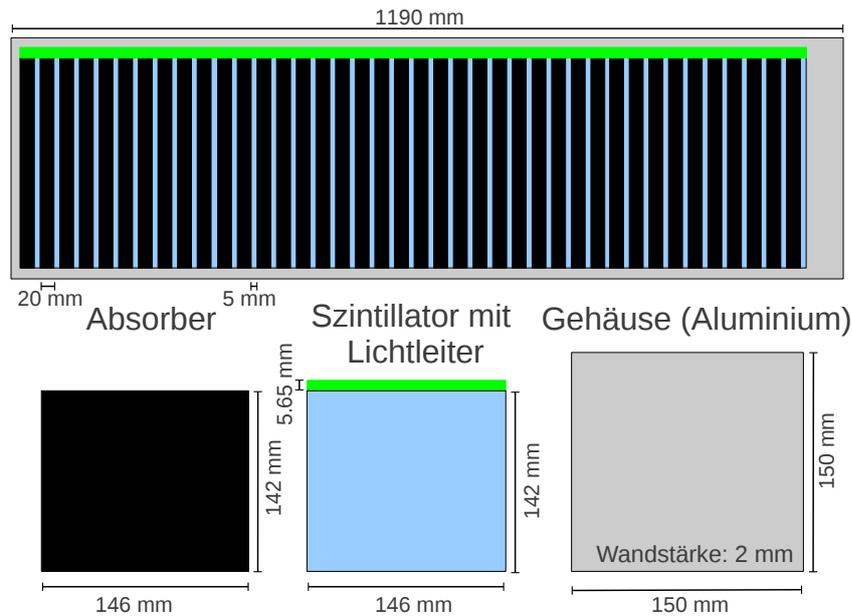


Abbildung 6.7.: Aufbau eines HCAL1-Moduls aus Absorber- und Szintillatorschichten. In Grün dargestellt ist der Lichtleiter.

Schichtung der Module stützen, und der Gesamtkonstruktion des Wagens. Auch für das HCAL2 existieren Metallplatten zur Unterstützung der Struktur in der Nähe des Lochs. Für keines der Kalorimeter existiert derzeit eine Parametrisierung der Schauerbildung und Vereinfachung der physikalischen Prozesse. Abbildung 6.8 zeigt ein auf HCAL2 auftreffendes Pion (5 GeV) mit Schauerbildung.

6.4. Elektromagnetische Kalorimeter

TGEANT erlaubt die Einbindung von drei elektromagnetischen Kalorimetern in die Simulation. Neben den beiden bereits seit einigen Jahren verwendeten ECAL1 und ECAL2 wird erstmals auch das neue ECAL0 berücksichtigt. Für dieses wurde die Geometrie der Halterungen und Module mit besonders hoher Präzision übernommen, da es direkt hinter dem CAMERA-Detektor noch in dem Bereich liegt, wo es von Teilchen durchflogen werden könnte. Für alle drei steht ebenfalls wie für die hadronischen Kalorimeter sowohl eine detaillierte als auch eine vereinfachte Geometrie zur Verfügung.

Für die elektromagnetischen Kalorimeter existieren fünf Modulgruppen in TGEANT: Shashlik-, GAMS-, MAINZ-, OLGA- und ECAL0-Module. Sie unterscheiden sich in ihren Eigenschaften und Geometrien, je nach Anwendungsgebiet [61, 62]. Die Shashlik-Module bestehen aus 150 Lagen Absorbermaterial, die ähnlich wie bei den hadronischen Kalorimetern in ein

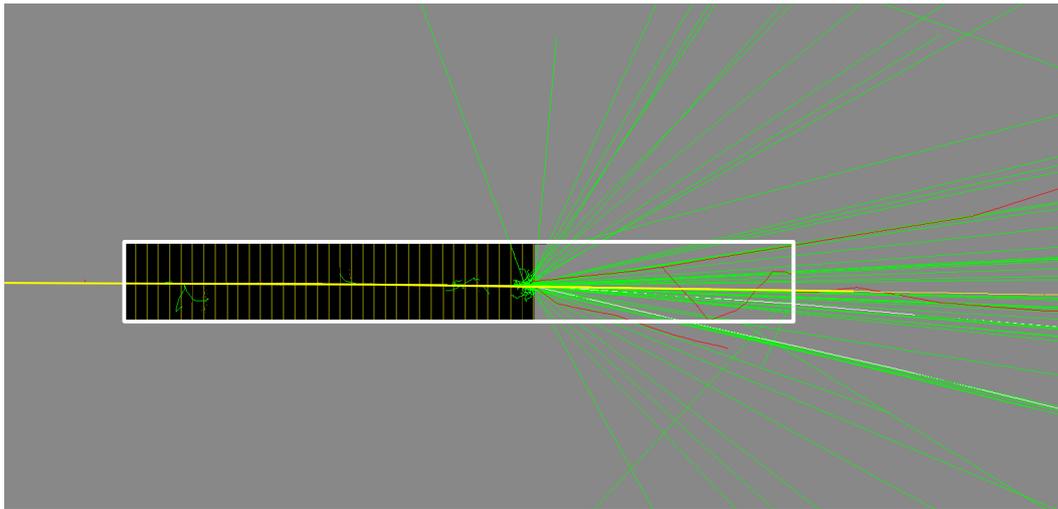


Abbildung 6.8.: Einfliegendes Pion (gelb) trifft auf ein HCAL2-Modul. Es entstehen Photonen (grün). Die Hülle ist in Weiß dargestellt. Die gelbe Szintillatorschicht wechselt sich mit der schwarzen Absorberschicht ab.

Szintillatortvolumen eingelassen sind. Die anderen Module bestehen aus einem länglichen Bleiglasblock. Die große Anzahl an Einzelgeometrien für ECAL1 und ECAL2 macht den Modus mit vereinfachter Geometrie hier besonders wichtig. Die Verarbeitung von vielen Absorberblöcken und Szintillatorschichten mit mehreren tausend Einzelteilen wirkt sich negativ auf die Leistungsfähigkeit aus. Die Verwaltung der ECAL-Module übernimmt die *T4ECALModule*-Klasse. Weitere Informationen finden sich in [52].

6.5. Magnete

Die Einbindung der Magnete in TGEANT umfasst sowohl die Implementierung ihrer Geometrien als auch das Erstellen eines Magnetfeldes mit den bei COMPASS II verwendeten Magnetfeldkarten. Für SM1 liegen Pläne der Geometrie als technische Zeichnung vor [63]. Die Informationen für SM2 mussten direkt im Experiment gemessen werden und sind wegen mangelnder Zugänglichkeit nur bedingt genau. Beide Magnete haben in ihrer Mitte ein Loch, das oben und unten von einem Eisenjoch eingerahmt wird. Die Seitenwände bestehen aus Eisen, Aluminium und Stahl.

Die Feldkarten, die das Magnetfeld der Spektrometermagnete beschreiben, unterscheiden sich in ihrem Aufbau grundlegend. Für SM1 liegt eine Feldkarte vor, die für ein in $4 \times 8 \times 8 \text{ cm}^3$ große Boxen unterteiltes Gitter für jeden Ort das jeweilige Magnetfeld als Vektor ausgibt. Dabei handelt es sich um Messpunkte auf der einen Hälfte des Magnets. Aus Symmetriegründen können diese dann auf

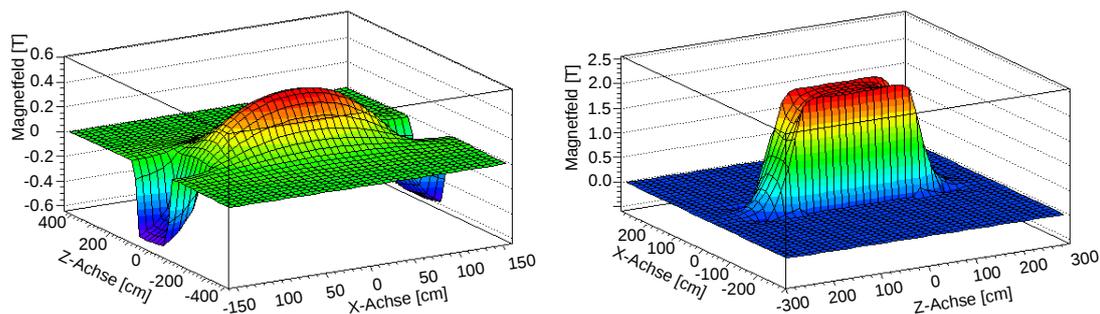


Abbildung 6.9.: Vereinfachte Darstellung der Magnetfelder in den Spektrometern SM1 und SM2. Dargestellt ist der y -Wert des Feldvektors für die Ebene $y = 0$. Verwendet wurden dabei Magnetfeldkarten ohne Skalierungsfaktor.

die andere Seite übertragen werden und man erhält so eine Beschreibung des Magnetfelds für den gesamten Magneten.

Für SM2 existiert eine Textdatei mit Parametern eines Polynoms, die das Magnetfeld beschreibt. Ein den Feldkarten beiliegendes FORTRAN-Programm liefert für jeden Punkt dann ebenfalls vergleichbar zu SM1 einen Feldvektor [64]. In TGEANT wurde dieses Programm mit einem Code, wie er in ähnlicher Weise auch in CORAL verwendet wird, übersetzt. So kann das Magnetfeld direkt in TGEANT bestimmt werden und muss nicht extern berechnet werden.

Das Magnetfeld der beiden Spektrometern ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Für die Darstellungen befindet sich die Z-Achse in Strahlrichtung, die Y-Position wurde auf Höhe des Strahls festgesetzt. Auf der Y-Achse in der Grafik angegeben ist jeweils der Betrag des Magnetfeldvektors.

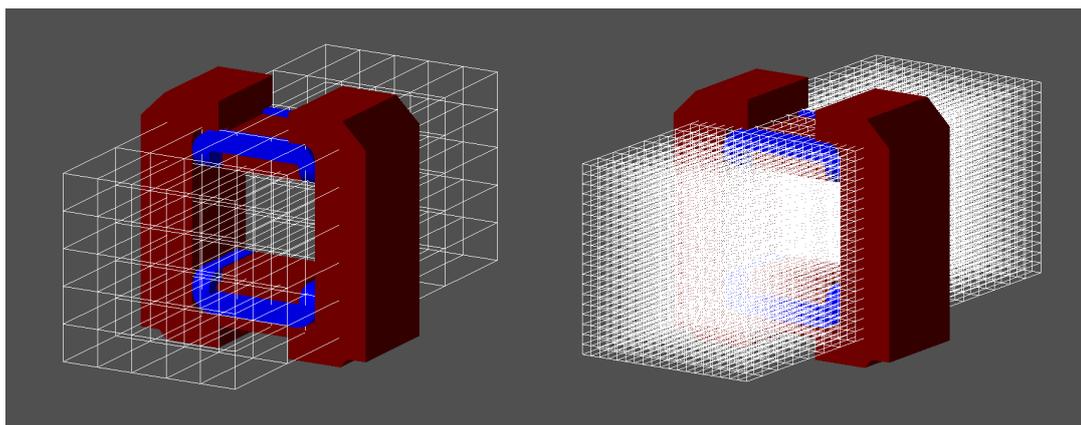


Abbildung 6.10.: Auflösung der Berechnung des Magnetfeldes im *LowRes*- (links) und *HighRes*-Modus (rechts) für SM1.

Sowohl die Fieldmap für SM1 als auch die Datei mit den Fitparametern für SM2 kann in TGEANT eingelesen werden. Für das Erreichen von Zwischenwerten zwischen zwei Fieldmaps können diese mit einem linearen Faktor skaliert werden. Im Interface kann direkt die maximale Feldstärke bei der gewählten Datei und dem Skalierungsfaktor abgelesen werden. Die Einbindung des Magnetfeldes in Geant läuft über Magnetfeldregionen, bei denen jedem Schritt durch die Fieldmap ein Feldvektor zugewiesen wird. Je nach Anwendung kann die Auflösung der Feldberechnung unterschiedlich gewählt werden (Abbildung 6.10). Für SM1 können dabei Werte aus der Fieldmap zusammengefasst und sowohl inter- als auch extrapoliert werden, die Werte für SM2 erhält man als Wert der Funktion an der betreffenden Position.

6.6. Driftkammern

Die Driftkammern sind aus unterschiedlichen Ebenen aufgebaut, die jeweils aus zwei mit Gas gefüllten Boxen bestehen. Sie werden von einer Hülle umgeben. Das Gasmischung besteht aus 45 % Argon, 45 % Ethan und 10 % CF₄, ihre Gesamtdichte liegt bei $1,65 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$. In der Mitte der beiden Gasvolumina befindet sich eine Trennwand. Sowohl die Drähte zur Auslese als auch die Felddrähte sind in TGEANT implementiert (Abbildung 6.11).

Für die Auslese stehen zwei unterschiedliche Möglichkeiten zur Verfügung. Die Auslese der Gasvolumina nimmt am wenigsten Prozessorleistung in Anspruch, bietet aber auch die geringste Auflösung. Für die genauere Ausleseauflösung werden Boxen um den Draht mit dem Durchmesser des mittleren Drahtabstandes als Kantenlänge erstellt, die dann als *T4SensitiveDetector* gehandhabt werden. Eine Skizze mit Kanalbelegungen und Dimensionen der Driftkammern befindet sich in Anhang C. Die Geometrien der Detektorebenen und mechanischen Halterungen der DCs stammen aus [65]. Zu ihnen gehören der Rahmen, die Haltestangen im aktiven Bereich und die Aufhängung.

6.7. Straws

Die Simulation der Straw-Detektoren besteht aus mehreren einzelnen Detektorebenen. Diese können entweder gar nicht (X-Detektorebene), um 90° (Y-Ebene) oder um $\pm 10^\circ$ (U/V-Ebene) gedreht sein. Jede Ebene besteht aus zwei sich im Durchmesser unterscheidenden Röhrenarten. Eine Röhre besteht aus einem Gasvolumen, in dessen Zentrum sich der Draht zur Auslese befindet (Abbildung 6.12). Das Gas in den Straws hat eine Dichte von $2,08 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$. Es besteht aus 74 % Argon, 20 % CF₄ und 6 % CO₂ [66, 67]. Dieses Volumen dient gleichzeitig als Detektorvolumen. Es wird von zwei Schichten Kapton umgeben, die durch eine

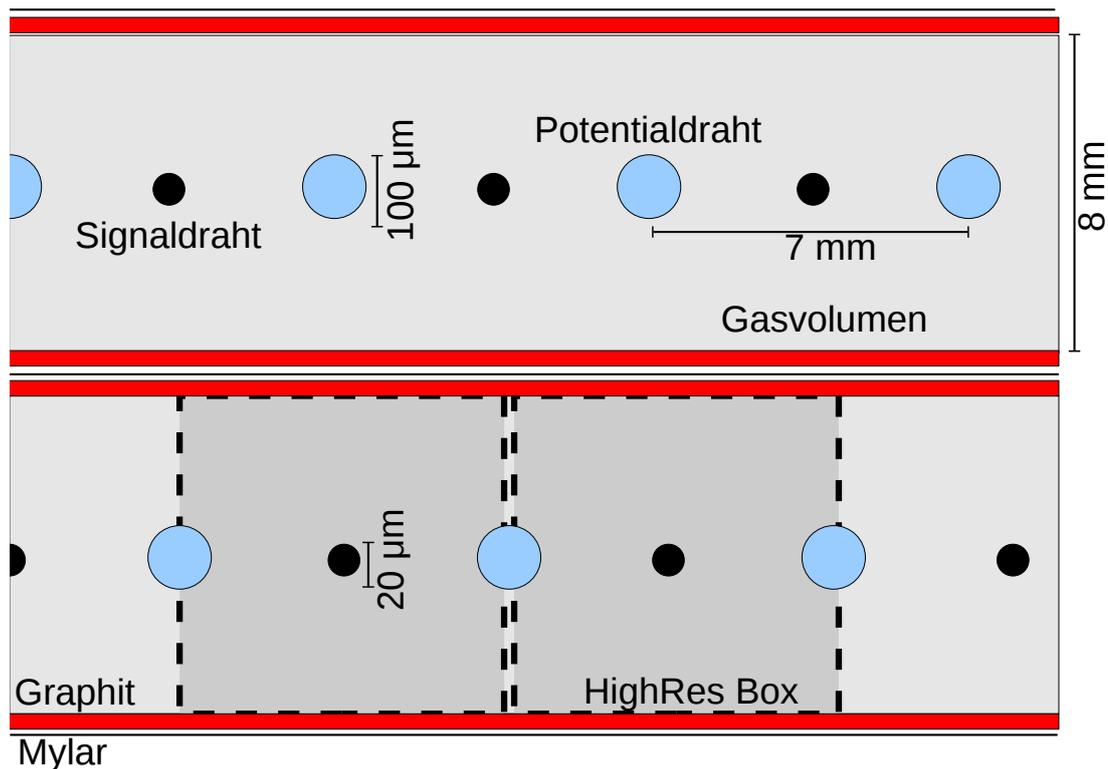


Abbildung 6.11.: Aufbau einer Driftkammer mit *HighRes*-Ausleseboxen und Drähten. Im *LowRes*-Modus werden nur die Gasvolumina ausgelesen.

Schicht Klebstoff verbunden sind. Eine schematische Darstellung der Kanalbelegung einer Straw-Ebene befindet sich in Anhang C.

Wegen der großen Anzahl an Röhren existiert in TGEANT auch ein *LowRes*-Modus, in dem die Röhren in einzelne Pakete unterteilt und durch Boxen mit derselben Dicke dargestellt werden. Die Röhren mit großem Durchmesser ($R \approx 9,65$ mm) befinden sich im äußeren Bereich auf beiden Seiten der Straws. Je zwei Reihen der Röhren bilden eine Ebene. Die Röhren mit einem Durchmesser ($r \approx 6,14$ mm) befinden sich im inneren Bereich. Auch sie bilden mit zwei Reihen eine Ebene. In Strahlnähe im Zentrum der Ebene befindet sich ein Loch ohne Röhren. Der Übergang von den großen zu den kleinen Röhren ist so angepasst, dass kein Zwischenraum entsteht (Abbildung 6.12). Zu den Halterungen und Streben gehören bei den Straws neben den quer über den Detektor verlaufenden Halterungen (in Abbildung 6.12 schwarz dargestellt) auch Frontend-Karten und ein Rahmen aus Aluminium.

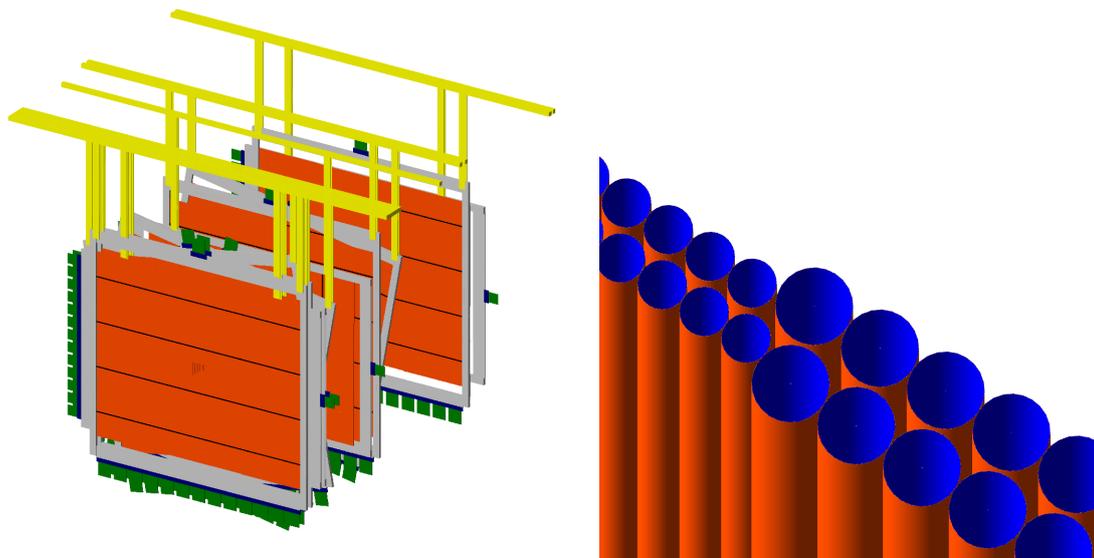


Abbildung 6.12.: Einige Straw-Detektor-Ebenen mit Halterungen (links) und der Übergang von kleinen auf große Rohrdurchmesser (rechts).

6.8. RICH-1

Der RICH-1-Detektor besteht aus einem Aluminiumgehäuse, in dem sich ein Gasvolumen befindet [68, 69, 70]. Durch die sogenannte Beampipe können Strahlteilchen den Detektor passieren, ohne mit dem Gas in Kontakt zu gelangen. An der Wand befinden sich die eigentlichen Detektoren. Sie werden direkt an den Rand des Gasvolumens gebracht und können die Positionen von jedem einzelnen ankommenden Teilchen bestimmen. Mit dieser Art der Auslese lassen sich wie in Abbildung 6.13 die von der Cherenkov-Strahlung ausgesendeten Ringe abbilden.

Für eine schnellere Laufzeit der Simulation kann die optische Physik für den RICH-1-Bereich ein- und ausgeschaltet werden. Signale in den aktiven Regionen des Detektors können aber nur im eingeschalteten Modus ausgegeben werden.

6.9. Hodoskope und Veto-Detektoren

Mit den Hodoskopen und Veto-Detektoren können bei COMPASS II Triggerbedingungen erstellt und Ereignisse, die nicht relevante Spuren haben, aussortiert werden. In TGEANT sind einige der Hodoskope detailliert, andere nur als vereinfachter Detektor eingebunden, da nicht alle Hodoskope frei zugänglich sind und kaum Pläne vorliegen. Auf diese wird in Abschnitt 6.12 genauer eingegangen. Bei den detailliert eingebundenen Detektoren handelt es sich um H1, H2 und um den Veto-Detektor, der sich bei Eintritt ins Spektrometer vor der Targetregion

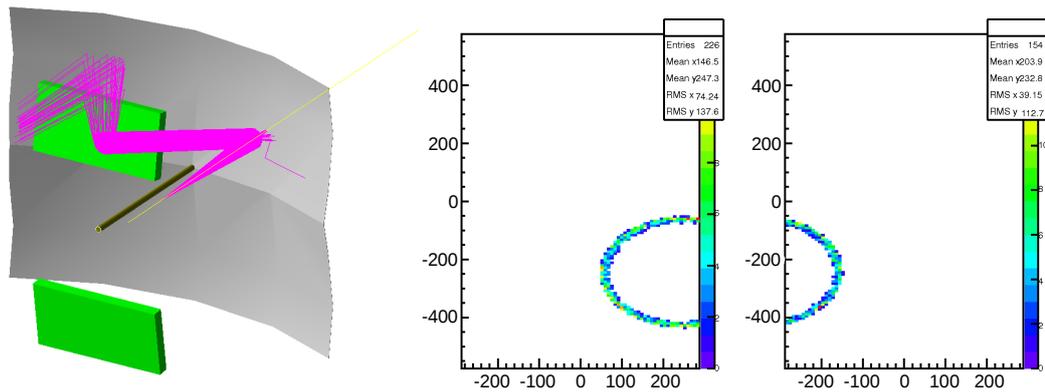


Abbildung 6.13.: 10 GeV Pion trifft auf den RICH-1-Detektor (Außenwand nicht dargestellt). Die einzelnen Plots (rechts) stellen jeweils einen Kanal des RICH-1-Detektors dar. Der sichtbare Ring trifft nur auf zwei Detektorebenen, die ohne Treffer werden nicht dargestellt.

befindet (Abbildung 6.14). Alle drei bestehen aus Szintillatoren, die sowohl als *T4Hit* als auch als Photomultiplier ausgelesen werden können.

Für H1 bilden die horizontal angebrachten Szintillatorstreifen einzelne Gruppen, die leicht nach vorne bzw. hinten versetzt sind [71]. In der Mitte befindet sich ein mit Plexiglas gefülltes Loch. Durch dieses können sich die optischen Photonen bewegen, es werden aber vom Strahlteilchen keine weiteren erzeugt. H2 besteht ebenfalls aus horizontal angebrachten Szintillatorstreifen, deren geometrischer Aufbau wesentlich komplexer ist. Die Szintillatoren werden jeweils an einer Seite ausgelesen und sind mit einigem Überlapp angebracht.

Die Szintillatoren des Vetos sind vertikal angebracht und werden an beiden Seiten mit „Fishtail“-Lichtleitern, die auf Photomultiplier führen, ausgelesen. In seiner Mitte befinden sich oben und unten jeweils zwei kurze Szintillatoren, die nur auf einer Seite ausgelesen werden. Die Szintillatoren sind nebeneinander leicht versetzt angebracht, damit sie keine freien Zonen in den Zwischenräumen bilden. Der Veto-Detektor soll vor allem die Betrachtung von Halo-Myonen verhindern, die weder das Target treffen noch das Spektrometer in einem sinnvollen Bereich durchqueren.

6.10. MW1 und MW2

Das Prinzip der bei COMPASS II eingesetzten Myon-Detektoren wurde bereits in Unterabschnitt 3.3.2 beschrieben. In TGEANT werden sie durch die Detektorebenen und den Absorber dargestellt. MW1 besitzt einen 60 cm dicken Eisenabsorber, MW2 einen 240 cm dicken Absorber aus Beton. Für die Gase in den Detektoren wird für die MW1 ein Argon-Kohlenstoffdioxid-Gemisch und für MW2 ein Argon-Ethan-

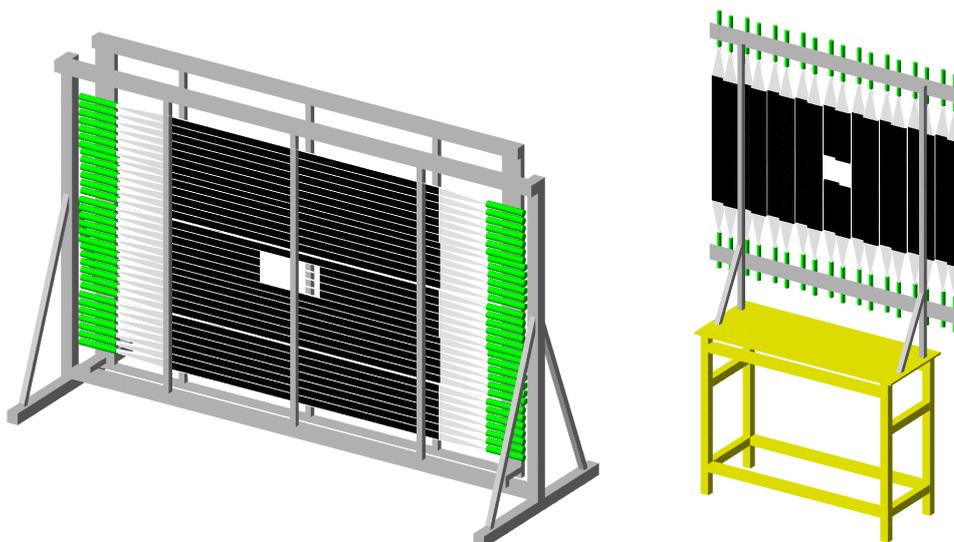


Abbildung 6.14.: H1 mit mechanischen Halterungen (links) und Veto-Detektor (rechts). Beide bestehen aus nebeneinander angebrachten Szintillatoren. Die mechanischen Halterungen wurden am Experiment ausgemessen.

Gemisch verwendet. Der Aufbau der unterschiedlichen Ebenen wird in [52] genauer erklärt. Für MW1 bestehen diese aus zusammengesetzten, mit Gas gefüllten Mini-Driftkammern. In TGEANT findet die Auslese am Gasvolumen statt. Die Ebenen der MW2 bestehen aus mit einem Gasgemisch gefüllten Röhren aus beschichtetem Stahl. Das Gasvolumen kann ausgelesen werden.

6.11. W45

Die W45 besteht aus einem Metallrahmen, der mehrere Detektorebenen hält. Diese wiederum bestehen aus einer Mylar-Hülle, die ein Gasgemisch aus 85 % Argon, 10 % CF_4 und 5 % CO_2 mit einer Dichte von $1,88 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ umschließt. Der Detektor hat eine effektive Fläche von $522 \times 262 \text{ cm}^2$ [72]. Die eingebundenen Drähte können nicht ausgelesen werden, dafür wird die $T_4\text{Hit}$ -Information im Gasvolumen bestimmt. Die ballonartige Ausdehnung durch den Gasdruck ist hierbei noch nicht berücksichtigt.

6.12. Vereinfachte Detektoren

Vereinfachte Geometrien werden in TGEANT mit Hilfe einer Box dargestellt, der dann je nach Detektor ein Material zugewiesen wird. Die Dimensionen für die vereinfachten Detektoren stammen aus der *Detectors.dat*-Datei. Anders als dort werden tote Zonen nicht erst in der Auslese verwendet, sondern sie werden

in TGEANT direkt als Loch in der Detektorgeometrie oder als desensitivierter Detektorbereich realisiert.

Bei den vereinfachten Detektoren handelt es sich hauptsächlich um Tracking-Detektoren. Zur besseren Unterscheidung wurde die Klassifikation wie bei den anderen Detektoren beibehalten. Somit ist eine Weiterentwicklung der Simulation ohne Eingriff in die Programmstruktur möglich. Eine Aufteilung nach Kanälen oder weitere Parametrisierung findet nicht statt. Die Materialien werden so gewählt, dass sie dem implementierten Detektor weitestgehend entsprechen. Für die szintillierenden Faserdetektoren SciFi01, SciFi02 und SciFi03 stehen auf Grund ihrer Nähe zum Strahl außerdem ihre mechanischen Halterungen zur Verfügung (Abbildung 6.15). Diese bestehen aus einer Rohecell-Ebene, einigen Aluminiumstangen und der Kühlung mit ihrer elektrischen Versorgung.

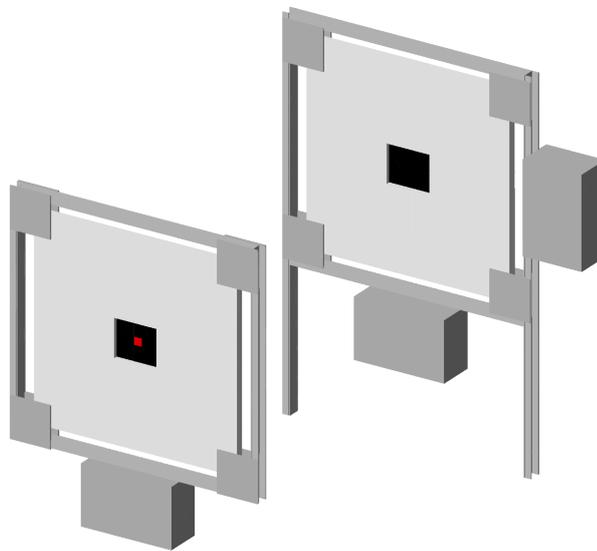


Abbildung 6.15.: SciFi02 und SciFi03 mit mechanischen Halterungen. In Rot dargestellt ist die aktive Zone des Detektors.

7. Monte-Carlo-Simulation mit TGEANT

Im folgenden Kapitel werden die mit TGEANT erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse näher untersucht. Ziel ist hierbei, die Ausgabe von TGEANT für den DVCS-Testlauf zunächst auf Plausibilität zu prüfen und die Ergebnisse zu diskutieren. Im weiteren Verlauf werden Ereignisse für das gesamte Spektrometer erzeugt und die Ausgabe mit den ungeschnittenen Daten des Experiments verglichen. Hierfür wird im Wesentlichen auf die von COOL¹ bereitgestellten Darstellungen zurückgegriffen. Bei COOL handelt es sich um eine Software, die die Daten des Experiments direkt in detektorspezifische Histogramme und Graphen einträgt, um die Datennahme zu überwachen. Für die Überprüfung der Simulation mit optischen Photonen und deren Ausbreitung werden die zu Beginn des CAMERA-Aufbaus genommenen Testdaten mit einem ähnlichen Aufbau in TGEANT verglichen.

7.1. Simulation von tief-virtueller Compton-Streuung

Mit HepGen können DVCS-Ereignisse simuliert und in TGEANT eingelesen werden. Für die Untersuchung der Eigenschaften des Protons wird der CAMERA-Detektor benötigt. Das auslaufende Photon und das Myon können im weiteren Verlauf des Spektrometers nachgewiesen werden. Um Untergrundsignale durch δ -Elektronen auszuschließen, kann in TGEANT auch auf den PDG-Code gefiltert werden. Nach dieser Filterung ergibt sich für das Proton im CAMERA-Detektor durch die Messung des jeweils ersten Eintreffens im Szintillatorstreifen des A- und B-Rings die in Abbildung 7.1 dargestellte Flugzeit und der Winkel. Die Flugzeit der Protonen variiert durch die unterschiedliche Geschwindigkeit und die durch den Winkel determinierte Weglänge, die es zwischen den beiden Ringen zurücklegt. Die Winkel des auslaufenden Protons liegen in dem bereits im CAMERA-Design berücksichtigten und erwarteten Bereich. Für die Verteilungen wurden die Winkel der auslaufenden Teilchen durch zwei Punkte bestimmt, ein Signal im A-Ring und im B-Ring. Die Winkelverteilung für die auslaufenden Myonen ist in Abbildung 7.2 dargestellt.

Für eine Simulation jeweils mit und ohne Target konnte das Verhalten der Geschwindigkeit des auslaufenden Protons untersucht werden. Die Ausgabe von

¹COMPASS Object Oriented OnLine

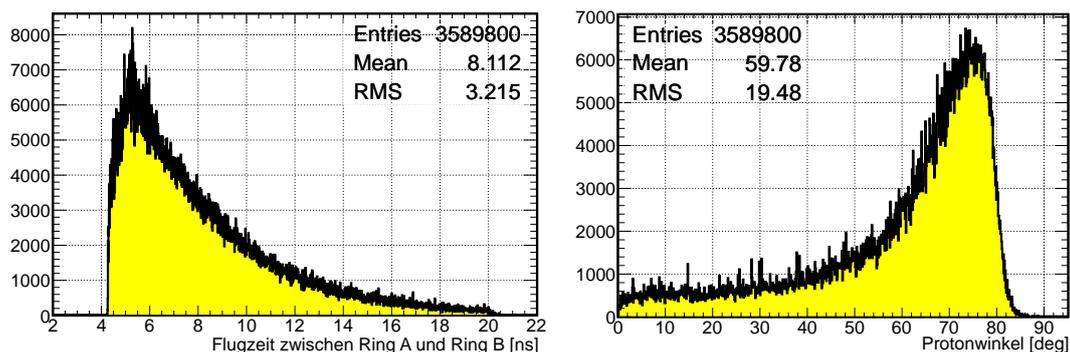


Abbildung 7.1.: Flugzeit (links) und Winkel (rechts) des Protons zwischen den Signalen in A- und B-Ring, erzeugt mit HEPGen. Der Winkel für das auslaufende Proton ist bezüglich der Strahlachse angegeben. Kleine Winkel können durch im A-Ring abgelenkte Protonen registriert werden.

HepGen liefert dabei β am Primärvertex. Die mit Hilfe der Zeiten und Entfernungen in den Szintillatoren bestimmte Geschwindigkeit liefert dann das β für TGEANT. Die Abweichungen von TGEANT im Vergleich zu der Ausgabe von HepGen lässt sich durch den Einfluss des Targetmaterials erklären. Im Bereich für kleine β werden die Protonen durch das Material um das Target stark abgebremst. Dies zeigt, dass die Einbindung der physikalischen Prozesse in TGEANT, wie hier der Bethe-Bloch-Prozess, für unterschiedliche Materialien funktioniert.

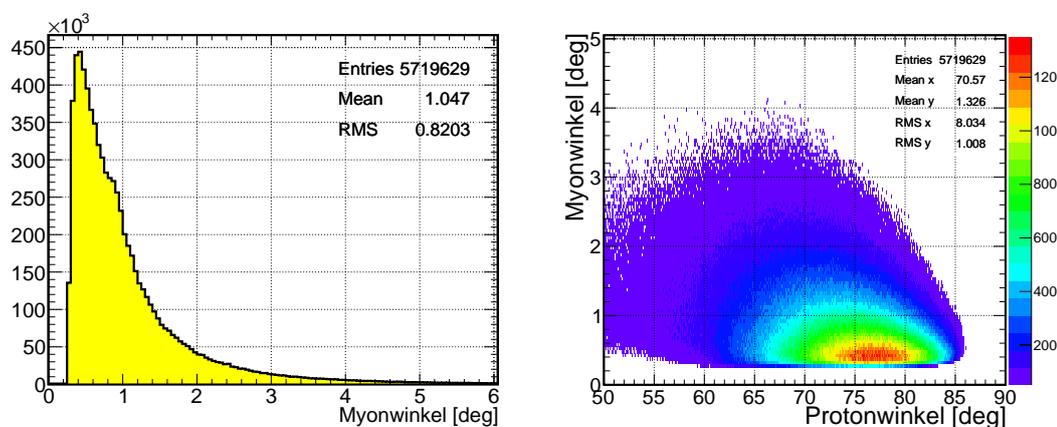


Abbildung 7.2.: Winkelverteilung für die auslaufenden Myonen (links) und eine Verteilung der Winkel für die auslaufenden Protonen in Abhängigkeit der Winkel für die auslaufenden Myonen.

Der Energieverlust des Protons im Szintillatorstreifen kann ebenfalls mit TGEANT ausgegeben werden. In Abbildung 7.3 sind die beiden unterschiedlichen Bereiche gut erkennbar. Für den fallenden Bereich oberhalb des „Knies“ bleiben die Protonen im B-Ring „stecken“, können diesen also nicht mehr durchdringen. Die von ihnen

deponierte Energie wird am Knie selbst maximal. Die schnellen Protonen, die immer weniger Energie im A-Ring hinterlassen, werden durch den unteren Bereich beschrieben.

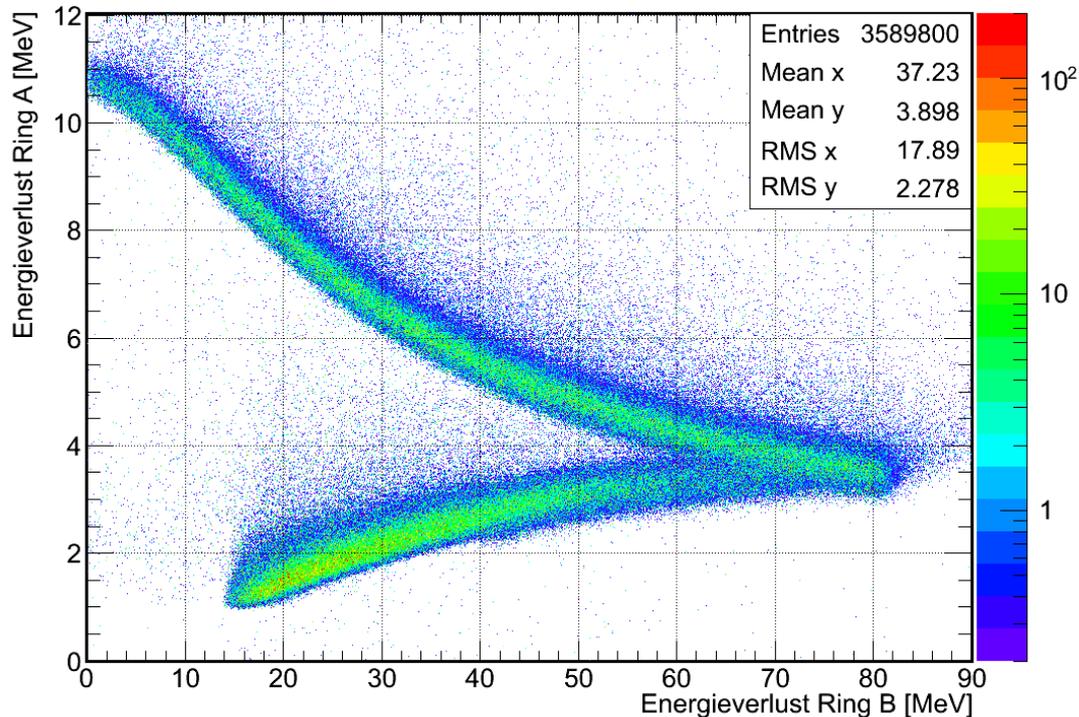


Abbildung 7.3.: Energieverlust des Protons in den Ringen des CAMERA-Detektors für mit HEPGen generierte DVCS-Ereignisse in TGEANT.

Der Energieverlust in den Ringen in Abhängigkeit von β aus der Flugzeit zwischen A- und B-Ring ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Protonen werden bis zu einer Geschwindigkeit von etwa $\beta = 0,4$ im B-Ring gestoppt. Ist ihre Geschwindigkeit größer, können sie den Szintillator durchqueren, wobei der Energieverlust kleiner wird. In Ring A gestoppte Protonen sind nicht dargestellt. Durch die aufgrund der Winkelverteilung unterschiedlich langen im Szintillator zurückgelegten Strecken ergeben sich Energiefluktuationen für gleiche Geschwindigkeiten.

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit stehen leider noch keine Daten der DVCS-Datennahme am COMPASS-II-Experiment zur Verfügung und können deshalb nicht mit den Monte-Carlo-Ereignissen verglichen werden. Für die Simulation wurden mit HepGen Primärvertizes produziert und die beiden Ringe des CAMERA-Detektors ausgelesen. Um eine größere Anzahl an Ereignissen generieren zu können, wurde auf die Simulation der optischen Photonen verzichtet, die Streifen wurden als T_4Hit ausgelesen.

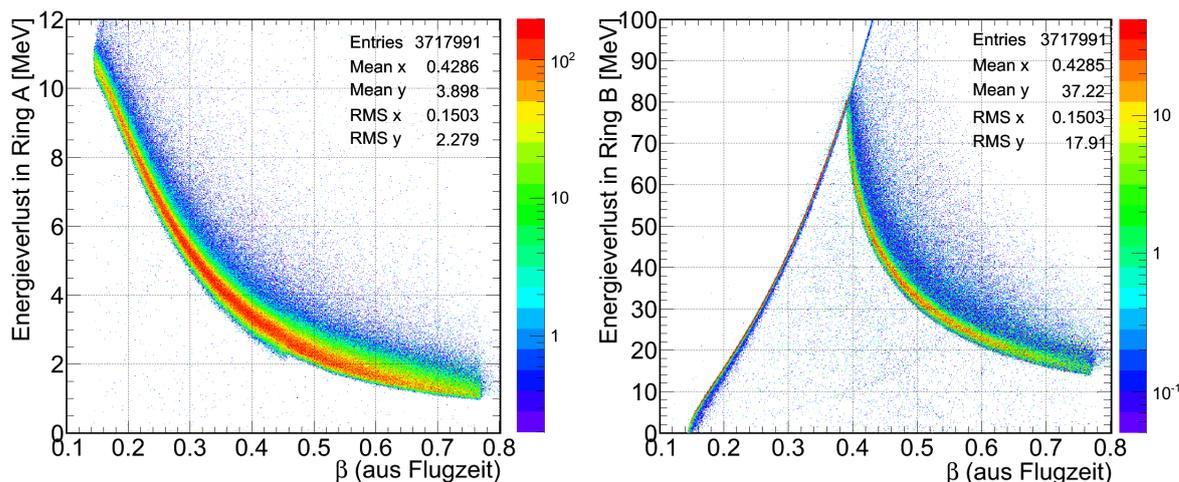


Abbildung 7.4.: Energieverlust des Protons in A-Ring (links) und B-Ring (rechts) des CAMERA-Detektors gegen die aus der Flugzeit bestimmte Teilchengeschwindigkeit β für mit HEPGen generierte DVCS-Ereignisse in TGEANT. Aufgetragen wurden dabei nur Protonen, die sowohl in A- als auch in B-Ring registriert wurden.

Ein wichtiger Aspekt bei der Betrachtung von DVCS-Ereignissen sind auch die von Pionen im CAMERA-Detektor verursachten Untergrundsignale, da, wie in Kapitel 3 bereits beschrieben wurde, der Protontrigger für die Datennahme sehr wichtig ist. Mit TGEANT können für unterschiedliche einfallende Teilchen² und Einfallswinkel die in den beiden Ringen des CAMERA-Detektors deponierten Energien simuliert werden. Abbildung 7.5 zeigt, dass die Simulation den theoretisch erwarteten Werten entspricht und somit Protonen durch die angelegten Triggerschwellen sauber vom Untergrund getrennt werden können.

7.2. Vergleiche mit kosmischen Myonen

Eine erste Möglichkeit für den Vergleich von TGEANT-Monte-Carlo-Ereignissen mit Messdaten ist der B-Ring-Test am CAMERA-Detektor. Dabei wurden vor dem Aufbau des gesamten Detektors die Szintillatoren vermessen und auf Schäden überprüft. Außerdem wurde ihre jeweilige Absorptionslänge bestimmt. Für diesen Test wurde immer ein Szintillatorstreifen auf einer Testbank montiert und in jeweils 60 cm Abstand ein Trigger angebracht. Die Signale der Photomultiplier des Streifens wurden mit GANDALF-Modulen ausgelesen. Eine kurze Skizze des Aufbaus befindet sich in Abbildung 7.7. Die ausgelesenen Werte werden von

²Für die Erzeugung wurde die Einstellung USER-Beam verwendet, bei der Startpunkt und Richtung des Primärteilchens ausgewählt werden kann.

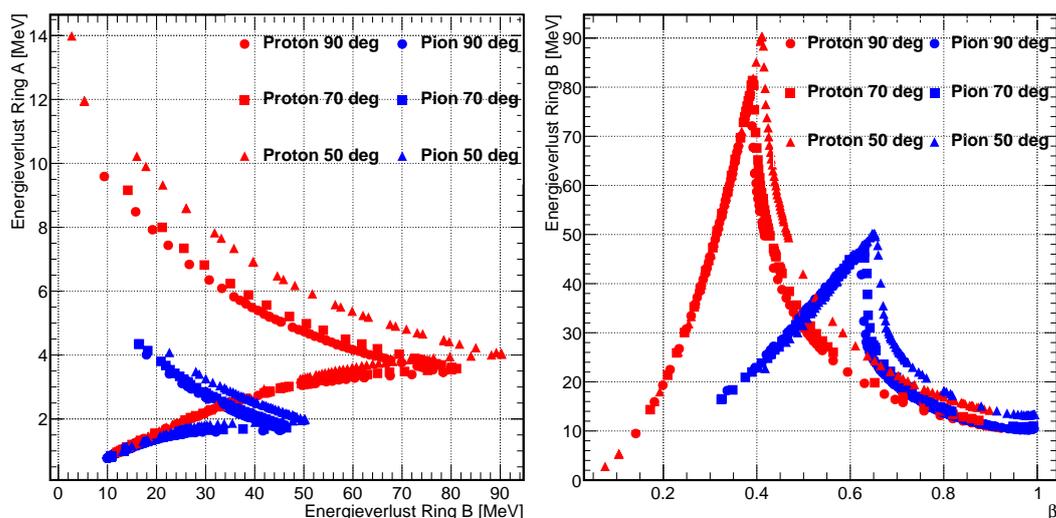


Abbildung 7.5.: Deponierte Energie in den Ringen für Protonen und Pionen für verschiedene Winkel (links) und Energieverlust im B-Ring in Abhängigkeit von β (rechts).

GANDALF mit 500 MHz und 12 bit Auflösung gesampelt, ein ADC-Bin entspricht einem Millivolt.

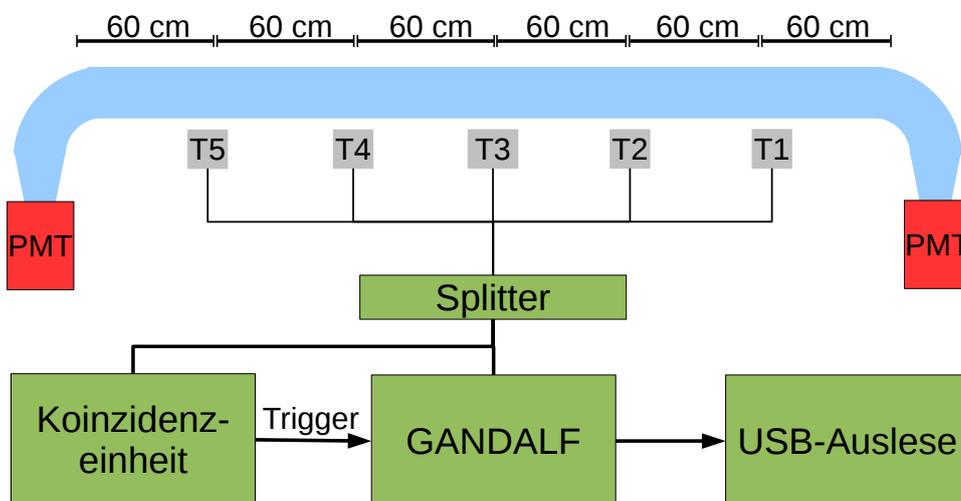


Abbildung 7.7.: Aufbau für die Messung der Abschwächungslänge.

Für die Simulation mit TGEANT wird für den selben Aufbau ebenfalls das 500-MHz-Sampling und ein B-Ring-Element ausgewählt. Kosmische Myonen können an unterschiedlichen Startpunkten über dem Szintillator in die Simulation

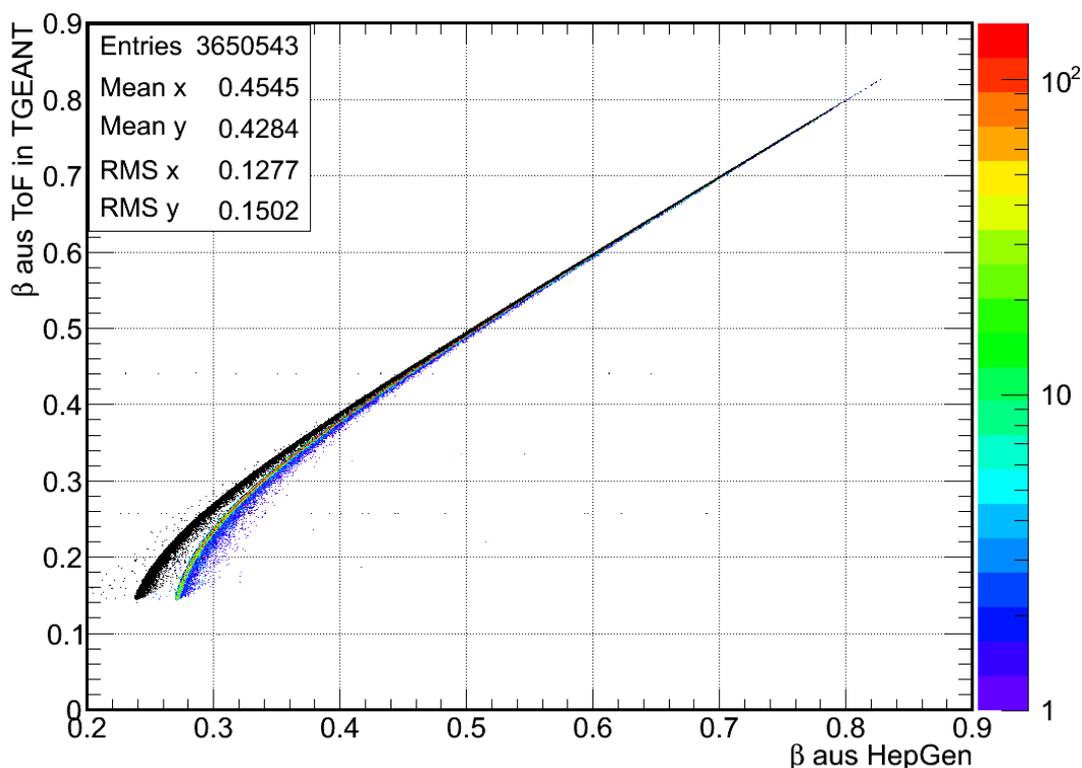


Abbildung 7.6.: Unterschiede zwischen β aus TGEANT und aus HepGen mit (farbig) und ohne Target-Geometrien (schwarz).

gegeben werden und durchfliegen dann senkrecht an der so fest definierten Position den Szintillator. Die Ausbreitung der optischen Photonen muss dabei berücksichtigt werden, um die Photomultiplier-Auslese simulieren zu können. Die Pulsformen werden durch die Simulation gut beschrieben. Die Anpassung der Durchlaufzeit und der Durchlaufzeitverbreiterung im Photomultiplier stimmt sogar in Bezug auf mögliche Reflektionen und Nachpulse überein (Abbildung 7.8). Die maximale Amplitude der einzelnen Pulse ist von der deponierten Energie im Szintillator abhängig, die wiederum von der Teilchenenergie abhängt. Diese wurde für die Simulation fest auf 2 GeV gesetzt.

Um Rückschlüsse über die Abschwächungslänge des Szintillatormaterials ziehen zu können, wird ein Maß für die Lichtintensität benötigt. Diese verhält sich proportional zum Integral über einen Puls. Die effektive Abschwächungslänge erhält man durch die halblogarithmische Auftragung der Integrale über die Entfernung zum Signal, die durch die unterschiedlichen Trigger gegeben ist. Wegen $I(x) \propto I_0 \cdot e^{\lambda_{eff}^{-1}x}$ erhält man aus dem Inversen der Steigung dann die Abschwächungslänge. Die Plots und Fits für die einzelnen Trigger befinden sich in Anhang H. Abbildung 7.9

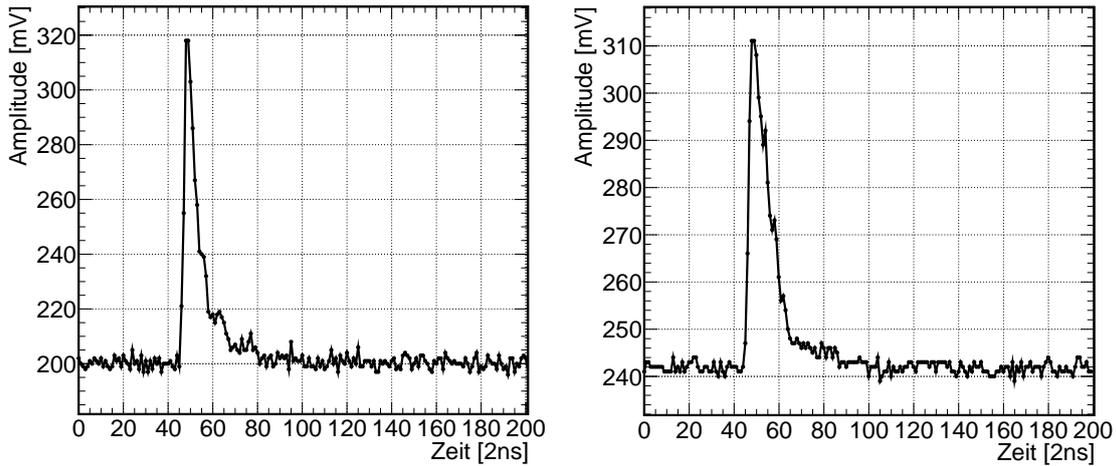


Abbildung 7.8.: Simulierter Puls (links) im Vergleich zu einem mit GANDALF am Teststand aufgenommenen Puls (rechts) im B-Ring-Element für kosmische Myonen. Für die Simulation wurde ein 2-GeV-Myon senkrecht auf den Szintillator gegeben.

zeigt die erstellten Graphen sowohl für die Simulation als auch für den Teststand. Die Simulation beschreibt den Testaufbau sehr gut. Die Abschwächungslänge in der Simulation beträgt $\lambda_{eff}^{sim} = 410,6 \text{ cm}$, die für den Teststand liegt bei $\lambda_{eff}^{real} = 397,1 \text{ cm}^3$. Die Abweichung von der Simulation beträgt nur wenige Prozent und ist damit geringer als die Unterschiede der einzelnen Szintillatorstreifen untereinander. Die Unterschiede beim Y-Achsenabschnitt kommen von der beim Test vorhandenen Baseline, auf die in der Simulation verzichtet wurde. Da lediglich die Steigung für die Abschwächungslänge ausschlaggebend ist, kann der Achsenabschnitt vernachlässigt werden. Die Abweichung der beiden Randpunkte T1 und T5 treten in der anfänglichen Simulation ebenfalls auf. Eine weitere Simulation, bei der die Myonen nicht mit fester Position sondern mit einer gewissen Verteilung eintreffen, um so die Breite der Trigger miteinzubeziehen, ergibt kein besseres Ergebnis. Erst ein Ausschalten der reflektierenden Oberflächen durch die Luftschicht und die Oberfläche des Photomultipliers führt dazu, dass der erwartete exponentielle Verlauf für diese beiden Punkte gut beobachtet werden kann. Anschaulich bedeutet dies, dass für die Trigger, die am nächsten zu den beiden reflektierenden Oberflächen liegen, eine größere Anzahl von Photonen nachgewiesen wird. Dies verschiebt sowohl die gemessene Amplitude als auch das Integral nach oben. Für den späteren Aufbau des CAMERA-Detektors wird mit Hilfe eines speziellen Silikonfetts versucht, den Luftspalt zu schließen und somit diesen Effekt zu vermeiden.

³Die Abschwächungslänge wurde exemplarisch für den Szintillatorstreifen B4 berechnet. Die Werte liegen für die unterschiedlichen Streifen zwischen 3,5 m und 4,5 m.

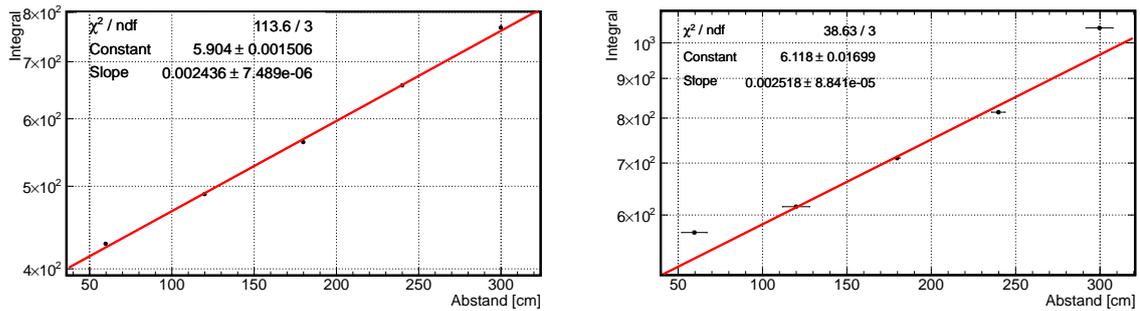


Abbildung 7.9.: Integrale in Abhängigkeit vom Abstand zum Photomultiplier, links die Simulation und rechts für die mit GANDALF aufgenommenen Signale.

7.3. Vergleich der mit TGEANT erzeugten Ereignisse mit Daten aus COOOL

Die mit TGEANT erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse können mit Hilfe von COOOL mit den im Spektrometer gemessenen Daten verglichen werden. Da für COOOL noch keine weitreichenden Schnitte gemacht werden und die Daten lediglich auf die von den Triggern determinierten Werte festgelegt wurden, kann mit PYTHIA⁴ ein möglichst breites Spektrum an Primärvertizes erzeugt werden, das dann mit der COOOL-Ausgabe verglichen werden kann. Um auch Abschwächungen und den Einfluss von sich in Strahlnähe befindlichen Detektoren zu überprüfen, werden diese Ereignisse immer für das ganze Spektrometer bis mindestens zum beobachteten Detektor simuliert. Die für PYTHIA vorgenommenen Einstellungen befinden sich in Anhang I. Als Strahlteilchen wurde ein Myon mit 160 GeV verwendet. Die COOOL-Plots zeigen jeweils die Anzahl der Ereignisse für jeden Kanal. Eine Gewichtung der simulierten Signale mit den angelegten Spannungen, Effizienzen und anderen detektorspezifischen Parametern wurde an dieser Stelle noch nicht vorgenommen.

7.3.1. Hadronische Kalorimeter

Für HCAL1 werden die Anzahl der Signale in jedem Modul ausgegeben. Sie entsprechen einer Auftragung für die einzelnen Kanäle im Experiment. Für die TGEANT-Simulation wurde dabei ein Strahl mit PYTHIA als Generator verwendet. Die Ereignisse aus der Simulation wurden nicht gefiltert. Es wurde weder ein Schwelle für die minimale, im Modul deponierte Energie, noch ein Teilchenfilter für Hadronen gesetzt. Der zum Vergleich verwendete Plot aus COOOL stammt aus den Schicht-Ausdrucken⁵. Bei der Datennahme wurde ein Myonstrahl auf ein Protontarget geleitet. Bereits der optische Vergleich in Abbildung 7.10 zeigt

⁴Die Einstellungen für PYTHIA befinden sich in Anhang I.

⁵orderly_shift_plot-105493.ps

eine gute Übereinstimmung der simulierten Ereignisse mit den Daten aus dem Experiment.

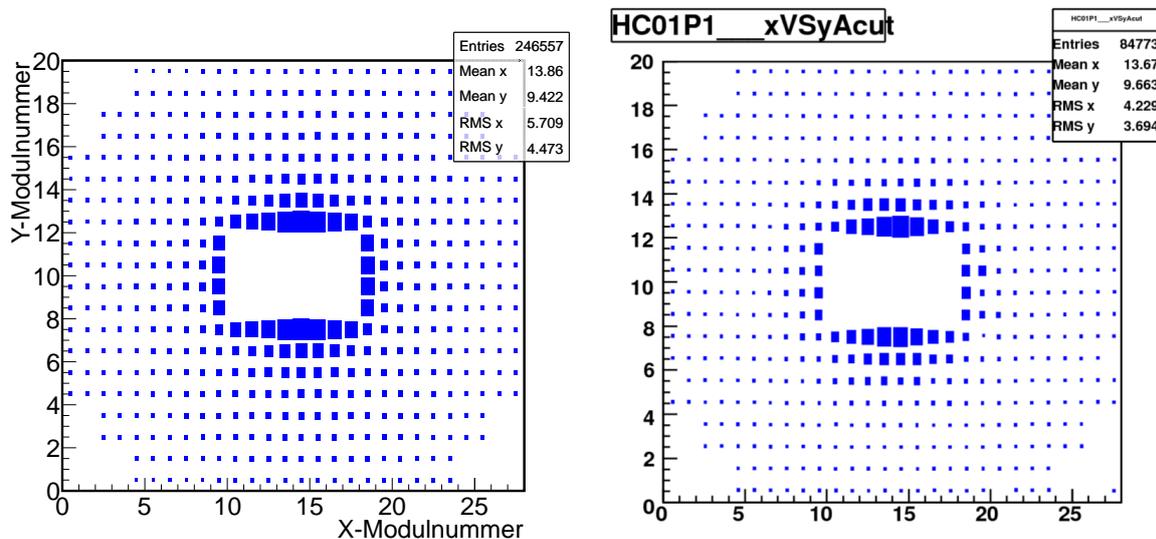


Abbildung 7.10.: Vergleich der Anzahl der Signale pro Modul des HCAL1 in der Simulation (links) und in COOL (rechts).

Wie erwartet liegt die Anzahl der Signale für die innere Region sowohl bei der Simulation als auch bei den Daten höher als im Randbereich. Die Verschiebung der Mittelwerte der Histogramme in X- und Y-Richtung liegt im Rahmen der Fehler. Hinzu kommen kleine Abweichungen durch die Wahl des Beamfiles, da dieses für den Datensatz spezifisch angepasst werden sollte. Der Strahl trifft so nicht immer genau in der Mitte der X-Y-Ebene auf das Target, sondern ist in der Regel leicht verschoben, was durch ein passendes Beamfile behoben werden kann. Dieses Beamfile und auch die exakte Positionierung des Detektors standen bei der Erzeugung der Simulationsereignisse nicht zur Verfügung. Die Abweichungen sind trotz aller Näherungen bereits am vergleichbaren Verlauf der Plots gut nachvollziehbar. Für eine genauere Untersuchung kann die Simulation mit Daten aus den unterschiedlichen Programmen verglichen werden. Für die Überprüfung des HCAL2 werden analog zu HCAL1 die Anzahl der Signale pro Detektorkanal aufgetragen (Abbildung 7.11). Dabei werden ebenfalls die Ausdrücke der Schichten⁶ verwendet. Auch hier ist ein vergleichbares Signal mit ähnlichen Verteilungen erkennbar, auch wenn für die Ausgabe aus COOL die Anhäufung um das Loch nicht so stark ausgeprägt ist wie in TGEANT. Die Verschiebung liegt hier, ähnlich wie bei HCAL1, mit großer Wahrscheinlichkeit wieder an der nicht exakt bekannten Detektorposition und an der zugrundeliegenden Verteilung des Strahls. In den Randbereichen treten beim COOL-Plot außerdem noch größere Signale in einzelnen Kanälen auf.

⁶orderly_shift_plot-89095.ps

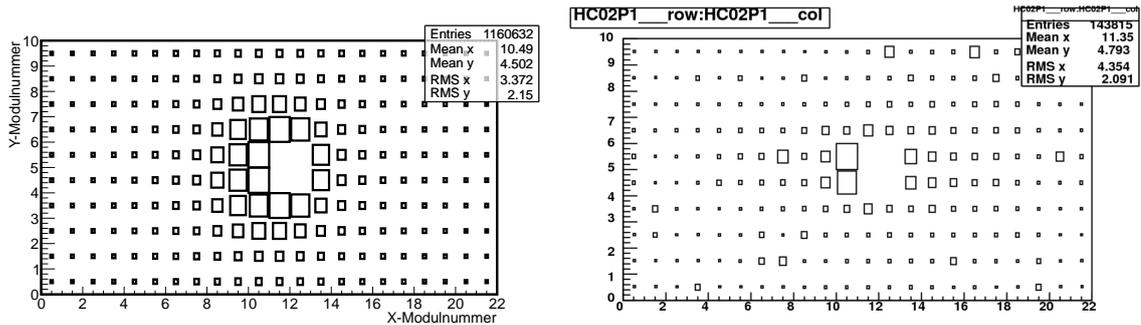


Abbildung 7.11.: Anzahl der Signale pro Modul des HCAL2 in der Simulation (links) und in COOL (rechts).

Für beide Detektoren werden in TGEANT die Effizienzen und das Ansprechverhalten der einzelnen Komponenten derzeit nicht berücksichtigt. So können die leichten Abweichungen auch von unterschiedlich eingestellten Schwellen, variierenden Spannungen an den Photomultipliern und realen Totzeiten in den Detektoren kommen.

7.3.2. MW1

Der erste Detektor zur Myon-Identifikation (MW1) kann durch seine kanalweise Implementierung in TGEANT ebenfalls direkt mit der Ausgabe aus COOL⁷ verglichen werden. Dazu wird die Anzahl der Signale für den jeweiligen Kanal betrachtet. Für die Simulation mit TGEANT wird erneut PYTHIA mit einem Myonstrahl auf ein Protontarget verwendet. Exemplarisch für den Myon-Detektor wird eine Ebene vor und nach dem Absorber untersucht. Die Anzahl der Signale fällt sowohl in der Simulation als auch in COOL nach außen hin ab. Für den zentralen Bereich ergeben sich ebenfalls weniger Treffer, da hier die Kammern verkürzt sind und das Loch im Zentrum nicht ausgelesen werden kann. Problematisch ist auch hier wieder die Vernachlässigung von Detektoreffizienzen und Parametern. Eine generelle Übereinstimmung ist dennoch gut erkennbar. Für die Ausgabe mit TGEANT wird in Abbildung 7.12 zusätzlich zur Anzahl der Signale (blau dargestellt) die Anzahl der Myonen pro Kanal ausgegeben (gelb). Diese wurden mit ihrem PDG-Code gefiltert. Die rote Linie bei der Ausgabe aus COOL zeigt einen Referenzplot, der den gewünschten Verlauf der Signale zeigt.

⁷orderly_shift_plots_DVCS_79945-1.ps

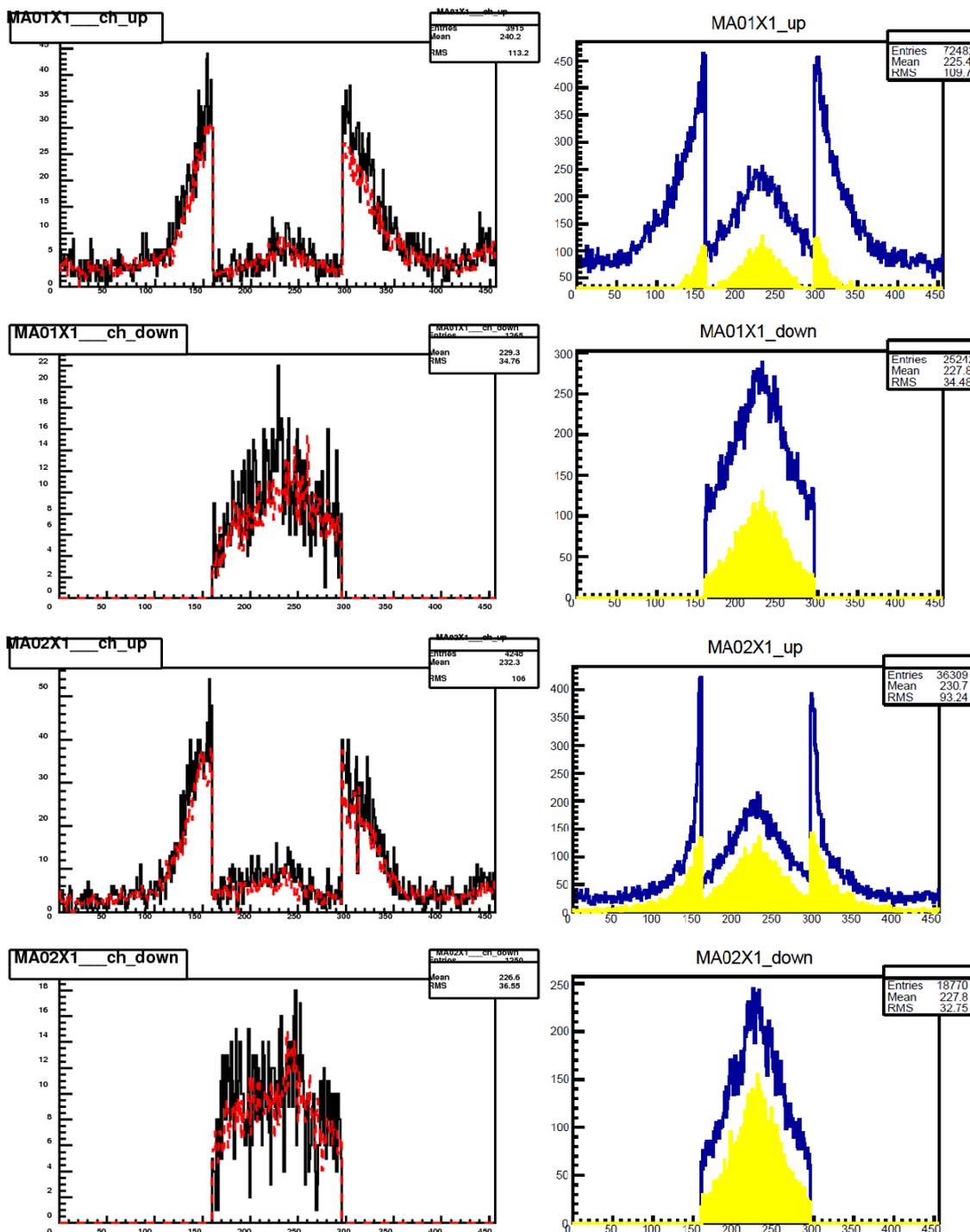


Abbildung 7.12.: Vergleich der Anzahl der Signale (y-Achse) pro Kanal für eine Ebene der MW1 vor (MA01X1_ch_up und MA01X1_ch_up) und nach (MA01X1_ch_down und MA01X1_ch_down) dem Absorber in TGEANT (rechts) und in COOL (links). Für COOL wird die Anzahl der Signale in Schwarz dargestellt, die rote Linie stellt eine Referenz zum Vergleich für das Schichtpersonal dar. In der Simulation wird die Anzahl der Signale in Blau dargestellt, die Anzahl der Myonen (auf PDG-Code überprüft) wird in Gelb eingezeichnet. Durch Hadronisierungsprozesse im Absorber steigt die Zahl der Myonen in der zweiten Detektorebene hinter dem Absorber an, weitere Teilchen bleiben im Absorber stecken.

8. Zusammenfassung

Am COMPASS-II-Experiment wird nach dem Upgrade 2012 durch die Messung von tief-virtueller Compton-Streuung ein großer Beitrag zur Bestimmung der generalisierten Parton-Verteilungen geleistet werden. In dieser Arbeit wurde ein auf Geant4 basierendes Programmpaket zur Simulation des gesamten COMPASS-II-Spektrometers entwickelt, das die Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen für die geplanten DVCS-Messungen im Rahmen des COMPASS-II-Experiments ermöglicht.

Das Software-Framework TGEANT stellt neben den bereits vorhandenen Detektoren des Experiments erstmals auch die neuen, bei den DVCS-Messungen in 2012 eingesetzten Detektoren CAMERA und ECAL0 bereit. Die Verwaltung und Implementierung neuer Detektoren ist durch eine modulare Programmierung gewährleistet. Unterschiedliche Generatoren wie PYTHIA, LEPTO und HEPGen erlauben ein breites Einsatzgebiet, das sich nicht nur auf die Messung mit Myonenstrahlen beschränkt, sondern auch die bei COMPASS II ebenfalls vorgenommenen Messungen mit Hadronstrahlen unterstützt.

Durch das variable Ausgabeformat ist es möglich, entweder mit dem beiliegenden Analyse-Werkzeug selbst schnell Zugriff auf die Ereignisse zu erhalten und diese auszuwerten oder die Ereignisse über ein in der Teilchenphysik allgemein übliches Datenformat an Sekundär-Software weiterzugeben. Die erzeugten ROOT-Trees oder ASCII-Dateien können problemlos auch auf anderen Betriebssystemen analysiert werden und bilden so eine einfache und praktikable Schnittstelle.

Kompatibilität zur bereits am Experiment vorhandenen Software wird durch eine Vielzahl von Konfigurationsmöglichkeiten realisiert. Detektorbeschreibungen durch die *Detectors.dat*-Datei können genau wie die Vertex- und Energieverteilung des Strahls eingelesen und verwendet werden. Die Ausgabe der Geometrien als *ROOTGeometry* wird für das Target, den CAMERA-Detektor und ECAL0 bereits für die Spurfindung in CORAL verwendet.

Die gleichzeitige Implementierung von detaillierten Geometrien und ihren Eigenschaften sowie eines vereinfachten Modells der Detektoren eröffnet breite Anwendungsmöglichkeiten. Neben der Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen für die Akzeptanzbestimmung kann TGEANT durch die detaillierte Einbindung der Geometrien auch für die Detektorentwicklung eingesetzt werden. Für den CAMERA-Detektor steht hier beispielsweise sowohl die leistungsfähige Ausgabe der Informationen wie Energieverlust, Position und Zeitpunkt des Durchtritts als auch

eine Simulation der Signale in den Photomultipliern bereit, die unter Beachtung der Eigenschaften von Szintillator, Lichtleiter, Oberflächen und Photomultipliern stattfindet.

Die simulierten Signale geben den Signalverlauf sehr gut wieder und konnten beim Vergleich mit der Ausgabe von Testständen erste Ergebnisse für die Optimierung des CAMERA-Detektors liefern. Die verwendeten Näherungen tragen zur Leistungssteigerung der Simulation bei, ohne das eigentliche Ansprechverhalten zu verfälschen. Bei weiteren Tests der B-Ring-Szintillatoren von CAMERA zeigten sich in der Simulation keine signifikant von den Daten abweichenden Ergebnisse. Die am Teststand gemessene Abschwächungslänge für das Szintillatormaterial konnte mit der Simulation bestätigt werden. Erst durch diese können Detektoreffizienzen und Parameter berücksichtigt und so auch Einzelheiten im Detektor untersucht werden.

Mit auf TGEANT beruhenden Studien für das gesamte Spektrometer konnten erstmals Ereignisse für die DVCS-Messungen am COMPASS-II-Experiment simuliert und analysiert werden. Für den geplanten Versuchsaufbau zeigen diese die erwarteten Verteilungen und Flugzeiten für den CAMERA-Detektor. Die Simulation liefert hier plausible Ergebnisse, die mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen. Sie zeigte auch, dass die Trennung von Protonen und Pionen im neuen Rückstoß-Detektor im Experiment den benötigten Trigger liefern kann. Eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten konnte bereits verifiziert werden.

Eine mögliche Erweiterung des Projekts besteht in der Einbindung der noch nicht mit hoher Detailtreue vorhandenen Detektoren und der Konvertierung der ROOT-Tree-Ausgabe aus TGEANT in ein mit CORAL kompatibles Objekt. So können die im Herbst 2012 im Experiment genommenen Daten direkt mit der neuen Simulation und der bereits vorhandenen Monte-Carlo-Umgebung verglichen werden.

A. Materialien

Tabelle A.1.: In TGEANT verwendete Materialien.

Name		
H ¹	C ₂ H ₆	Polypropylen ¹
He ¹	SiO ₂ ¹	Polystyren ¹
Be ¹	LH ₂ ¹	ECAL-Shashlik-Material
C ¹	Ethan ¹	ECAL-Mainz-Material
N ¹	Luft ^{1,2}	ECAL-Olga-Material
O ¹	Vakuum	HCAL1-Material
F ¹	BC-408 ²	HCAL2-Material
Ne ¹	BGO ¹	MW1-Gas
Al ¹	G11	MW2-Gas
Ar ¹	Kapton	DC4-Gas
Cr ¹	Innox	Straw-Gas
Fe ¹	Mylar ¹	W45-Gas
Ni ¹	Edelstahl	GEM-Material
Cu ¹	Beton ¹	PGEM-Material
Rb ¹	Bialkali	MWPC-Material
Mo ¹	Carbonfasern	MWPC-Gas
Sb ¹	Plexiglas ¹	Micromegas-Material
Cs ¹	Glas ¹	Micromegas-Gas
Au ¹	Borosilikatglas ¹	RichWall-Material
Pb ¹	Plastikschaum	RichWall-Gas
CF ₄ ²	Plastik-Vinyltoluen ¹	

¹Aus der Geant4-Datenbank geladene Elemente bzw. Materialien

²Materialien stehen sowohl mit als auch ohne optische Eigenschaften zur Verfügung. Durch eine Deaktivierung der optischen Physik kann die Laufzeit der Simulation signifikant verkürzt werden.

³Für diese Materialien ist kein Brechungsindex definiert. Photonen können nicht eindringen und werden entweder absorbiert oder reflektiert.

Tabelle A.2.: Oberflächen für die Berechnung der Übergänge zwischen zwei Materialien.

Oberflächen	
von	nach
BC-408	Luft
Luft	BC-408
BC-408	Plexiglas
Plexiglas	Glas
Plexiglas	Luft
Luft	Plexiglas
Glas	Vakuum
Vakuum	Bialkali
	Aluminium ³
	Spiegeloberfläche ³

B. Verfügbare Detektoren und Geometrien in TGEANT

Tabelle B.1.: In TGEANT implementierte Detektoren mit ihren unabhängig voneinander wählbaren Detailstufen.

Geometrie	Details	Geometrie	Details
LH ₂ -Target	High	ECAL0	Low/High
Polarized Target	High	ECAL1	Low/High
CAMERA	High	ECAL2	Low/High
RPD	High	HCAL1	Low/High
SM1	High	HCAL2	Low/High
SM2	High	RICH	Low/High
BMS	Low	DCs	Low/High
SciFis	Low/High	PGEMs	Low
Silicons	Low	H1...H5	Low/High
RICHWall	Low	W45	Low/High
MW1	High	Veto	Low/High
MW2	High	MM	Low
MWPCs	Low	Straws	Low/High
GEMs	Low		

C. Detektoren

Für die folgenden Geometrien liegt die Z-Achse in Strahlrichtung, die Y-Achse nach oben und die X-Achse senkrecht zum Strahl.

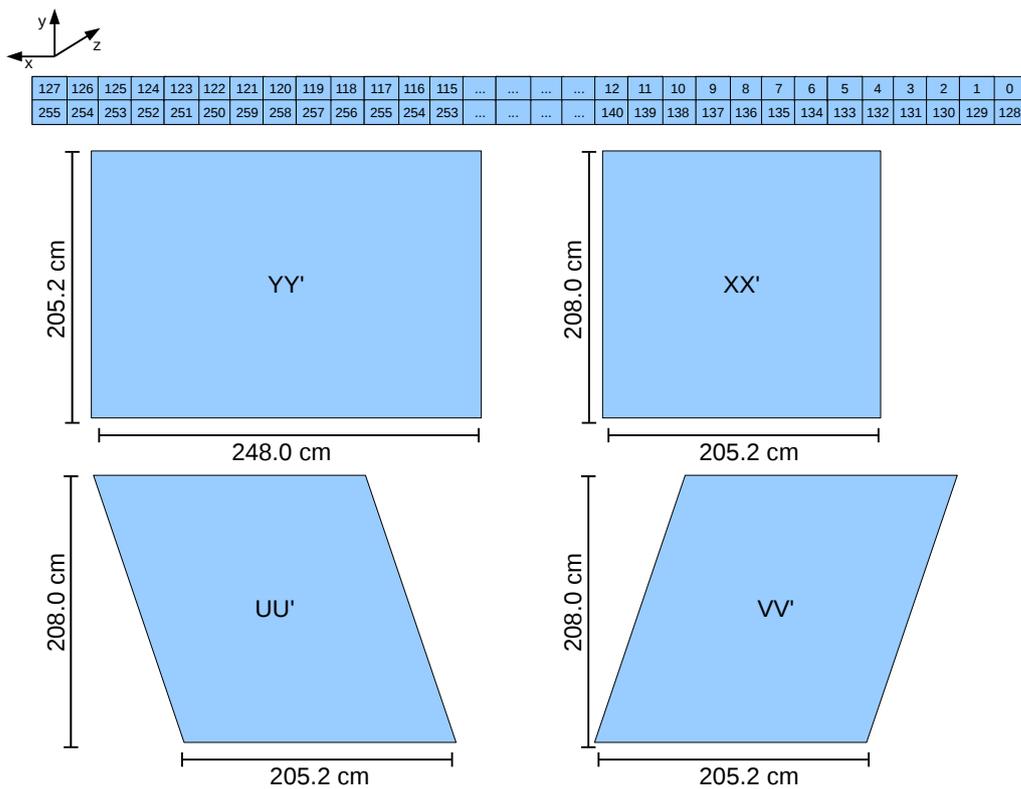


Abbildung C.1.: Kanalbelegung und schematische Darstellung mit Bemaßung von DC04.

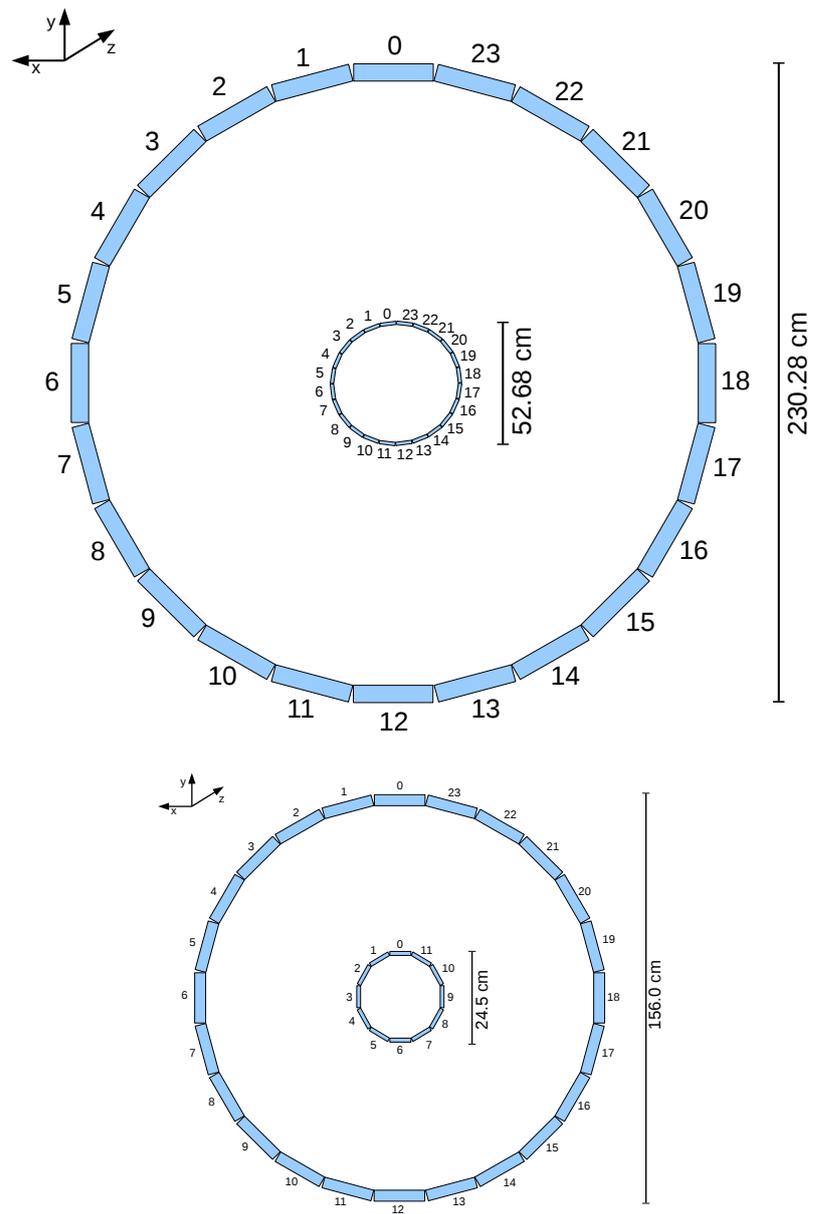


Abbildung C.2.: Kanalbelegung für den CAMERA-Detektor (oben) und den RPD (unten) in TGEANT.

479	467	455	423	403	383	363	343	323	303	287	271	255	239	223	207	191	175	155	135	115	95	75
478	466	454	422	402	382	362	342	322	302	286	270	254	238	222	206	190	174	154	134	114	94	74
477	465	453	421	401	381	361	341	321	301	285	269	253	237	221	205	189	173	153	133	113	93	73
476	464	452	420	400	380	360	340	320	300	284	268	252	236	220	204	188	172	152	132	112	92	72
475	463	451	419	399	379	359	339	319	299	283	267	251	235	219	203	187	171	151	131	111	91	71
474	462	450	418	398	378	358	338	318	298	282	266	250	234	218	202	186	170	150	130	110	90	70
473	461	449	417	397	377	357	337	317	297	281	265	249	233	217	201	185	169	149	129	109	89	69
472	460	448	416	396	376	356	336	316	296	280	264	248	232	216	200	184	168	148	128	108	88	68
471	459	447	415	395	375	355	335	315	295	279	263	247	231	215	199	183	167	147	127	107	87	67
470	458	446	414	394	374	354	334	314	294	278	262	246	230	214	198	182	166	146	126	106	86	66
469	457	445	413	393	373	353	333	313	293	277	261	245	229	213	197	181	165	145	125	105	85	65
468	456	444	412	392	372	352	332	312	292	276	260	244	228	212	196	180	164	144	124	104	84	64
	441	425	407	387	367	347	327	307	291	275	259	243	227	211	195	179	159	139	119	99	79	59
	440	424	406	386	366	346	326	306	290	274	258	242	226	210	194	178	158	138	118	98	78	58
		405	385	365	345	325	305	289	273	257	241	225	209	193	177	157	137	117	97	77	57	
		404	384	364	344	324	304	288	272	256	240	224	208	192	176	156	136	116	96	76	56	

Abbildung C.3.: Kanalbelegung des HCAL1 in TGEANT.

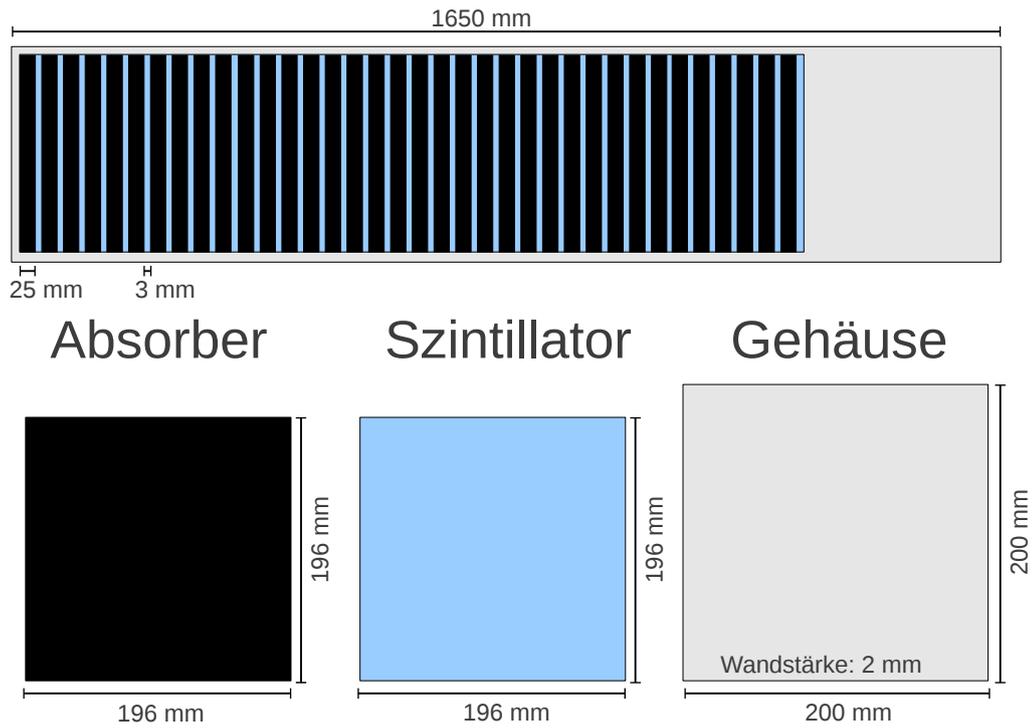


Abbildung C.4.: HCAL2-Modul mit Bemaßung.

215	205	195	185	175	165	155	145	135	125	117	109	99	89	79	69	59	49	39	29	19	9
214	204	194	184	174	164	154	144	134	124	116	108	98	88	78	68	58	48	38	28	18	8
213	203	193	183	173	163	153	143	133	123	115	107	97	87	77	67	57	47	37	27	17	7
212	202	192	182	172	162	152	142	132	122	114	106	96	86	76	66	56	46	36	26	16	6
211	201	191	181	171	161	151	141	131			105	95	85	75	65	55	45	35	25	15	5
210	200	190	180	170	160	150	140	130			104	94	84	74	64	54	44	34	24	14	4
209	199	189	179	169	159	149	139	129	121	113	103	93	83	73	63	53	43	33	23	13	3
208	198	188	178	168	158	148	138	128	120	112	102	92	82	72	62	52	42	32	22	12	2
207	197	187	177	167	157	147	137	127	119	111	101	91	81	71	61	51	41	31	21	11	1
206	196	186	176	166	156	146	136	126	118	110	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0

Abbildung C.5.: Kanalbelegung des HCAL2 in TGEANT.

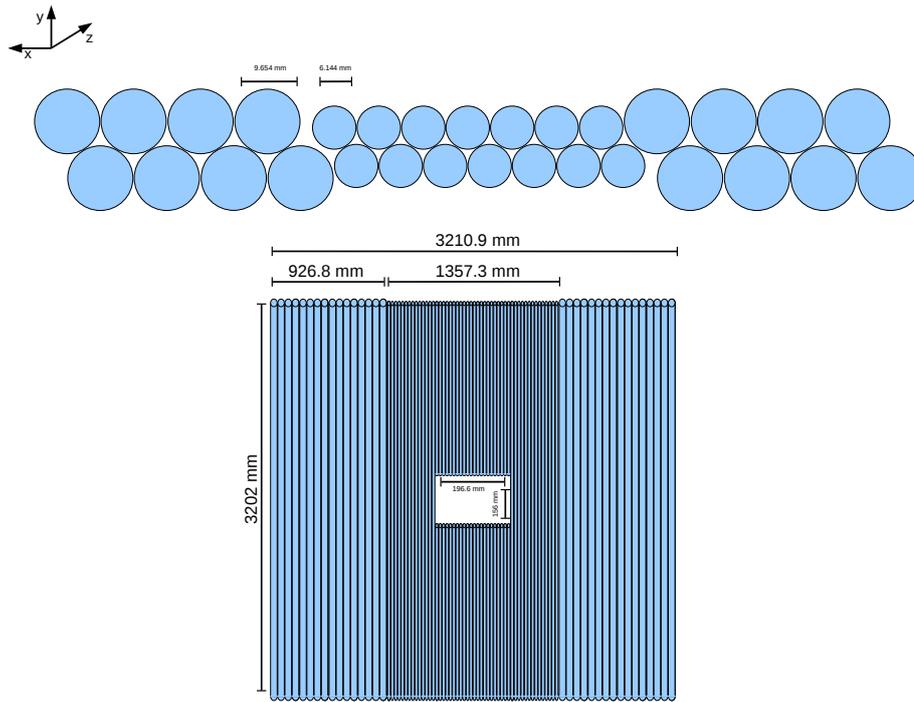


Abbildung C.6.: Schematische Darstellung einer Straw-Plane mit Bemaßung.

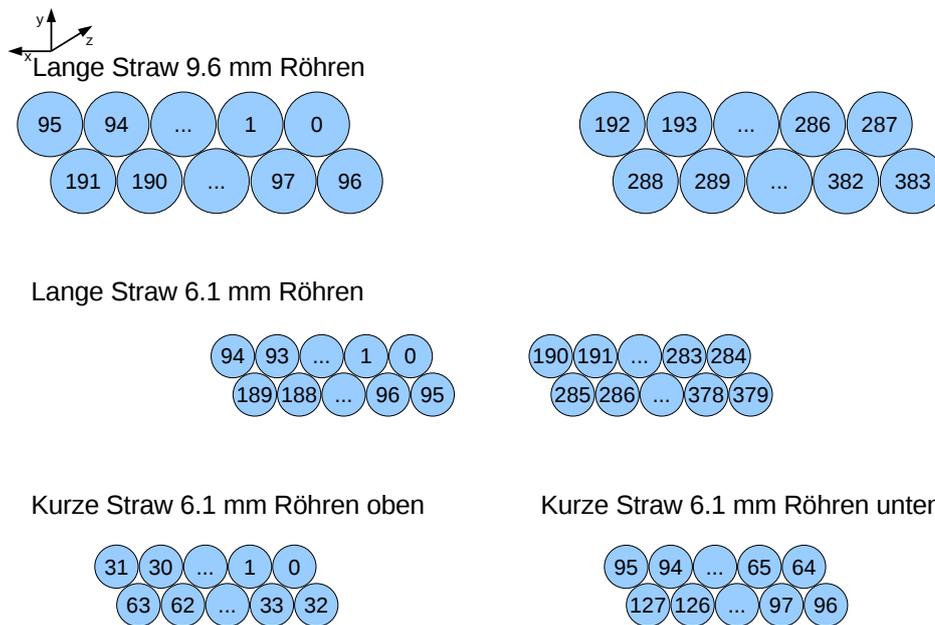


Abbildung C.7.: Kanalbelegung der Straw-Detektoren.

D. Pulse des CAMERA-Detektors

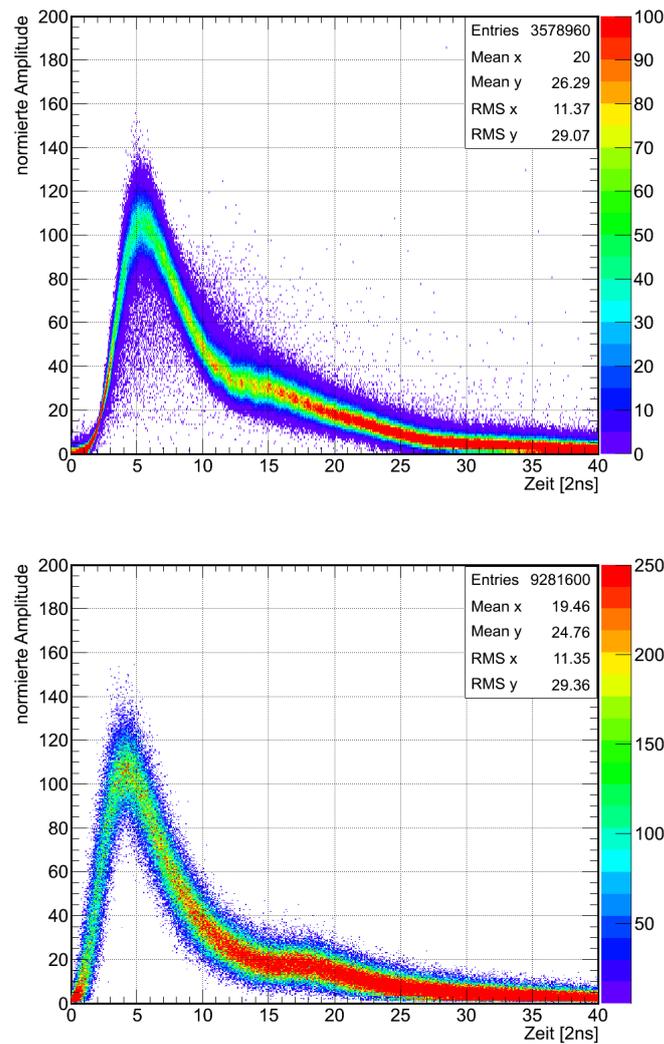


Abbildung D.1.: Übereinander gelegte Pulse in den Photomultipliern des B-Rings für kosmische Myonen. Oben die realen Pulse, unten die mit TGEANT simulierten Pulse. Der Verlauf der experimentell bestimmten Daten wird durch die Simulation gut wiedergegeben.

E. Lepto- und HEPGen-Datenformat

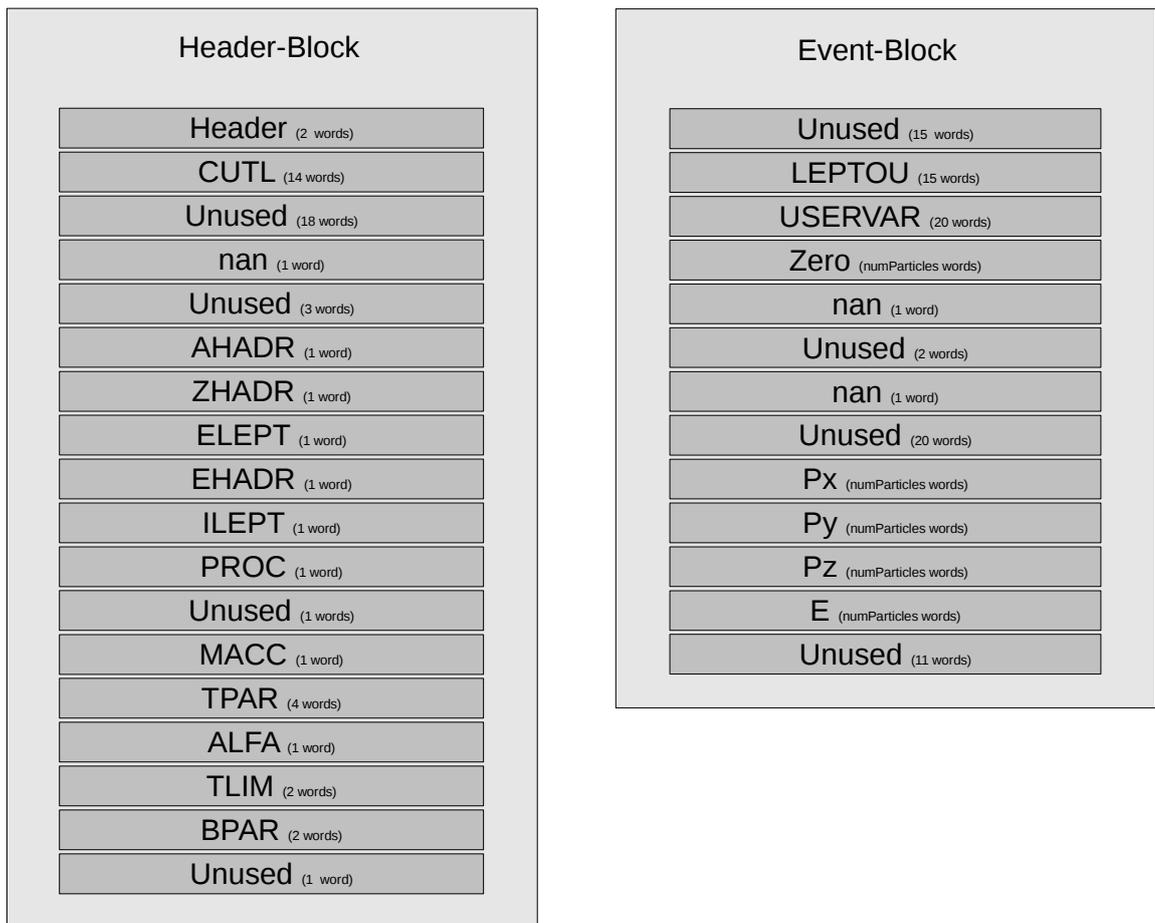
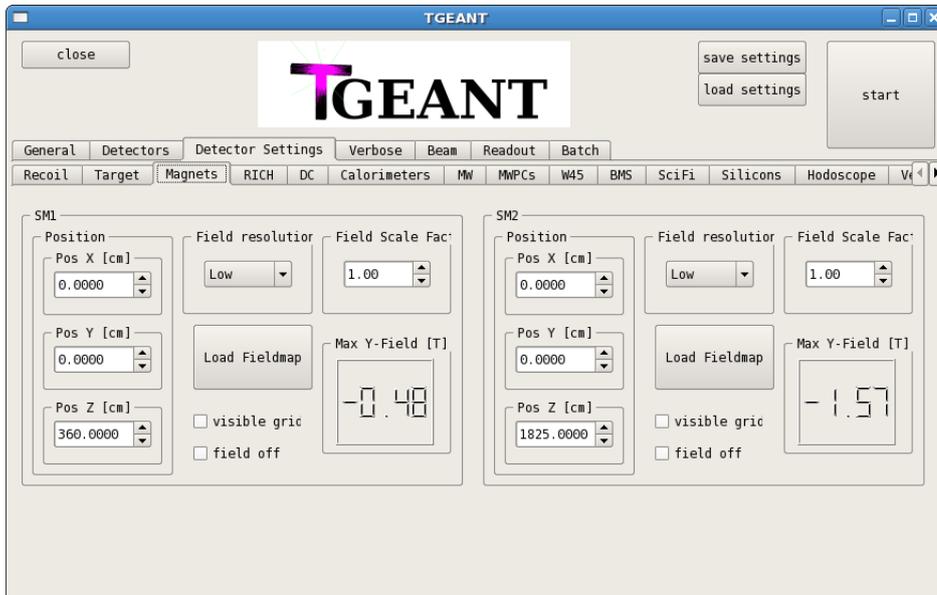
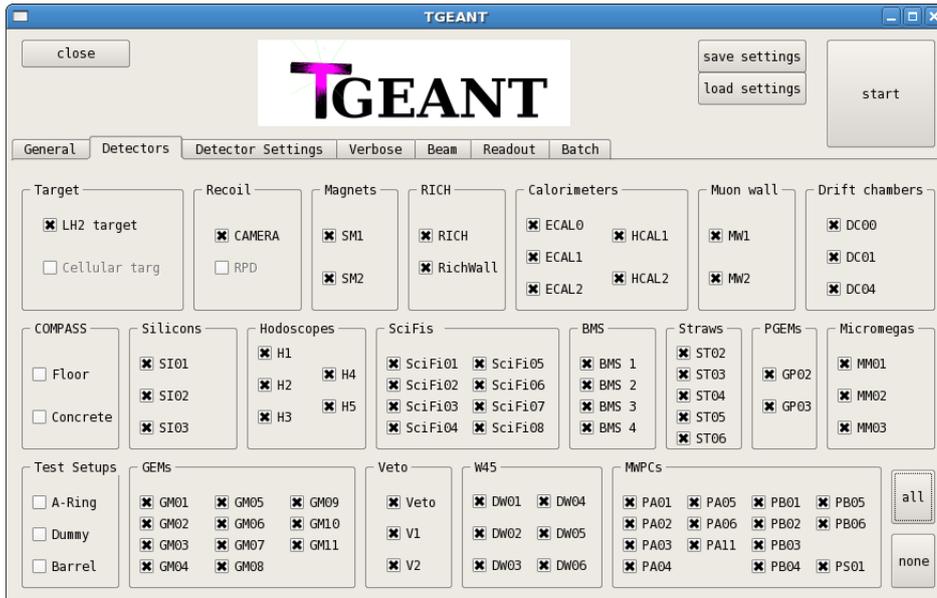
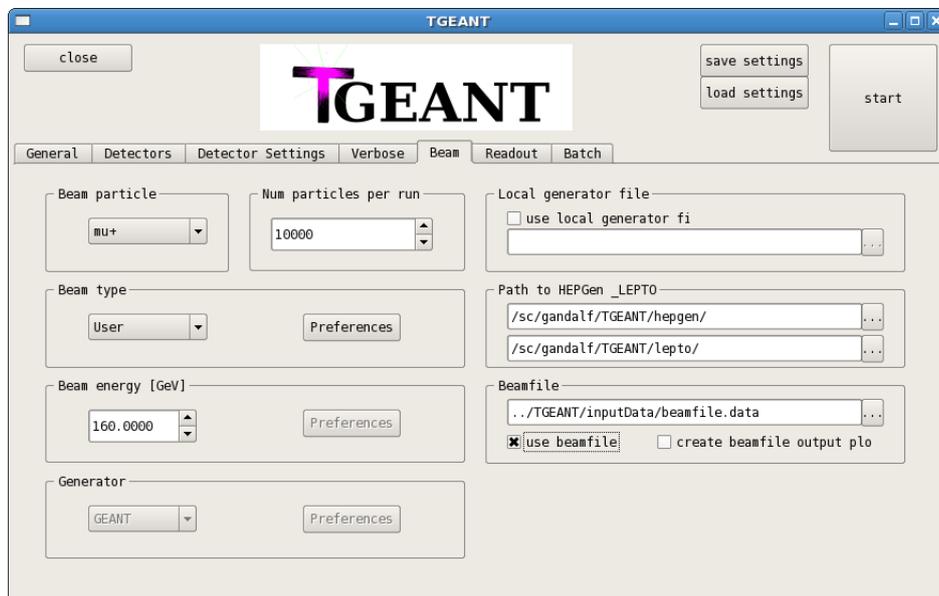
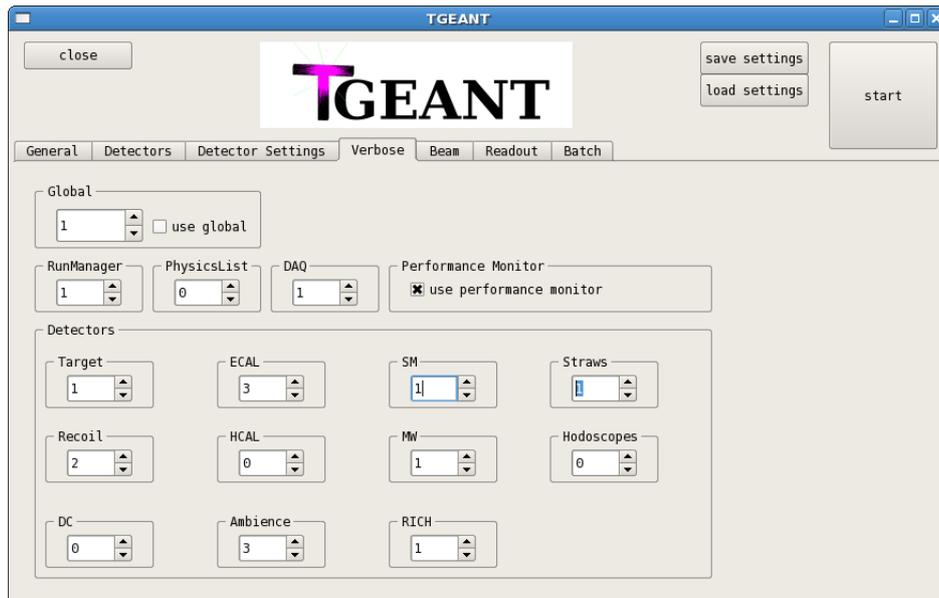
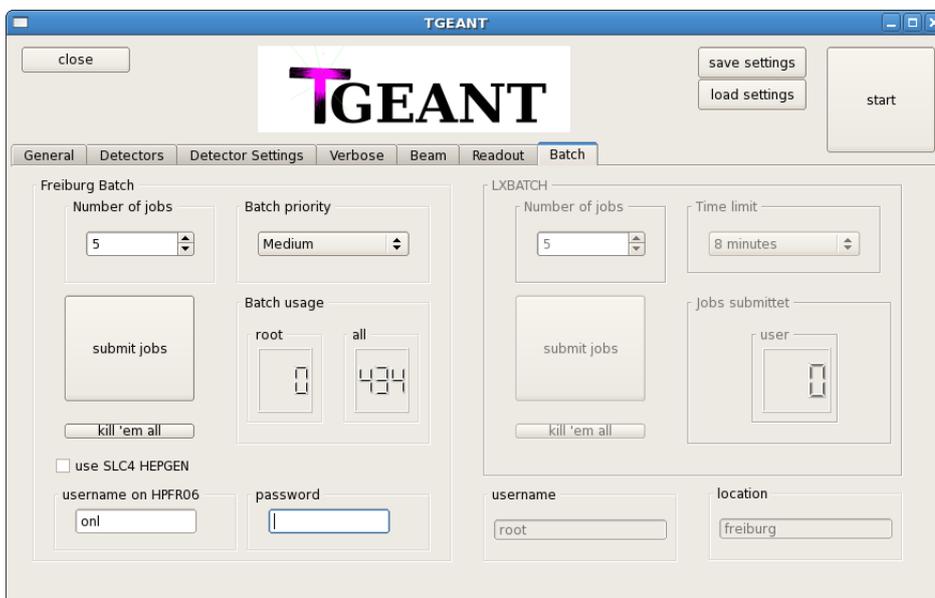
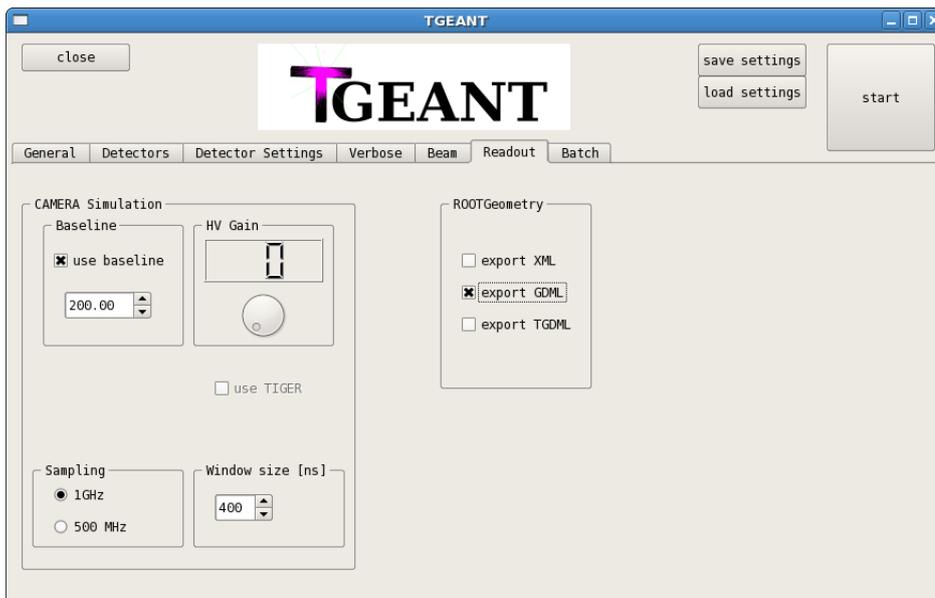


Abbildung E.1.: Datenformat für Lepto und HEPGen. Die Grafik zeigt die eingelesenen Variablen. Eine Datei besteht aus einem Header-Block und N Event-Blöcken, wobei N die Anzahl der Events ist.

F. Grafische Benutzeroberfläche







G. Physics List

Tabelle G.1.: Teilchen und ihre physikalischen Modelle und Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Energiebereiche.

Teilchen	Prozess	Modell und Wirkungsquerschnitt	Energiebereich
Proton	hadelastic	heElasticCHIPS CHIPSElasticXS	0 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV
	protoninelastic	FTFP Bertini Cascade G4CrossectionPairGG	4 GeV - 100 TeV 0 GeV - 5 GeV 0 GeV - 100 TeV
Neutron	hadelastic	hElasticCHIPS CHIPSElasticXS	0 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV
	neutroninelastic	FTFP Bertini Cascade G4CrossectionPairGG	4 GeV - 100 TeV 0 GeV - 5 GeV 0 GeV - 100 TeV
		ncapture	G4ICapture GheishaCaptureXS
	nfission	G4IFission GheishaFissionXS	0 GeV - 20 TeV 0 GeV - 100 TeV
	Gamma	photoninelastic	CHIPSGammaNuclear TheoFSGenerator PhotoNuclearXS
Elektron	electronuclear	CHIPSElectoNuclear ElectroNuclearXS	0 GeV - 30 TeV 0 GeV - 100 TeV
Position	positronnuclear	CHIPSElectoNuclear ElectroNuclearXS	0 GeV - 30 TeV 0 GeV - 100 TeV

Tabelle G.2.: Teilchen und ihre physikalischen Modelle und Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Energiebereiche.

Teilchen	Prozess	Modell und Wirkungsquerschnitt	Energiebereich
Pion (+)	hadelastic	hElasticLHEP	0 GeV - 1 GeV
		hElasticGlauber Barashenkov-Glauber-Gribov	1 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV
Pion (-)	pionplusinelastic	FTFP	4 GeV - 100 TeV
		Bertini Cascade	0 GeV - 5 TeV
Pion (-)	hadelastic	hElasticLHEP	0 GeV - 1 GeV
		hElasticGlauber Barashenkov-Glauber-Gribov	1 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV
Pion (-)	pionminusinelastic	FTFP	4 GeV - 100 TeV
		Bertini Cascade G4CrosssectionPairGG	0 GeV - 5 TeV 0 GeV - 100 TeV
Kaon (+)	hadelastic	hElasticLHEP	0 GeV - 100 TeV
		GheishaElastic	0 GeV - 100 TeV
Kaon (+)	kaonplusinelastic	FTFP	4 GeV - 100 TeV
		Bertini Cascade CHIPSinelasticXS	0 GeV - 5 GeV 0 GeV - 100 TeV
Kaon (-)	hadelastic	hElasticLHEP	0 GeV - 100 TeV
		GheishaElastic	0 GeV - 100 TeV
Kaon (-)	kaonminusinelastic	FTFP	4 GeV - 100 TeV
		Bertini Cascade CHIPSinelasticxs	0 GeV - 5 GeV 0 GeV - 100 TeV

Tabelle G.3.: Teilchen und ihre physikalischen Modelle und Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Energiebereiche.

Teilchen	Prozess	Modell und Wirkungsquerschnitt	Energiebereich
Lambda	hadelastic	hElasticLHEP	0 GeV - 100 TeV
		GeishaElastic	0 GeV - 100 TeV
Lambda	lambdainelastic	FTFP	2 GeV - 100 TeV
		Bertini Cascade CHIPSinelasticxs	0 GeV - 6 GeV 0 GeV - 100 TeV
Alpha	alphainelastic	binary cascade	0 GeV - 4 TeV
		FTFP AxenWellischIonH Gripathilightions Tripathiionsshen	2 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV 0 GeV - 100 TeV

Tabelle G.4.: In TGEANT implementierte Teilchen.

Leptonen		Hadronen				Moleküle		Sonstige
e^-	e^+	p	\bar{p}	n	\bar{n}	H_2	H_2O	γ
μ^-	μ^+	K^-	K^+	K^0	\bar{K}^0	H_2O_2	H_3O	$\gamma_{optisch}$
τ^-	τ^+	K_L	K_S	Λ	$\bar{\Lambda}$	H_3	\bar{H}_3	Geantino
ν_e	$\bar{\nu}_e$	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2H	$^2\bar{H}$	
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	π^+	π^-	π^0	J/Ψ	3H	$^3\bar{H}$	
ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	Ω^+	Ω^-			
		D^-	D^+	D^0	η			

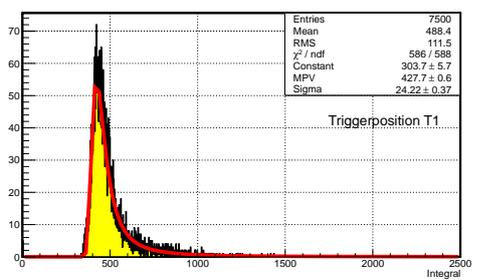
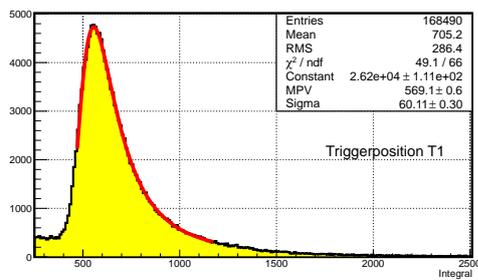
H. Integralspektren der kosmischen Myonen

Position

Experiment

Monte-Carlo

T1



T2

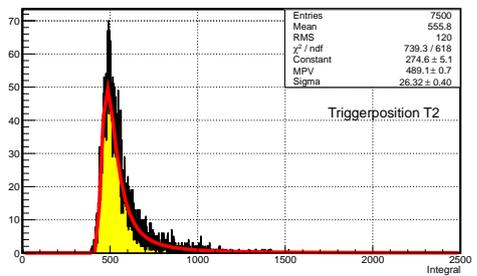
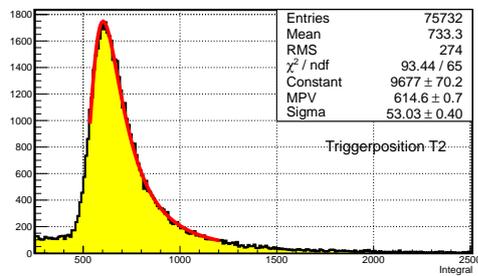


Abbildung H.1.: Integralspektren für die Messung von kosmische Myonen an unterschiedlichen Triggerpositionen (MC).

Position Experiment Monte-Carlo

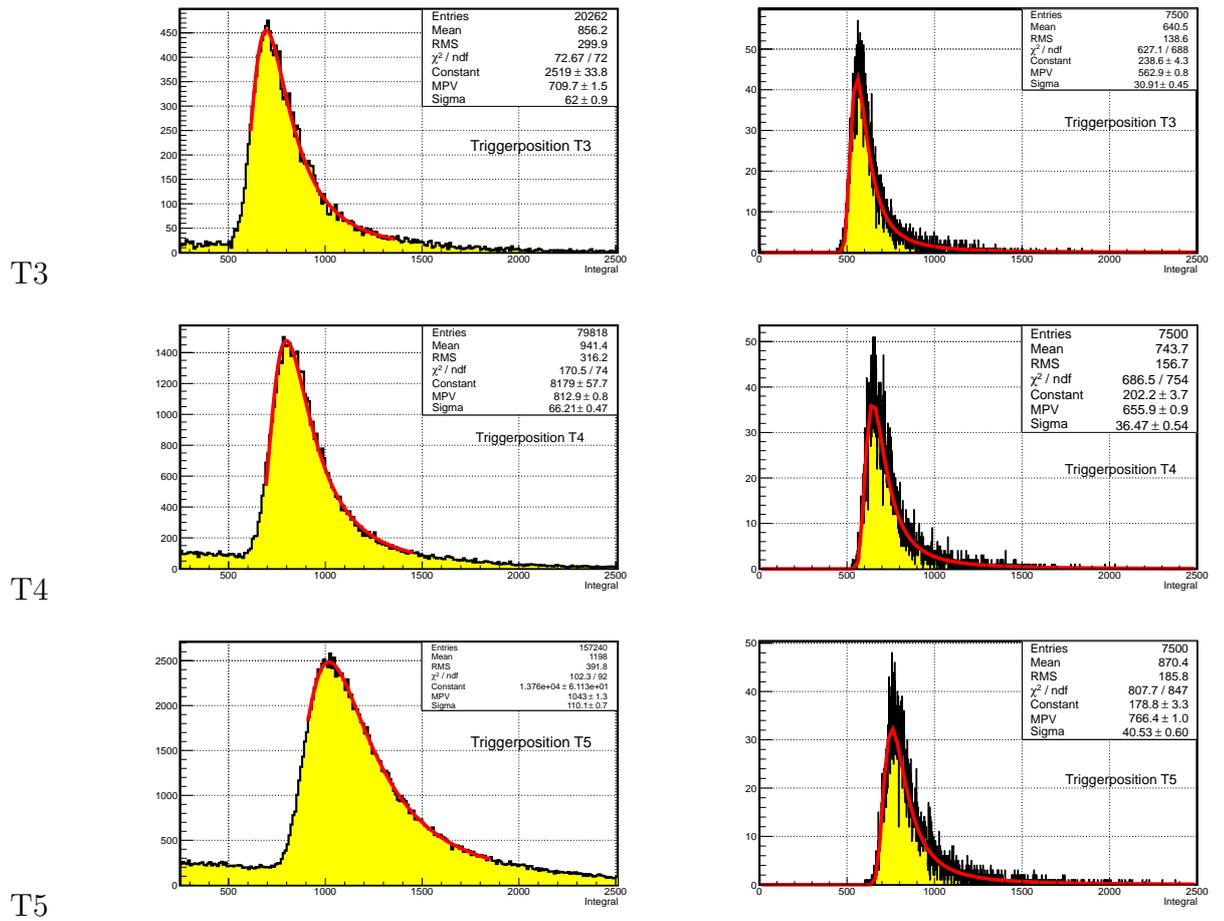


Abbildung H.2.: Integralspektren für die Messung von kosmischen Myonen an unterschiedlichen Triggerpositionen (MC).

I. PYTHIA-Einstellungen

Tabelle I.1.: PYTHIA-Einstellungen und aktivierte Prozesse.

Gruppe	Nr.	Subprozess
Harte QCD	11	$f_i f_j \rightarrow f_i \bar{f}_j$
	12	$f_i f_i \rightarrow f_k \bar{f}_k$
	13	$f_i \bar{f}_i \rightarrow gg$
	28	$f_i g \rightarrow f_i \bar{g}$
	53	$gg \rightarrow f_k \bar{f}_k$
	68	$gg \rightarrow gg$
Tief-inelastische Streuung	10	$f_i f_j \rightarrow f_k f_l$
	99	$\gamma^* q \rightarrow q$
Photon induziert	33	$f_i \gamma \rightarrow f_i g$
	34	$f_i \gamma \rightarrow f_i \bar{\gamma}$
	54	$g \gamma \rightarrow f_k \bar{f}_k$
	58	$\gamma \gamma \rightarrow f_k \bar{f}_k$
	131	$f_i \gamma_T^* \rightarrow f_i g$
	133	$f_i \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{g}$
	134	$f_i \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{\gamma}$
	135	$g \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
	136	$g \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
	137	$\gamma_T^* \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
	138	$\gamma_T^* \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
	139	$\gamma_L^* \gamma_T^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
	140	$\gamma_L^* \gamma_L^* \rightarrow f_i \bar{f}_i$
Sonstige	83	$q_i f_j \rightarrow Q_k f_l$

Tabelle I.2.: Für die Erzeugung der Ereignisse verwendete Einstellungen in PYTHIA.

Parameter	Wert
CKIN	10,100
MSEL	2
MSTJ	1
MDME	207,1
Target	p
Strahlteilchen	mu+

J. Ladezeit und Arbeitsspeicher

Tabelle J.1.: Zeiten auf Intel(R) Core(TM) i5-2500K CPU @ 3,30GHz, 6 GB RAM.

Detektor	Arbeitsspeicher ¹	Ladezeit ²
CAMERA	121,3 MB	18,1(2) s
RPD	89,1 MB	13,8(2) s
ECAL0	45,2 MB	1,8(1) s
ECAL1	276,5 MB	3,2(1) s
ECAL2	500,6 MB	4,3(1) s
HCAL1	111,3 MB	2,2(1) s
HCAL2	65,4 MB	1,9(1) s
MW1	234,3 MB	162(2) s
MW2	46,1 MB	2,8(1) s
RICH	29,7 MB	1,9(1) s
Driftkammer	204,9 MB	14,1(2) s
Straws (hohe Detailstufe)	194,9 MB	63(2) s
Straws (niedrige Detailstufe)	33,7 MB	2,6(1) s
W45	49,0 MB	4,0(1) s
GEM	28,0 MB	1,4(1) s
PGEM	27,6 MB	1,5(1) s
MWPC	28,1 MB	1,4(1) s
SciFi	28,2 MB	1,6(1) s
Silicons	26,0 MB	1,4(1) s
BMS	26,3 MB	1,4(1) s
Micromegas	28,0 MB	1,4(1) s
Hodoskope	156,3 MB	28,2(2) s
Veto	52,7 MB	6,9(1) s
Richwall	28,5 MB	1,5(1) s
LH ₂ -Target	29,3 MB	0,001(1) s
SM1 (hohe Detailstufe)	29,6 MB	19(1) s
SM1 (niedrige Detailstufe)	28,5 MB	1,0(1) s
SM2	28,8 MB	0,01(1) s
vollständiges Spektrometer	1,5 GB	328(4) s

¹Der Arbeitsspeicher wurde im Visualisierungsmodus ausgegeben.

²Die Ladezeit bezieht sich auf das Laden der Geometrie und der zugehörigen T4PhysicsList.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Frisch und O. Stern, *Über die magnetische Ablenkung von Wasserstoffmolekülen und das magnetische Moment des Protons*. Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei **85** S.4-16, 1933. doi:10.1007/BF01330773.
- [2] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Akademie Verlag, 1996.
- [3] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking*. Developments in the Quark Theory of Hadrons, 1964.
- [4] S. Kullander, *Highlights of the European muon collaboration*. Nuclear Physics A **518** Nr.1-2, S.262-296, 1990. doi:10.1016/0375-9474(90)90549-2.
- [5] The COMPASS Collaboration, *Measurement of the Cross Section for High- p_T Hadron Production in Scattering of 160 GeV/c Muons off Nucleons*. arXiv:1207.2022v1, 08.07.2012.
- [6] F. Gautheron und andere, *COMPASS-II Proposal*. CERN-SPSC-2010-014. SPSC-P-340, CERN, Genf, Mai 2010.
- [7] T. Kunz und T. Szameitat, *TGEANT Users's Manual - A COMPASS Simulation using Geant4*. 2012.
- [8] X. Ji, *Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin*. Phys. Rev. Lett. **78** Nr.4 S.610-613, 1997. doi:10.1103/PhysRevLett.78.610.
- [9] R.L. Jaffe und A. Manohar, *The g_1 Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton*. Nuclear Physics **B337** Nr.1-2 S.509-546, 1990. doi:10.1016/0550-3213(90)90506-9.
- [10] The COMPASS Collaboration, *The deuteron spin-dependent structure function g_1^d and its first moment*. Phys. Lett. **B647** S.8-17, 2007. doi:10.1016/j.physletb.2006.12.076.
- [11] M. Burkardt, C.A. Miller und W.-D. Nowak, *Spin-polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons*. Reports on Progress in Physics **73** Nr.1 S.8-162, 2009. doi:10.1088/0034-4885/73/1/016201.
- [12] R.D. Field, *Applications of perturbative QCD*. Addison-Wesley, 1989.
- [13] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.

- [14] B. Povh, K. Rith und C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 2006. doi:10.1007/3-540-36686-5.
- [15] C.G. Callan und J.D. Gross, *The asymptotic behavior of electroproduction cross sections is shown to contain information about the constitution of the electric current*. Phys. Rev. Lett. **22** S.156-159, 1968. doi:10.1103/PhysRevLett.22.156.
- [16] C. Amsler und andere, *Particle Data Booklet*. Phys. Lett. **B667** S.194-201, 2008. <http://pdg.lbl.gov>.
- [17] D. Müller und andere, *Wave Functions, Evolution Equations and Evolution Kernels from Light-Ray Operators of QCD*. Fortsch. Phys. **42** S.101, 1994. arXiv:hep-ph/9812448.
- [18] A.V. Radyushkin, *Nonforward parton distributions*. Phys. Rev. **D56** S.5524-5557, 1997. doi:10.1103/PhysRevD.56.5524.
- [19] J.C. Collins und A. Freund, *Proof of Factorization for Deeply Virtual Compton Scattering in QCD*. Phys.Rev. **D59**, 1999. hep-ph/9801262.
- [20] X. Ji und J. Osborne, *One-loop corrections and all order factorization in deeply virtual Compton scattering*. Phys. Rev. **D58**, 1998.
- [21] J. C. Collins, L. Frankfurt und M. Strikman, *Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD*. Phys. Rev. **56** S.2982-3006, 1997. arXiv:hep-ph/9611433.
- [22] M. Diehl, *Generalized parton distributions in impact parameter space*. The European Physical Journal C - Particles and Fields **25** S.223-232, 2002. doi:10.1007/s10052-002-1016-9.
- [23] A.V. Belitsky, D. Müller und A. Kirchner, *Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon*. Nucl. Phys. **B629** S.323-392, 2002. doi:10.1016/S0550-3213(02)00144-X.
- [24] K. Göke, M.V. Polyakov und M. Vanderhaeghen, *Hard Exclusive Reactions and the Structure of Hadrons*. Prog. Part. Nucl. Phys. **47** S.401-515, 2001. arXiv:hep-ph/0106012.
- [25] M. Burkardt, *Transverse deformation of parton distributions and transversity decomposition of angular momentum*. Phys. Rev. **D72** Nr.9, 2005. doi:10.1103/PhysRevD.72.094020.
- [26] D.E. Soper, *Parton model and the Bethe-Salpeter wave function*. Phys. Rev. **D15** S.1141-1149, 1977. doi:10.1103/PhysRevD.15.1141.
- [27] JLab, *Conceptual Design Report (CDR) for the Science and Experimental Equipment for the 12 GeV Upgrade of CEBAF*. 2005.
- [28] P. Abbon und andere, *The COMPASS Experiment at CERN*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers,

- Detectors and Associated Equipment **577** Nr.3 S.455-518, 2007. doi:10.1016/j.nima.2007.03.026.
- [29] E. Burtin, *Emailverkehr*. 2012.
- [30] J. Bieling, *Entwicklung eines ungetakteten 64-Kanal-Meantimers und einer Koinzidenzschaltung auf einem FPGA*. Februar 2010.
- [31] F. Herrmann, *Development and Verification of a High Performance Electronic Readout Framework for High Energy Physics*. Dissertation, Universität Freiburg, August 2011.
- [32] M. Büchele, *Entwicklung eines FPGA-basierten 128-Kanal Time-to-Digital Converter für Teilchenphysik-Experimente*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Januar 2012.
- [33] K. Binder, *Applications of the Monte Carlo method in statistical physics*. Springer-Verlag, 1979.
- [34] K. Binder, *The Monte Carlo Method in Condensed Matter Physics*. Springer-Verlag, 1992.
- [35] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, *LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*. Comput.Phys.Commun. **101** S.108-134, 1997. arXiv:hep-ph/9605286.
- [36] A. Sandacz und P. Sznajder, *HEPGEN - generator for hard exclusive leptoproduction*. Juli 2012. arXiv:hep-ph/1207.0333.
- [37] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP **26**, 2006. doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- [38] Geant4 Collaboration, *Geant4 User's Guide for Application Developers*. Geant4 9.5.0, Dezember 2011. Manual.
- [39] Geant4 Collaboration, *Geant4 Physics Reference Manual*. Geant4 9.5.0, Dezember 2011. Manual.
- [40] W. de Boer, F. Hauler, L. Jungermann, M. Schmanau, V. Zhukov, T. Siedenburg, *Monte Carlo Simulation (Geant3 vs. Geant4) des AMS 02 Transition Radiation Detektor*. IEKP-Universität Karlsruhe (TH), 2005.
- [41] D.R. Ward, *Geant3/Geant4 Comparisons - status*. Universität Cambridge, 2003. CALICE ECAL meeting, IC London.
- [42] COMGEANT-Team, <http://project-gpd-full-chain-mc.web.cern.ch/project-gpd-full-chain-mc/comgeant/index.html>. COMPASS, 12.09.2012.
- [43] H. Storm und H.I. Israel, *Nucl. Data Tables* **A7** S.565. 1970.
- [44] J. Hubbell, H. Gimm und I. Overbo., *J. Phys. Chem. Ref. Data* **9** S.1023. 1980.
- [45] H. Burkhardt, S. Kelner und R. Kokoulin, *Monte Carlo Generator for Muon Pair Production*. CERN-SL and CLIC Note **26** S.511, 2002.

- [46] L. Urban, *A multiple scattering model*. CERN-OPEN-2006-077, 2006.
- [47] S.M. Seltzer und M.J. Berger, *The Berger-Seltzer-Model for MC*. Nucl. Inst. Meth. **B12**, 1985.
- [48] M. Matsumoto und T. Nishimura, *Mersenne Twister: A 623-dimensionalz equidistributed uniform pseudorandom number generator*. ACM Trans. on Modeling and Computer Simulation **8**, Nr.1, Januar 1998. doi:10.1145/272991.272995.
- [49] R. Brun und andere, *Root Users Guide 5.22*. CERN.
- [50] F. Herrmann, *GANDALF Framework User Guide*. 2011. <http://hadron.physik.uni-freiburg.de/gandalf>.
- [51] H. Vonhoegen, *Einstieg in XML. Aktuelle Standards: XML Schema, XSL, XLink*. Galileo Computing, 2011.
- [52] T. Szameitat, *Entwicklung einer Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment*. November 2012.
- [53] N. Doshita, *Status of LH2 Carbon fiber vacuum chamber*. COMPASS Technical Board Meeting, 02.02.2012.
- [54] A. Ferrero, *COMPASS Technical Board Meeting*. 06.02.2012.
- [55] N. Doshita, *Emailverkehr*. Juli 2012.
- [56] E. Burtin, *Camera: Space requirements and the integration of the LH2 target*. COMPASS Technical Board Meeting, 15.07.2011.
- [57] E. Burtin, N. d'Hose, *CAMERA preparation for the DVCS pilot run in Oct 2012*. COMPASS Collaboration Meeting, Lisboa, 20.04.2012.
- [58] BICRON, *BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators*.
- [59] ET Enterprises Ltd, *Datenblatt Photomultiplier Tube 9823B*.
- [60] Hamamatsu Photonics, *Datenblatt Photomultiplier Tube R10533*.
- [61] V. Polyakov, *Radiation hard Shashlik calorimeter for COMPASS experiment*. shashlik NA62 2010 mod.ppt (13.09.2012), 21.10.2010.
- [62] COMPASS ECAL0-Team, *ECAL0 status and 2012 Plans*. COMPASS Technical Board Meeting, 10.11.2011.
- [63] The COMPASS Collaboration, *COMPASS Dipole SM1*. Januar 1998.
- [64] The COMPASS Collaboration, *COMPASS TWiki*. 13.11.2012. <http://wwwcompass.cern.ch/twiki/bin/view>.
- [65] J. Marroncle, *Les chambres à dérive DC00, DC01 et DC04*. 28.03.2006.
- [66] M. Davenport, J. Gulley, G. Mallot, C. Nuttal, T. Reynes, H. Taureg, *NA58 flammable gas safety*. Interim report, 2001.

-
- [67] G. Mallot et al., *Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS spectrometer tracking system*. COMPASS, 2002.
- [68] The COMPASS Collaboration, *The mirror system of COMPASS RICH-1*. doi:10.1016/S0168-9002(03)00280-8.
- [69] The COMPASS Collaboration, *The COMPASS RICH project*. doi:10.1016/S0168-9002(99)00297-1.
- [70] S. Levorato, *Emailverkehr*. 25.05.2012.
- [71] COMPASS Note 2011-5, *Technical Summary of the large angle spectrometer trigger*. 25.08.2011.
- [72] E. Rocco, *Emailverkehr*. 24.07.2012.

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir in den letzten zwei Jahren bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben. Besonders hervorzuheben sind dabei folgende Personen:

Professor Dr. Kay Königsman für die freundliche Aufnahme in seiner Abteilung.

Professor Dr. Horst Fischer für die Vergabe des interessanten und anspruchsvollen Themas, für die durchgehende Unterstützung und Ermutigung, immer noch einen Schritt weiter zu gehen und für die Möglichkeit mich am COMPASS-Experiment aktiv beteiligen zu dürfen. Darüber hinaus auch für die Beratung und die nicht selbstverständliche Hilfe bei der Suche nach einer neuen Aufgabe.

PD Dr. Christian Schill, Dr. Frank Nerling, Dr. Florian Herrmann, Katharina Schmit, Sebastian Schopferer und Johannes ter Wolbeek und der gesamten Abteilung Königsman für die vielen Hinweise, Tipps und Gespräche. Vor allem die Möglichkeit, eine Idee kurz anzusprechen und ganz offen auch andere Lösungswege zu diskutieren hat mir sehr bei der Arbeit geholfen.

Tobias Szameitat, der maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat. Seine geduldige Art, die vielen Überstunden, Samstags- und Sonntagsschichten und die vielen CERN-Fahrten, die mit seiner Hilfe immer produktiv und erfolgreich verlaufen sind, haben mir (und hoffentlich auch ihm) viel Spaß gemacht und so auch längere Durststrecken überbrückt.

Meine Freundin Ann-Kathrin für die Unterstützung während meines gesamten Studiums, sowohl in physikalischen als auch unphysikalischen Belangen. Ihre Rechtschreib- und Grammatikkorrekturen waren unverzichtbar.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Freiburg, den 26. November 2012