
Entwicklung einer Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment

Tobias Szameitat



**Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg**

Entwicklung einer Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Tobias Szameitat

Physikalisches Institut
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg

November 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Spin des Nukleons	6
2.2	Tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung	6
2.3	Partonmodell	8
2.4	Generalisierte Partonverteilungen	9
2.4.1	Grenzfälle der GPDs	11
2.4.2	Jis Summenregel	12
2.5	Tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS)	13
3	Das COMPASS-II-Experiment	17
3.1	Teilchenstrahl	18
3.2	LH ₂ -Target	19
3.3	Spurdetektoren	19
3.4	Teilchenidentifikation	21
3.4.1	CAMERA-Detektor	21
3.4.2	RICH-1-Detektor	21
3.4.3	Myon-Identifikation	22
3.4.4	Kalorimeter	23
3.5	Triggersystem	23
3.5.1	Hodoskop-Trigger	24
3.5.2	Veto-Trigger	24
3.5.3	Proton-Trigger	25
3.6	Auslese und Datennahme	26
4	Monte-Carlo-Simulation	29
4.1	Einführung in die Monte-Carlo-Simulation	30
4.2	Die Geant4-Software	31
4.2.1	Geometrien und Detektoren	32
4.2.2	Physikalische Modelle	32
4.2.3	Tracking	33
4.3	Ereignisgeneratoren	34
4.3.1	PYTHIA	34
4.3.2	LEPTO	35
4.3.3	HEPGen	35
4.4	COMGEANT	35
4.5	Vergleich zwischen Geant4 und Geant3	36

5	TGEANT - eine COMPASS-II-Simulationssoftware	37
5.1	Programmstruktur	38
5.2	Implementierte physikalische Prozesse	39
5.2.1	Teilchen in TGEANT	40
5.2.2	Eingebundene physikalische Modelle	41
5.3	Erzeugung von Primärteilchen	41
5.3.1	Spill-Modus	42
5.3.2	Cosmics-Modus	43
5.3.3	User-Modus	44
5.3.4	Ereignisgeneratoren	44
5.4	Sensitive Detektoren	44
5.5	Datenverarbeitung	45
5.6	Materialien	46
5.7	Optische Prozesse	48
5.7.1	Oberflächen	48
5.7.2	Photomultiplier Auslese	50
5.7.3	Vergleich mit realen Daten	52
5.8	Ausgabeformat	54
5.8.1	ASCII	56
5.8.2	ROOT	56
5.8.3	Schnittstelle zu CORAL	57
5.9	Grafisches Interface	58
5.10	Analyse-Tool	61
5.11	Leistungsüberprüfung und Arbeitsspeicherbedarf von TGEANT	61
6	Implementierte Geometrien in TGEANT	63
6.1	CAMERA-Detektor	64
6.2	RPD	66
6.3	Photomultiplier	67
6.4	LH ₂ -Target	68
6.5	Kalorimeter	69
6.5.1	Elektromagnetische Kalorimeter	69
6.5.2	Hadronische Kalorimeter	71
6.6	RICH-1-Detektor	72
6.7	Myonfilter	73
6.8	Spurdetektoren	74
6.9	Trigger-Detektoren	76
6.10	Spektrometer-Magnete	77
7	Simulation mit TGEANT	79
7.1	Simulationen zur Abschwächungslänge (im Szintillatormaterial)	80
7.2	Simulationen mit PYTHIA und Vergleich mit der COOL-Ausgabe	82
7.3	DVCS-Simulation im CAMERA-Detektor	84
8	Zusammenfassung und Ausblick	89
A	Arbeitsspeicherbedarf und Ladezeit der Geometrien in TGEANT	91

B Implementierte Materialien und Oberflächen	93
C Eingebundene Prozesse und Parameter in PYTHIA	95
Literaturverzeichnis	97

1. Einleitung

Schon seit über 2000 Jahren beschäftigt sich die Menschheit mit der Frage: „Woraus besteht Materie?“ Innerhalb des letzten Jahrhunderts hat sich die Vorstellung von der Struktur der Materie enorm entwickelt. Bereits 1911 waren Streuversuche ein probates Mittel, um die Substruktur der Materie zu entschlüsseln. So gelang E. Rutherford in jenem Jahr die Entdeckung des Atomkerns, mit Hilfe der Streuung von Alphastrahlung an Gold-Atomkernen [1]. Protonen und Neutronen, die Bausteine des Atomkerns, auch Nukleonen genannt, bilden zusammen mit den Elektronen den Großteil der uns umgebenden sichtbaren Materie. Mit dieser Erkenntnis war 1932, nach der Entdeckung des Neutrons [2], zum ersten Mal eine Antwort auf die Eingangsfrage gefunden. Dieser Zustand hielt jedoch nicht lange an, denn schon bald erkannte man, dass im Unterschied zum Elektron, das ein punktförmiges Elementarteilchen ist, Nukleonen eine Substruktur besitzen.

Noch bis Mitte des letzten Jahrhunderts galten Protonen, Neutronen und Elektronen neben Photonen, Myonen, Neutrinos sowie Pionen als die einzigen existierenden elementaren Teilchen. Relativ kurz danach wurde eine ganze Reihe neuer „seltsamer“ Teilchen entdeckt, die man Anfang der Sechziger Jahre nach und nach, ihren Eigenschaften entsprechend, ähnlich dem Periodensystem der Elemente, in Schemata klassifizieren konnte. Eine Ordnung in diesen „Teilchenzoo“ brachte 1964 das Quarkmodell, das von M. Gell-Mann und G. Zweig unabhängig voneinander eingeführt wurde [3, 4]. Quarks sind elementare Bausteine, aus denen alle Mesonen und Baryonen, wie z. B. das Nukleon, aufgebaut sind. Im Standardmodell der Teilchenphysik existieren sechs Quarks. Berücksichtigt man auch deren Antiteilchen und unterschiedliche Farbladungen, so ergeben sich insgesamt 36 Quarks. Zusammen mit den Leptonen und den Austauschteilchen bilden sie die Bausteine der Materie [5].

Die Substruktur des Nukleons wird heute durch das Partonmodell beschrieben. Das Nukleon besteht aus drei Valenz-Quarks, von denen es seine Quanteneigenschaften (z. B. die Ladung) erhält. Die drei Valenz-Quarks werden aneinander gebunden durch Gluonen, den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Gluonen können Quark-Antiquark-Paare erzeugen, die sogenannten See-Quarks. See-Quarks liefern keinen Nettobeitrag zu den Quantenzahlen des Nukleons, sie tragen aber

zu dessen Spin bei. Die naive Annahme, dass der Spin des Nukleons sich nur aus den Valenz-Quarks zusammensetzt, konnte bereits Ende der 80er Jahre durch das EMC¹-Experiment, das am CERN² in Genf durchgeführt wurde, widerlegt werden [6]. Diese Erkenntnis führte zur sogenannten „Spin-Krise“.

Die Zusammensetzung des Nukleonenimpulses wurde in den letzten Jahrzehnten präzise untersucht und kann durch Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben werden. Über die Zusammensetzung des Spins besteht jedoch noch immer Unklarheit. Weitere Experimente am CERN, DESY³ und SLAC⁴ zeigten, dass der Spinbeitrag der Valenz- und See-Quarks alleine nicht ausreicht, um den Gesamtspin des Nukleons zu bilden. Wegweisende Untersuchungen wurden mit dem COMPASS⁵-Experiment am CERN durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass der Beitrag des Gluonspins kleiner ist, als zunächst erwartet wurde. Die Klärung der Frage nach den Anteilen der Bahndrehimpulse ist somit das noch fehlende Teil im „Spin-Puzzle“. Ein Ansatz für eine direkte Messung ist jedoch nicht bekannt. Einen neuen Zugang zur Beschreibung der Substruktur des Nukleons findet man im Modell der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen. Das Modell gibt über Jis Summenregel auch Aufschluss über die Gesamtdrehimpulse von Quarks und Gluonen [7]. Die Einführung des Modells der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen wird in Kapitel 2 erläutert.

Die Messung der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen ist einer der zentralen Punkte im Rahmen der COMPASS-II-Erweiterung. Durch eine präzise Vermessung der tief-virtuellen Compton-Streuung lassen sich hierbei Erkenntnisse über die Verteilungsfunktionen gewinnen. Um diesen Prozess im Experiment nachweisen zu können, finden aktuell Erweiterungen des COMPASS-Experiments statt. Ein Überblick über das COMPASS-II-Experiment mit allen Erweiterungen ist in Kapitel 3 dargestellt.

Für die Analyse der im Experiment gewonnenen Daten erhalten Monte-Carlo-Simulationen dank immer leistungsfähigerer Computer einen großen Stellenwert und sind in der Experimentvorbereitung nicht mehr wegzudenken. Einen kurzen Einstieg in die Monte-Carlo-Simulation gibt Kapitel 4. Aus dem Vergleich zwischen Simulation und realem Experiment können Theorien der zugrundeliegenden Physik untersucht werden. Eine sinnvolle Analyse ist nur im Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen möglich. Dafür reicht jedoch eine Simulation der physikalischen Wechselwirkung, wie sie mit Ereignisgeneratoren möglich ist, nicht aus. Zu einer umfassenden Simulation gehört auch die Interaktion mit den Dipolmagneten, den Detektoren und den Hodoskopen des Spektrometers. Die im Rahmen dieser Arbeit von Grund auf entwickelte Monte-Carlo-Simulationssoftware für das COMPASS-II-Experiment trägt den Namen TGEANT⁶ und wird in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt. TGEANT vereinigt die für das COMPASS-II-Experiment relevanten Ereignisgeneratoren und physikalischen Modelle mit einer detailgetreuen Wiedergabe der Detektorgeometrien bis hin zu den mechanischen Halterungen. Dies ist wichtig für eine korrekte Be-

¹European Muon Collaboration

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³Deutsches Elektronen Synchrotron

⁴Stanford Linear Accelerator Center

⁵Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

⁶Total Geometry And Tracking

schreibung der Spektrometerakzeptanz und ermöglicht genaue Untersuchungen von Differenzmessungen kleiner Wirkungsquerschnitte.

Das abschließende Kapitel 7 zeigt mittels einer Auswahl von Simulationsergebnissen das Potenzial der neuen Simulationssoftware für das COMPASS-II-Experiment. Die Möglichkeiten von TGEANT sind damit längst nicht erschöpft. Insbesondere wird TGEANT künftig sehr hilfreich sein, z. B. bei der Analyse der Messungen der tief-virtuellen Compton-Streuung.

2. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen zur Untersuchung der Substruktur des Nukleons. Das Nukleon ist kein Elementarteilchen, sondern besteht aus Quarks, Antiquarks und Gluonen. Von diesen Teilchen erhält es seine physikalischen Eigenschaften, wie beispielsweise Impuls und Spin. Die tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung bildet die Grundlage zur Erforschung dieser Substruktur. Dabei wird ein Target¹ mit Hilfe eines Teilchenbeschleunigers mit hochenergetischen Teilchen beschossen.

Die Substruktur des Nukleons kann im Rahmen des Partonmodells auf universelle Weise durch generalisierte Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben werden. Das Konzept der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen wird in diesem Kapitel motiviert und vorgestellt. Anschließend wird der Prozess der tief-virtuellen Compton-Streuung beschrieben. Daneben wird gezeigt, wie die experimentelle Bestimmung der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen mit diesem Prozess ermöglicht wird.

¹engl.: Streuzentrum

2.1 Spin des Nukleons

Der Spin ist eine quantenmechanische Eigenschaft von Teilchen, ausgedrückt als halbzahliges Vielfaches von \hbar . Das Nukleon trägt den Spin $\hbar/2$. Es ist ein gebundenes System aus Quarks, die ebenfalls einen Spin von $\hbar/2$ haben, und Gluonen mit dem Spin \hbar . Der Gesamtspin S des Nukleons ergibt sich somit aus den Bahndrehimpulsen und Spins der einzelnen Konstituenten [8]:

$$\frac{S}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $\Delta\Sigma$ die Summe der Spins aller Quarks und Antiquarks, ΔG die Summe der Spins aller Gluonen. L_q sowie L_g sind die Beiträge der Bahndrehimpulse. Aus vorhergehenden Experimenten ist bekannt, dass der Spinbruchteil, den die Quarks tragen, etwa $\Delta\Sigma = 0,3$ und der Anteil der Gluonen etwa $|\Delta G| \approx 0,2 - 0,3$ beträgt [9]. Über die Größenordnung der Bahndrehimpulse der Quarks und Gluonen und somit auch der Gesamtdrehimpulse besteht noch Unklarheit.

Mittels der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen (GPDs²) lässt sich der Gesamtdrehimpuls für Quarks oder Gluonen berechnen, wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird. Einen Zugang zu den GPDs erhält man u. a. durch präzise Messungen der tief-virtuellen Compton-Streuung (DVCS³).

2.2 Tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt, der aus der Streuung von Leptonen an Nukleonen ermittelt wird, lassen sich Rückschlüsse über das Wechselwirkungspotenzial ziehen. In der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung (DIS⁴) streut das Lepton l an einem Quark des Nukleons. Dabei wird ein virtuelles Photon γ^* ausgetauscht⁵. Der Viererimpulsübertrag

$$q^2 = (P_l - P_{l'})^2 = 2m_l^2c^2 - 2\left(\frac{E_l E_{l'}}{c^2} - \vec{p}_l \cdot \vec{p}_{l'}\right) = -Q^2 \quad (2.2)$$

des virtuellen Photons muss hierbei sehr groß sein ($Q^2 \gg \hbar^2/R_N^2$), um die Konstituenten des Nukleons aufzulösen. R_N bezeichnet hierbei den Radius des Nukleons. $P_l = (E_l, \vec{p}_l)$ steht für den Viererimpuls des einlaufenden Leptons, $P_{l'} = (E_{l'}, \vec{p}_{l'})$ für den Viererimpuls des auslaufenden Leptons und m_l für die Leptonmasse. Das Nukleon wird dabei entweder in einen angeregten Resonanzzustand versetzt oder das gestreute Quark verlässt das Nukleon und hadronisiert aufgrund des Confinements der starken Wechselwirkung $l + N \rightarrow l' + X$ (Abbildung 2.1).

Wird nur das gestreute Lepton l' nachgewiesen, spricht man von einer „inklusi-ven“ Messung. Von einer „semi-inklusi-ven“ Messung ist die Rede, sofern zusätzlich

²Generalized Parton Distributions

³Deeply Virtual Compton Scattering

⁴Deep Inelastic Scattering

⁵Der Austausch eines Z^0 -Bosons ist im relevanten Energiebereich des COMPASS-II-Experiments vernachlässigbar und wird im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

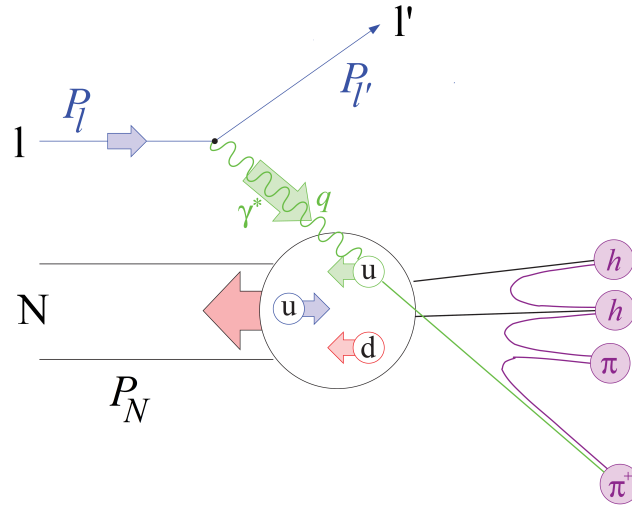


Abbildung 2.1: Tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung [10].

mindestens ein Hadron nachgewiesen wird. Bei einer „exklusiven“ Messung werden alle Teilchen im Endzustand nachgewiesen.

Die invariante Masse W des hadronischen Endzustands berechnet sich aus den Viererimpulsen des einlaufenden Nukleons P_N und des virtuellen Photons q

$$W^2 c^2 = (P_N + q)^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (2.3)$$

wobei $\nu = \frac{P_N \cdot q}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$ der Energieverlust des gestreuten Leptons im Laborsystem ist und M die Masse des Nukleons. Daraus, sowie aus der Tatsache, dass $W \geq M$ gilt, lässt sich die Relation

$$2M\nu - Q^2 \geq 0 \quad (2.4)$$

ableiten. Das Gleichheitszeichen gilt nur für den Fall der elastischen Streuung. Eine wichtige lorentzinvariante Größe zur Beschreibung von tief-inelastischen Streuexperimenten ist die Bjorken'sche Skalenvariable:

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2P_N \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (2.5)$$

Aus Gleichung (2.4) folgt $0 < x_{Bj} < 1$ für inelastische Prozesse.

Der DIS-Prozess kann in einen „harten“ leptonischen sowie einen „weichen“ hadronischen Teil getrennt werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich daraus

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

wobei $L_{\mu\nu}$ für den leptonischen Tensor steht, der die Streuung des virtuellen Photons am Quark beschreibt und $W^{\mu\nu}$ für den hadronischen Tensor, der die innere Struktur des Nukleons beschreibt [11, 12]. Die Energien des ein- bzw. auslaufenden Leptons sind mit E und E' gegeben. α_{em} ist die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und Ω der Raumwinkel, unter dem das gestreute Lepton detektiert wird.

Während der leptonische Tensor in perturbativer Quantenelektrodynamik (QED) berechenbar ist, kann der hadronische Tensor nur durch die Strukturfunktionen F_1 , F_2 , g_1 und g_2 parametrisiert werden [13]. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich separieren in einen spinunabhängigen, symmetrischen Teil (S) und einen spinabhängigen, antisymmetrischen Teil (A):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{E'}{E} \left[L_{\mu\nu}^{(S)}(x_{Bj}) W^{\mu\nu(S)}(x_{Bj}) - L_{\mu\nu}^{(A)}(x_{Bj}, \vec{s}) W^{\mu\nu(A)}(x_{Bj}, \vec{S}) \right]. \quad (2.7)$$

Hierbei ist \vec{s} der Spin des Leptons und \vec{S} der Spin des Nukleons. Der symmetrische Teil lässt sich durch die beiden Strukturfunktionen $F_1(x_{Bj})$ und $F_2(x_{Bj})$ ausdrücken, während $g_1(x_{Bj})$ und $g_2(x_{Bj})$ den antisymmetrischen Teil beschreiben.

2.3 Partonmodell

Betrachtet man das Nukleon in einem schnell bewegten Bezugssystem, so können die Transversalimpulse und Ruhemassen der Konstituenten vernachlässigt werden. Die innere Struktur ist somit in erster Näherung nur durch die longitudinalen Impulse gegeben. Wenn man das Nukleon in frei bewegliche Partonen zerlegt, die während der Zeitdauer der Wechselwirkung mit dem Lepton nicht untereinander wechselwirken, so kann die Wechselwirkung des Leptons mit einem Parton als elastische Streuung angesehen werden [14]. Im Bjorken-Limit

$$Q^2, \nu \rightarrow \infty \quad (2.8)$$

ist diese Situation näherungsweise gegeben und es folgt eine anschauliche Deutung der Bjorken'schen Skalenvariablen x_{Bj} als Viererimpulsbruchteil des Nukleons, der von einem Parton getragen wird. Diese Interpretation ist jedoch nur in dem oben beschriebenen Bezugssystem unter Vernachlässigung der Transversalimpulse gültig.

Unpolarisierte Parton-Verteilungsfunktionen

Die Strukturfunktion F_1 rührt von der magnetischen Wechselwirkung her, F_2 von der elektrischen. Es lässt sich zeigen, dass für Dirac-Teilchen mit Spin $\hbar/2$ der Zusammenhang

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

gilt, den man Callan-Gross-Beziehung nennt [15].

Nukleonen sind aus verschiedenen Quarktypen f mit der elektrischen Ladung $z_f \cdot e$ aufgebaut. Seine Quantenzahlen erhält das Nukleon von den Valenzquarks, jedoch können aus Gluonen, den Austauschpartonen der starken Wechselwirkung, weitere Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden, die ebenfalls Ladung und Impuls tragen.

Im Folgenden wird daher die Verteilungsfunktion der Quark-Impulse als $q_f(x_{Bj})$ bezeichnet, die der Anti-Quarks als $\bar{q}_f(x_{Bj})$. Somit gibt $q_f(x_{Bj}) dx_{Bj}$ die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark des Typs f mit dem Impulsbruchteil im Intervall $[x_{Bj}, x_{Bj} + dx_{Bj}]$ zu finden. Da der Wirkungsquerschnitt für die elektromagnetische Streuung an einem Quark proportional zum Quadrat seiner Ladung ist, kann

die Strukturfunktion F_2 als Summe der mit x_{Bj} und z_f^2 gewichteten Impulsverteilungen geschrieben werden:

$$F_2(x_{Bj}) = x_{Bj} \cdot \sum_f z_f^2 (q_f(x_{Bj}) + \bar{q}_f(x_{Bj})). \quad (2.10)$$

Aus Gleichung (2.9) folgt somit:

$$F_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \cdot \sum_f z_f^2 (q_f(x_{Bj}) + \bar{q}_f(x_{Bj})). \quad (2.11)$$

Polarisierte Parton-Verteilungsfunktionen

Die Helizitätsverteilung der Quarks kann durch die polarisierte Parton-Verteilungsfunktion $\Delta q_f(x_{Bj})$ beschrieben werden. Analog zur Einführung der Verteilungsfunktionen für die Quark-Impulse bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit dem Impulsbruchteil x_{Bj} und einer Helizität parallel zum Spin des Nukleons zu finden, mit $q_f^{\vec{\uparrow}}(x_{Bj})$. Die Wahrscheinlichkeit ein Quark mit entgegengesetzter Helizität zu finden, wird mit $q_f^{\vec{\downarrow}}(x_{Bj})$ dargestellt. Die Helizitätsverteilung der Quarks ist damit definiert als:

$$\Delta q_f(x_{Bj}) = q_f^{\vec{\uparrow}}(x_{Bj}) - q_f^{\vec{\downarrow}}(x_{Bj}). \quad (2.12)$$

In diesem Zusammenhang können auch die unpolarisierten Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs⁶) vergleichbar beschrieben werden:

$$q_f(x_{Bj}) = q_f^{\vec{\uparrow}}(x_{Bj}) + q_f^{\vec{\downarrow}}(x_{Bj}). \quad (2.13)$$

Aus der Summation über alle Quark- und Antiquarktypen erhält man die bereits in Gleichung (2.1) enthaltene Spinsumme über alle Quarks und Antiquarks:

$$\Delta\Sigma = \sum_f \Delta q_f(x_{Bj}). \quad (2.14)$$

Wie bereits die Strukturfunktionen F_1 und F_2 in Gleichung (2.10) und (2.11), lässt sich auch die spinabhängige Strukturfunktion g_1 durch die polarisierten PDFs ausdrücken:

$$g_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_f z_f^2 \Delta q_f(x_{Bj}). \quad (2.15)$$

Für die spinabhängige Strukturfunktion g_2 existiert im Partonmodell kein Ausdruck, der durch PDFs beschrieben werden kann.

2.4 Generalisierte Partonverteilungen

Die meiste Erkenntnis über die innere Struktur der Partonen wurde in den letzten Jahrzehnten durch die inklusive und semi-inklusive Streuung von hochenergetischen Leptonen an Nukleonen $l + N \rightarrow l' + X$ gewonnen. In dieser Reaktion wird jedoch

⁶Parton Distribution Functions

genau das Nukleon zerstört, welches man untersuchen möchte. Die PDFs können zwar aus den Informationen der inklusiven Streuung gewonnen werden, gleichwohl beschreiben sie nur Verteilungen einzelner Partonen. Sie hängen daher nur vom longitudinalen Impulsbruchteil x_{Bj} ab und können somit nur ein eindimensionales Bild des Nukleons geben.

Um Einsichten in die dreidimensionale Struktur des Nukleons zu erhalten und um damit Erkenntnisse über die Auswirkungen des Nukleon als Ganzes zu gewinnen, müssen die Korrelationen der Partonen untereinander gemessen werden. Dies ist nur möglich, wenn das Nukleon vor und nach der Reaktion intakt bleibt, wie es z. B. bei DVCS (siehe Abschnitt 2.5) der Fall ist.

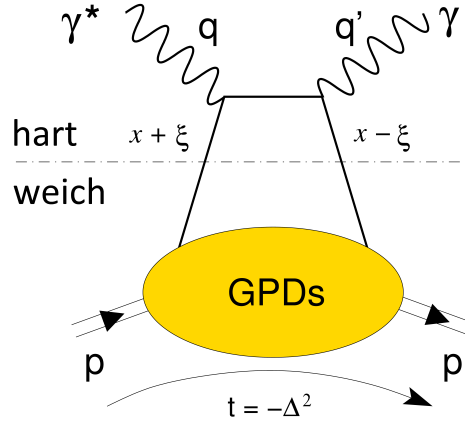


Abbildung 2.2: Diagramm der tief-virtuellen Compton-Streuung. Der harte leptoni-sche Teil kann durch die perturbative QED beschrieben werden, der weiche hadro-nische Teil durch GPDs. Der Viererimpulsübertrag auf das gestreute Nukleon wird mit t bezeichnet [16].

Der Prozess kann analog der Beschreibung der DIS in einen harten und weichen Subprozess aufgeteilt werden (Abbildung 2.2) [19]. Während der „hart-streuende“ Anteil in perturbativer Quantenchromodynamik (QCD) exakt berechenbar ist, kann der weiche Anteil nur über die Einführung von vier generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen H , \tilde{H} , E und \tilde{E} beschrieben werden. Diese GPDs sind abhängig von drei kinematischen Variablen, x , ξ und t . Hierbei ist x der mittlere longitudinale Impulsbruchteil des Quarks in der Quarkschleife und ξ der longitudinale Impulsbruchteil des Impulsübertrags Δ . ξ steht in Relation zu x_{Bj} [20]:

$$\xi = x_{Bj} \frac{1 + \frac{\Delta^2}{2Q^2}}{2 - x_{Bj} + x_{Bj} \frac{\Delta^2}{Q^2}}. \quad (2.16)$$

Die Mandelstam-Variable t entspricht dem Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen ein- und auslaufendem Nukleon. Durch eine Abhängigkeit der GPDs von t wird ein möglicher transversaler Impulsübertrag berücksichtigt:

$$t = (P - P') = -\Delta^2. \quad (2.17)$$

Eine vollständige Vermessung der Streuamplituden über alle Variablen durch Experimente würde somit ein vollständiges, dreidimensionales Bild des Nukleons liefern.

Die Streuamplituden sind von den vier oben genannten GPDs abhängig. H und E haben Vektorcharakter, sind also unabhängig von der Quark-Helizität, während \tilde{H} und \tilde{E} Pseudovektoren sind. H und \tilde{H} erhalten die Helizität des Nukleons, wohingegen E und \tilde{E} eine Helizitätsumkehr des Nukleons erlauben (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: *Tabellarische Übersicht über die Eigenschaften der vier generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen H , \tilde{H} , E und \tilde{E} .*

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

2.4.1 Grenzfälle der GPDs

Stoßparameterabhängige Interpretation der GPDs

Die in Gleichung (2.16) eingeführte sogenannte „Skewness⁷“-Variable ξ hat im Bjorken-Limit eine anschauliche Interpretation als charakteristische Richtung des Impulsübertrags relativ zur Richtung des Impulses im „infinite momentum frame“, dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Bezugssystem. Für den Grenzfall $\xi = 0$ stehen beide Impulse senkrecht aufeinander, andernfalls hat der Impulsübertrag Anteile mit der selben Impulsrichtung des virtuellen Photons. In diesem Grenzfall trägt das Quark in der Quarkschleife den gleichen longitudinalen Impulsbruchteil x im Anfangs- wie im Endzustand. Der Impulsübertrag zwischen ein- und auslaufendem Nukleon ist somit rein transversal:

$$t = -\Delta^2 = -\Delta_{\perp}^2. \quad (2.18)$$

Es lässt sich zeigen, dass die Fouriertransformierte von $H^f(x, 0, -\Delta_{\perp}^2)$ eine räumliche Verteilung der Partonen mit longitudinalem Impulsbruchteil x als Funktion des transversalen Stoßparameters \vec{b}_{\perp} wiedergibt [22]:

$$q^f(x, \vec{b}_{\perp}) = \int \frac{d^2\Delta_{\perp}^2}{(2\pi)^2} e^{-i\Delta_{\perp} \cdot \vec{b}_{\perp}} H^f(x, 0, -\Delta_{\perp}^2). \quad (2.19)$$

Für einen festen Wert von x bildet diese Funktion in Abhängigkeit vom Stoßparameter \vec{b}_{\perp} die Ortsverteilung der Partonen mit dem longitudinalen Impulsbruchteil x ab. Der Stoßparameter bezieht sich dabei auf den Impulsschwerpunkt des Nukleons. Für unterschiedliche Werte x erhält man so einen Satz tomographischer Bilder, aus denen sich eine Art dreidimensionales Bild des Nukleons ergibt, wie Abbildung 2.3 illustriert.

GPDs im Vorwärtslimit

Im Grenzfall des sogenannten Vorwärtslimits,

$$t = 0 \quad \text{und} \quad \xi = 0, \quad (2.20)$$

⁷engl.: Schiefe

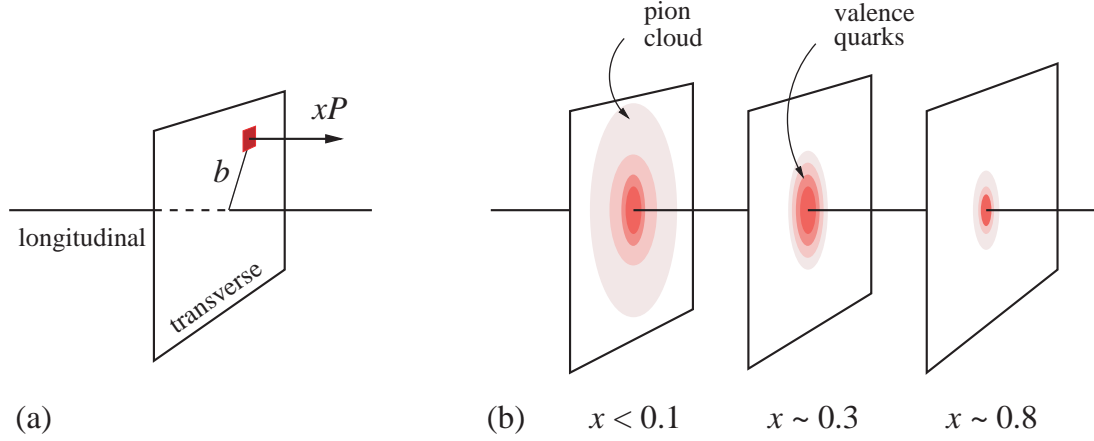


Abbildung 2.3: Tomografie des Nukleons: (a) Die Fouriertransformierte der GPD aus Gleichung (2.19) beschreibt die Partonverteilung für Partonen mit dem longitudinalen Impuls xP im transversalen Abstand b vom Impulsschwerpunkt. (b) Mit mehreren tomografischen Bildern für verschiedene Impulsbruchteile x lässt sich eine Art dreidimensionales Bild des Nukleons erstellen. Für $x < 0,1$ dominieren die See-Quarks und Gluonen die Verteilung, für $x \approx 0,3$ die Valenz-Quarks. Für $x \rightarrow 1$ ist der Impulsschwerpunkt weitestgehend durch das aktive Quark bestimmt [23].

bleibt der Viererimpuls und die Helizität des Nukleons vor und nach der Wechselwirkung unverändert. Die helizitätserhaltenden GPDs H und \tilde{H} reduzieren sich in diesem Fall zu den entsprechenden PDFs [24]:

$$\begin{aligned} H^f(x, 0, 0) &= q_f(x), \\ \tilde{H}^f(x, 0, 0) &= \Delta q_f(x). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Eine Nukleonen-Helizitätsänderung ist nur für einen endlichen Impulsübertrag t möglich. Daher gibt es keine vergleichbare Analogie für die GPDs E und \tilde{E} , die nicht helizitätserhaltend sind.

Bei der Berechnung der ersten Momente der GPDs ergibt sich ein weiterer Zusammenhang zu den elastischen Formfaktoren des Nukleons [7]:

$$\begin{aligned} \sum_f z_f \int_{-1}^{+1} dx H^f(x, \xi, t) &= F_1(t), & \sum_f z_f \int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^f(x, \xi, t) &= G_A(t), \\ \sum_f z_f \int_{-1}^{+1} dx E^f(x, \xi, t) &= F_2(t), & \sum_f z_f \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^f(x, \xi, t) &= G_P(t). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Hierbei ist F_1 der Dirac-, F_2 der Pauli-, G_A der Axial- und G_P der Pseudoskalar-Formfaktor.

2.4.2 Jis Summenregel

Bei der Einführung des Spins in Abschnitt 2.1 wurde gezeigt, dass sich der Spin des Nukleons aus der Summe der Spins aller Partonen sowie deren Bahndrehimpulse

ergibt. Die Frage, wie man Zugang zu den Gesamtdrehimpulsen J^f erhält, blieb dessen ungeachtet, da kein Prozess bekannt war, in welchem die totalen Drehimpulse direkt gemessen werden konnten. 1997 konnten X. Ji zeigen, dass es einen Zusammenhang mit den zweiten Momenten der GPDs und dem Gesamtdrehimpuls der Quarks gibt [7]:

$$J^f = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^1 dx x [H^f(x, \xi, t) + E^f(x, \xi, t)]. \quad (2.23)$$

Durch eine genaue Bestimmung der GPDs für $t \rightarrow 0$ und der Anwendung von Jis Summenregel ist es somit erstmals möglich, die Bahndrehimpulse der Quarks indirekt zu bestimmen.

2.5 Tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS)

Unter DVCS versteht man die Streuung eines Leptons an einem Nukleon, wobei in Folge dieser Wechselwirkung ein reelles Photon erzeugt wird, das vom Nukleon abgestrahlt wird. Das Nukleon bleibt bei diesem Prozess unversehrt (Abbildung 2.4 (a)):

$$l + N \longrightarrow l' + N' + \gamma. \quad (2.24)$$

Das Nukleon wird dann zerstört, wenn die starke Wechselwirkung, die durch die Farbladungen der Quarks und Gluonen hervorgerufen wird, zu groß wird. Dies geschieht – beispielsweise wie bei DIS – indem ein Quark bei der Wechselwirkung aus dem Nukleon gestreut wird.

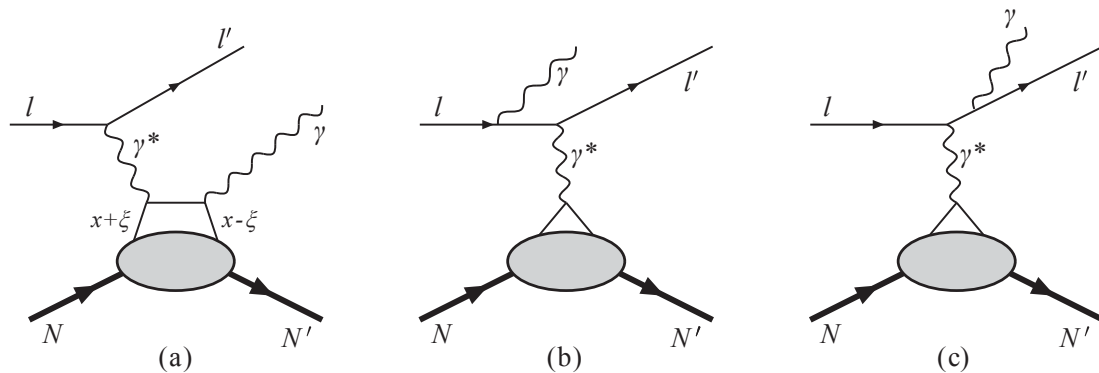


Abbildung 2.4: Prozesse führender Ordnung zur Produktion reeller Photonen in der Lepton-Nukleon-Streuung: (a) DVCS, (b) Bethe-Heitler mit einem emittierten Photon vom Anfangszustand des Leptons und (c) aus dem Endzustand [10].

Im dargestellten Fall (a) absorbiert ein Quark aus dem Nukleon mit longitudinalem Impulsbruchteil $x + \xi$ das virtuelle Photon γ^* mit dem Viererimpulsübertrag $-Q^2$ (Gleichung (2.2)). Nach der Emission eines reellen Photons reduziert sich der longitudinale Impulsbruchteil des Quarks auf $x - \xi$. Die Korrelation des Anfangs- und Endzustands des Quarks kann in Abhängigkeit von t und Q^2 durch die GPDs beschrieben werden.

Es gibt mehrere Prozesse, bei denen das Nukleon während der Wechselwirkung nicht zerstört wird. Der Prozess der DVCS wird bevorzugt, weil er der einfachste Prozess ist, der durch GPDs beschrieben werden kann („Golden Channel“): Mit dem auslaufenden reellen Photon hat DVCS im Endzustand ein einziges elementares punktförmiges Teilchen. Es ist somit einfacher zu beschreiben, als gebundene Systeme. Mit einem auslaufenden Meson (HEMP⁸) beispielsweise müssten weitere ggf. unbekannte Faktoren berücksichtigt und beschrieben werden.

Aus Abbildung 2.4 geht hervor, dass es neben DVCS einen konkurrierenden Prozess gibt, der denselben ununterscheidbaren Anfangs- und Endzustand liefert: den Bethe-Heitler-(BH)-Prozess. Bei diesem Prozess wird ein reelles Photon vom ein- bzw. auslaufenden Lepton emittiert. Dieser Prozess ist wohlverstanden und vollständig in der QED berechenbar. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Leptons an einem unpolarisierten Nukleon unter Emission eines reellen Photons kann daher folgendermaßen dargestellt werden [10]:

$$\frac{d\sigma(lN \rightarrow l'N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto |\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + \underbrace{\tau_{DVCS} \tau_{BH}^* + \tau_{DVCS}^* \tau_{BH}}_I. \quad (2.25)$$

Hierbei gibt ϕ den Winkel an, der aufgespannt wird zwischen der Lepton-Streuebene sowie der Ebene des auslaufenden Nukleons und des reellen Photons. τ entspricht der komplexen Streuamplitude des jeweiligen Prozesses.

Da die beiden Prozesse DVCS und BH beim selben Anfangszustand nicht unterscheidbare Endzustände liefern, führt dies zu einem Interferenzterm I . Über diesen Interferenzterm ist es mit Hilfe des wohlverstandenen BH-Prozesses möglich, Zugang sowohl zum reellen als auch zum imaginären Teil der DVCS-Streuamplitude zu erhalten. Der Propagator-Term für den BH-Prozess ist proportional zu $1/t$, während der Propagator-Term für DVCS proportional zu $1/Q^2$ verläuft [20]. Für kleine x_{Bj} ist der DVCS-Prozess gegenüber BH unterdrückt. Mit ansteigendem x_{Bj} wird erwartet, dass die Amplituden beider Prozesse zunächst in derselben Größenordnung liegen, bis dann der DVCS-Prozess dominiert und den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert (Abbildung 2.5). Welcher Prozess bei gegebenem Q^2 und x_{Bj} dominiert, ist durch die Leptonen-Strahlenenergie festgelegt [26].

Eine Möglichkeit, die GPDs aus dem Interferenzterm zu selektieren, ist die Messung der Strahl-Ladungs-Asymmetrie. Bei einer Vorzeichenänderung der Lepton-Ladung ändert sich auch das Vorzeichen der DVCS-Amplitude, während die BH-Amplitude von der Vorzeichenänderung unbeeinflusst bleibt. Aufgrund der Messung der jeweiligen Wirkungsquerschnitte kann man den Realteil der DVCS-Amplitude aus der Differenz zwischen dem Wirkungsquerschnitt des positiven und negativen Leptons extrahieren, wie folgt:

$$\frac{d\sigma(l^+N \rightarrow l'^+N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(l^-N \rightarrow l'^-N'\gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \tau_{BH} \cdot \text{Re}(\tau_{DVCS}). \quad (2.26)$$

τ_{BH} ist hierbei aus der elastischen Lepton-Nukleon-Streuung gut bekannt.

⁸Hard Exclusive Meson Production

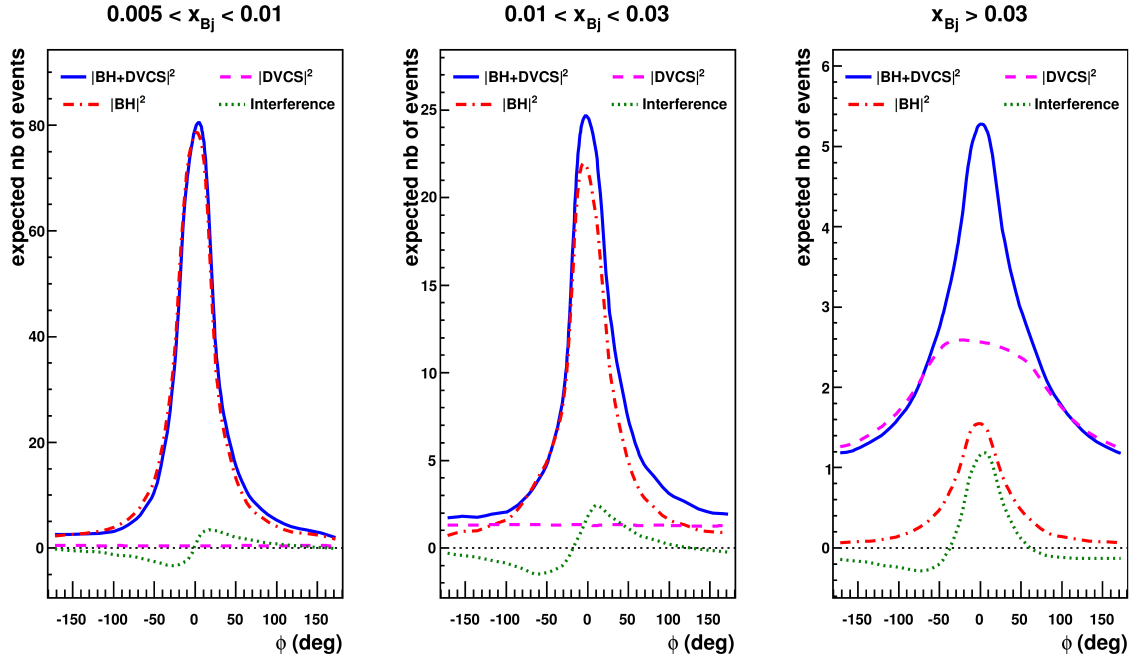


Abbildung 2.5: Für drei unterschiedliche Bereiche von x_{Bj} werden die Wirkungsquerschnitte, für DVCS (gestrichelte Linie), BH (Strichpunktlinie) und der Summe aus DVCS und BH (durchgezogene Linie), vergleichend dargestellt als Funktion des Winkels ϕ . Mit ansteigendem x_{Bj} dominiert der DVCS-Prozess [16].

Streut man hingegen ein longitudinal polarisiertes Lepton an einem unpolarisierten Nukleon, kann man den imaginären Teil der DVCS-Amplitude aus der Differenz der Wirkungsquerschnitte von Leptonen gleicher Ladung und unterschiedlicher Helizität ermitteln:

$$\frac{d\sigma(l^\uparrow N \rightarrow l'^\uparrow N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(l^\downarrow N \rightarrow l'^\downarrow N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Im}(\tau_{DVCS}). \quad (2.27)$$

Aus den Wirkungsquerschnitten können weitere Beziehungen entwickelt werden, indem man sowohl die Ladung als auch die Helizität der Leptonen ändert. Das Nukleon ist hierbei unpolarisiert:

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= \frac{d\sigma(l^{+\downarrow} N \rightarrow l'^{+\downarrow} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} - \frac{d\sigma(l^{-\uparrow} N \rightarrow l'^{-\uparrow} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Re}(F_1 \mathcal{H}) \cos(\phi), \\ \mathcal{S} &= \frac{d\sigma(l^{+\downarrow} N \rightarrow l'^{+\downarrow} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} + \frac{d\sigma(l^{-\uparrow} N \rightarrow l'^{-\uparrow} N' \gamma)}{dx dQ^2 d|t| d\phi} \propto \text{Im}(F_1 \mathcal{H}) \sin(\phi). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Der Compton-Formfaktor \mathcal{H} entspricht einer Faltung der GPD H mit einer Funktion, welche die harte Comptonstreuung des virtuellen Photons am Quark beschreibt. Mittels der Summe \mathcal{S} und der Differenz \mathcal{D} der Wirkungsquerschnitte erhält man Zugang zum Real- und Imaginärteil von \mathcal{H} . Aufgrund der Kenntnis von GPD H lässt sich, wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, eine Tomographie des Nukleons ableiten. Dafür müssen die Wirkungsquerschnitte der unterschiedlichen Reaktionen gemessen werden, die sich in Abhängigkeit vom Winkel ϕ zwischen Lepton-Ebene und Nukleon-Photon-Ebene ergeben.

Das COMPASS-II-Experiment, das im folgenden Kapitel näher beschrieben wird, bietet die Möglichkeit, DVCS über einen großen Bereich von Q^2 , x_{Bj} , ϕ und t zu vermessen. Dieser Bereich war durch andere Experimente bisher nicht zugänglich. Das COMPASS-II-Experiment bietet die Möglichkeit, sowohl mit einem positiven als auch mit einem negativen Myonstrahl zu messen. Aufgrund der Paritätsverletzung im Pionzerfall werden die Myonen natürlich polarisiert. Somit ist das COMPASS-II-Experiment für die Messung der Strahl-Ladungs-Asymmetrie prädestiniert.

3. Das COMPASS-II-Experiment

Das COMPASS-Experiment ist ein „Fixed-Target“-Experiment, welches sich auf dem CERN-Preveessin-Gelände bei Genf befindet. Ziel des Experiments ist die Erforschung der Substruktur von Nukleonen und die Hadronspektroskopie. Hierzu wird ein hochenergetischer Teilchenstrahl aus Myonen bzw. Hadronen an ruhenden Protonen oder Deuteronen gestreut, wobei ein oder mehrere auslaufende Teilchen in Koinzidenz zum einlaufenden Teilchen gemessen werden. Das Experiment kann in drei Abschnitte unterteilt werden: in den Bereich der Strahlführung zur Vermessung der Spuren und Impulse der einlaufenden Teilchen, in die Wechselwirkungszone und in den Bereich des Spektrometers, in welchem die auslaufenden Teilchen nachgewiesen werden. Die erste Spektrometerstufe, das LAS¹, befindet sich strahlabwärts unmittelbar hinter dem Target. Es hat eine Winkelakzeptanz von bis zu 180 mrad. Teilchen, die unter kleinen Winkeln von höchstens 30 mrad auslaufen, können in der zweiten Spektrometerstufe, dem SAS², vermessen werden. In jeder Spektrometerstufe befinden sich ein Dipolmagnet (SM1 bzw. SM2), Detektorsysteme zur Spurrekonstruktion sowie mehrere Detektoren zur Teilchenidentifikation.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Experiments kurz vorgestellt. Eine ausführlichere Beschreibung befindet sich in [27]. Im Hinblick auf die Durchführung von Messungen tief-virtueller Compton-Streuung (siehe Abschnitt 2.5), finden derzeit Erweiterungen des Experiments statt, die in diesem Kapitel beschrieben werden.

¹Large Angle Spectrometer

²Small Angle Spectrometer

3.1 Teilchenstrahl

Das COMPASS-Experiment steht am Ende der M2-Strahlführung des SPS³. Es stehen wahlweise Teilchenstrahlen aus positiven Myonen oder Hadronen zur Verfügung. Negative Myon- sowie Elektronstrahlen sind ebenfalls verfügbar, jedoch mit niedrigeren Intensitäten. Da für den DVCS-Prozess einlaufende Myonen benötigt werden, wird im Folgenden nur auf den Myonstrahl eingegangen.

Im SPS werden Protonen auf Impulse von 400 GeV/c beschleunigt. Diese werden pro Zyklus einmal extrahiert und auf das feststehende Beryllium-Target T6 geleitet. Jeder Zyklus hat derzeit eine Dauer von 48 s. Die Extraktionsdauer, auch „Spill“ genannt, beträgt 9,6 s. Bei diesem Prozess entstehen vorwiegend Pionen mit einem Kaon-Anteil von etwa 3,6 %. Je nach gewünschter Intensität kann die Dicke des Berylliumblocks variiert werden. Die Teilchen werden fokussiert durch einen 600 m langen Tunnel transportiert. Hierbei zerfällt ein Teil über die schwache Wechselwirkung in Myonen und Myon-Neutrinos: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ und $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Nicht zerfallene Hadronen werden von einem Beryllium-Absorber gestoppt, wohingegen der impulsselektierte und fokussierte Myonstrahl durch einen weiteren 250 m langen Tunnel an die Erdoberfläche geleitet wird. Die Myonen werden durch drei 5 m lange Dipolmagnete (B6) in die Horizontale gelenkt und auf das Target fokussiert (Abbildung 3.1). Um einen möglichst großen Myonfluss zu erreichen, wird eine Impulsabweichung von 5 % des Nominalwerts zugelassen. Aus diesem Grund muss der Impuls jedes einzelnen Myons gemessen werden. Dies geschieht durch die BMS⁴, einem System aus vier Hodoskopen (BM01 - BM04) und zwei Ebenen aus szintillierenden Fiberdetektoren (BM05, BM06). Vor und hinter den Umlenkmagneten B6 werden die Spuren der Teilchen vermessen. Über den bekannten Krümmungsradius kann der Impuls bestimmt werden.

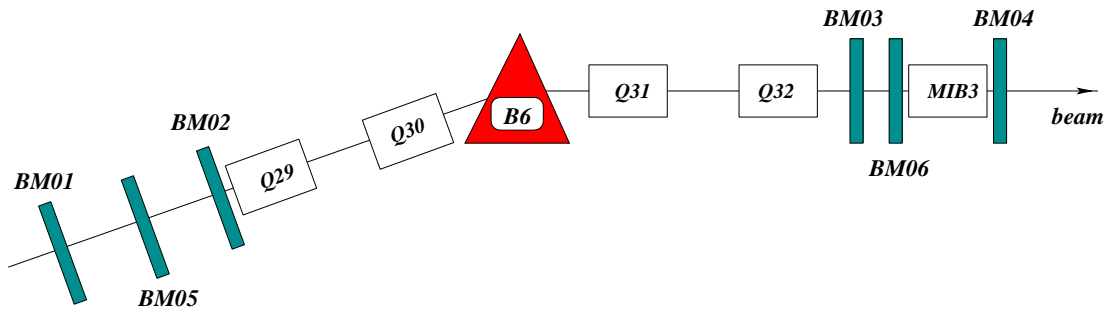


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der BMS zur Impulsmessung der Strahlteilchen [27].

Aufgrund der Paritätsverletzung des Pion- und Kaon-Zerfalls sind die Myonen auf natürliche Weise polarisiert. Der Polarisationsgrad hängt dabei stark von dem Verhältnis zwischen Myon- und Pionimpuls ab. Bei einem Pionimpuls von angenommen 172 GeV/c und einem Myonimpuls von 160 GeV/c erhält man einen Polarisationsgrad von $(-80 \pm 4) \%$. Der maximale Teilchenfluss beträgt $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Spill.

³Super Proton Synchrotron

⁴Beam Momentum Station

3.2 LH_2 -Target

Zur Untersuchung exklusiver Prozesse $\mu p \rightarrow \mu p \gamma$ im Rahmen der GPD-Messungen wird ein Flüssig-Wasserstoff-Target (LH_2) benötigt, das von einem Rückstoß-Proton-Detektor umgeben ist (siehe Abschnitt 3.4.1). Die Luminosität ist abhängig vom Teilchenfluss und der Länge des Targets. Um eine angestrebte Luminosität von $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, wurde aktuell ein 2,5 m langes Target aus flüssigem Wasserstoff entwickelt. Aufgrund der transversalen Ausdehnung des μ^+ - und μ^- -Strahls muss der Radius mindestens 40 mm betragen. Die Wandstärke ist dabei kleinstmöglich zu wählen, um niederenergetische Rückstoß-Protonen nur bis zu einer Energie von circa 260 MeV/c bei einem Ausfallwinkel von 90° zu stoppen. Die Herausforderung besteht darin, das Target mit höchster Genauigkeit auszurichten, um eine maximale Homogenität der Wasserstoffdichte bei minimaler Gasphase über die gesamte Länge des Targets zu erzielen.

3.3 Spurdetektoren

Das COMPASS-Spektrometer besitzt eine Reihe von unterschiedlichen Spurdetektoren zur präzisen Vermessung der Teilchen-Trajektorien, die jeweils für bestimmte Einsatzgebiete optimiert sind. Detektoren, die sich in unmittelbarer Strahlnähe befinden, sind relativ hohen Teilchenraten ausgesetzt und müssen eine sehr hohe Orts- und Zeitauflösung bereitstellen. Deshalb unterscheiden sich die Anforderungen solcher Detektoren von den Anforderungen für Detektoren aus weiter außen liegenden Regionen. Die im Experiment verwendeten Spurdetektoren können in drei Klassen unterteilt werden:

Very small area trackers (VSAT)

Die VSAT-Detektoren decken einen Bereich um die Strahlachse von bis zu 2,5 - 3 cm ab. Aufgrund der sehr hohen Rate von Strahlteilchen von bis zu $10^5 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ benötigen sie eine hohe Ratenstabilität und eine exzellente Zeit- oder Ortsauflösung. Zum Einsatz kommen szintillierende Fiberdetektoren (SciFi), die eine hohe Zeitauflösung von circa 400 ps besitzen, daneben Siliziumstreifendetektoren aufgrund ihrer hohen Ortsauflösung sowie Pixel-GEM⁵-Detektoren.

Small area trackers (SAT)

Zu diesem Bereich zählen alle Spurdetektoren im radialen Abstand von 2,5 - 40 cm von der Strahlachse. Hierzu gehören die Micromegas⁶- und GEM-Detektoren. Neben einer hohen Ratenstabilität von bis zu $10^4 \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ haben diese Detektoren auch eine gute Ortsauflösung mit Werten besser als 100 μm .

Large area trackers (LAT)

In den äußeren Bereichen können die großflächigen Driftkammern (DCs⁷), Straw⁸-Detektoren und Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs⁹) eingesetzt werden.

⁵Gas Electron Multiplier

⁶Micromesh Gaseous Structure

⁷Drift Chambers

⁸engl.: Stroh. Eine Anspielung auf die Ähnlichkeit der Kaptonröhrchen mit Strohhalmen.

⁹Multiwire Proportional Chambers

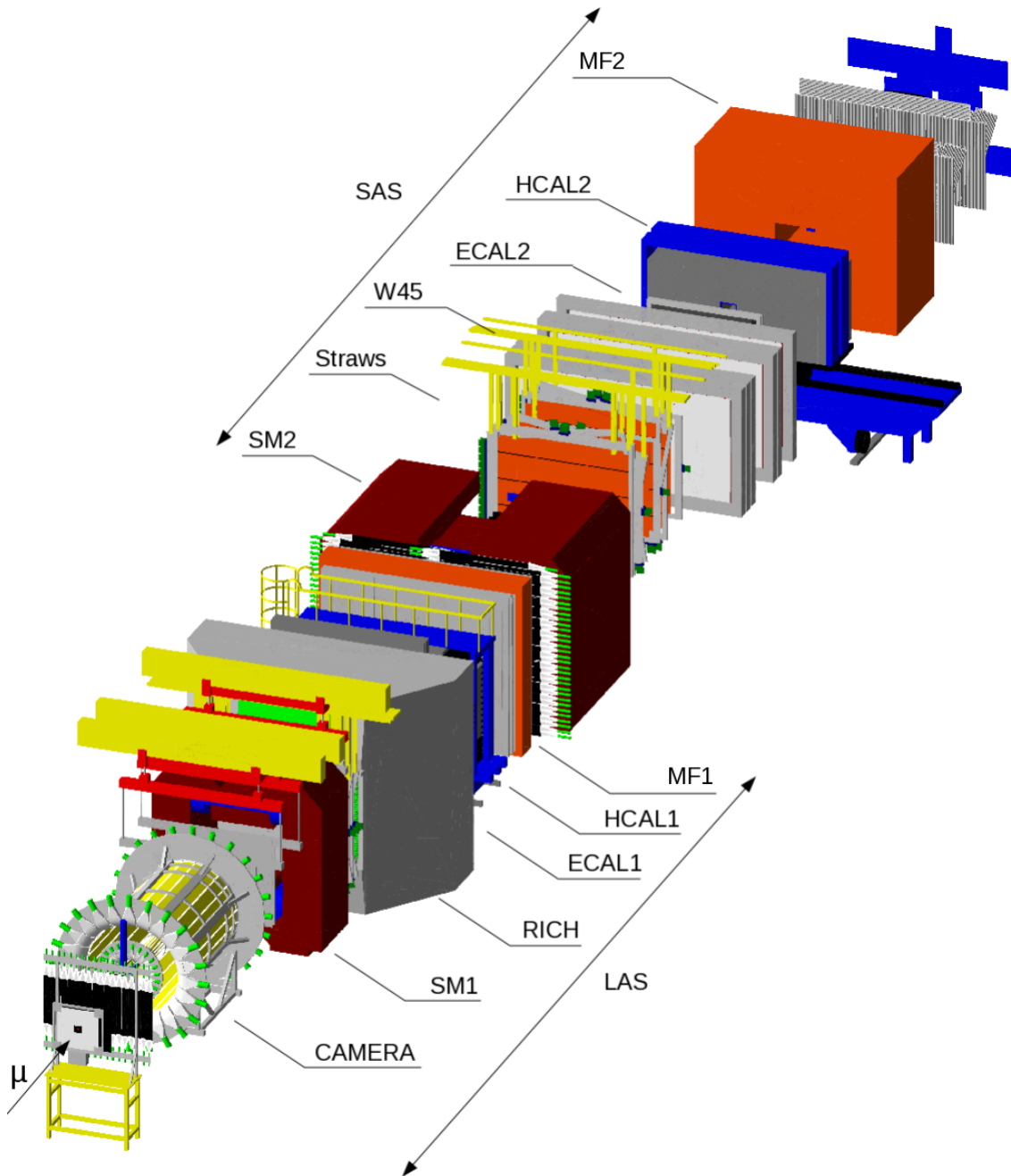


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des 60 m langen COMPASS-Spektrometers. Dieses Bild stammt aus der grafischen Ausgabe der Simulationssoftware TGEANT (siehe Kapitel 5).

3.4 Teilchenidentifikation

3.4.1 CAMERA-Detektor

Für eine exklusive Messung von DVCS Prozessen ist es wichtig, die zurückgestoßenen Protonen eindeutig nachzuweisen. Im Rahmen der COMPASS-II-Erweiterung kommt hierfür ein neu entwickelter Rückstoß-Proton-Detektor zum Einsatz. Dieser neue Rückstoß-Proton-Detektor wird CAMERA¹⁰-Detektor genannt. Das Detektorprinzip eines RPD basiert hierbei auf Szintillatorstreifen, die zwei konzentrische Kreise um das Target bilden. Mit diesem Design ist es möglich, sowohl die Flugzeit zwischen den beiden Ringen als auch den Energieverlust zu messen. Dafür muss der innere Ring aus wesentlich dünnerem Szintillatormaterial bestehen als der äußere Ring.

Der CAMERA-Detektor besteht pro Ring aus 24 BC408-Szintillatorstreifen. Diese werden jeweils an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen. Die Szintillatoren des inneren Rings haben eine Dimension von $275 \times 6,5 \times 0,4 \text{ cm}^3$ und befinden sich im radialen Abstand von 25 cm zur Targetmitte (Ring A). Der äußere Ring besteht aus $360 \times 30 \times 5 \text{ cm}^3$ großen, trapezförmigen Szintillatoren mit einem Radius von 110 cm (Ring B). Jeder Szintillatorstreifen deckt somit einen Raumwinkel von 15° ab. Um die Winkelauflösung zu verdoppeln, werden die beiden Ringe um $7,5^\circ$ relativ zueinander rotiert.

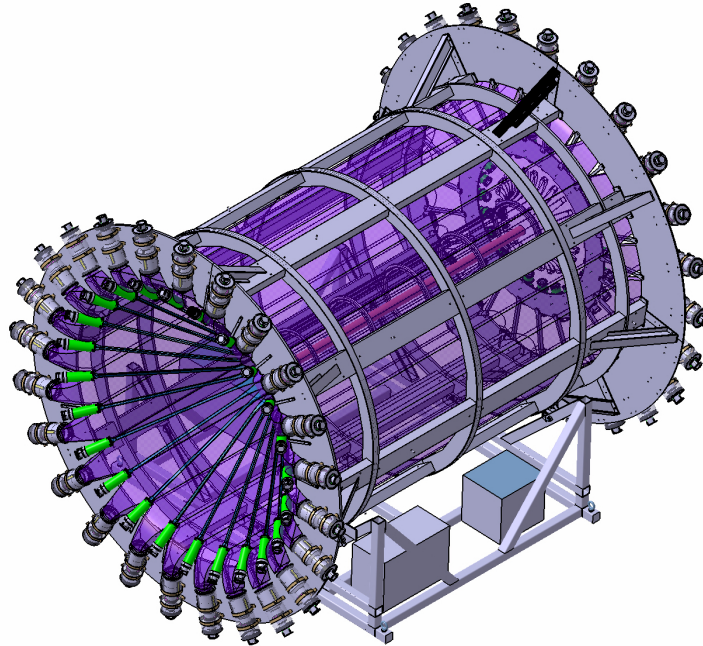


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung des CAMERA-Detektors [28].

3.4.2 RICH-1-Detektor

Die Teilchenidentifikation von Hadronen erfolgt im LAS mit einem großen, ringabbildenden Cherenkov-Detektor (RICH-1¹¹). Ist die Geschwindigkeit βc geladener

¹⁰COMPASS Apparatus for Measurements of Exclusive ReActions

¹¹Ring Imaging Cherenkov

Teilchen größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n im durchquerten Medium mit Brechungsindex n , so wird Cherenkov-Strahlung unter einem bestimmten Winkel $\theta_C = 1/\beta n$ relativ zur Flugrichtung emittiert. Aus dem gemessenen Winkel ergibt sich somit direkt die Teilchengeschwindigkeit. In Verbindung mit einer Impulsmessung kann die Teilchenmasse berechnet werden. Somit ist die Teilchenidentifikation erfolgt. Gefüllt mit dem Radiatorgas C_4F_{10} , welches einen Brechungsindex von $n = 1,0015$ hat, können mit dem RICH-1-Detektor Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 2,5 bis 50 GeV/c unterschieden und identifiziert werden [30].

Die emittierten Cherenkov-Photonen werden von zwei sphärischen Spiegeln reflektiert und auf einen Ring fokussiert (Abbildung 3.4). Dort werden die Photonen im inneren Bereich mit Hilfe von Mehrkanal-Photomultipliern und im äußeren Bereich mit Vieldrahtproportionalkammern mit CsI-Photokathoden nachgewiesen.

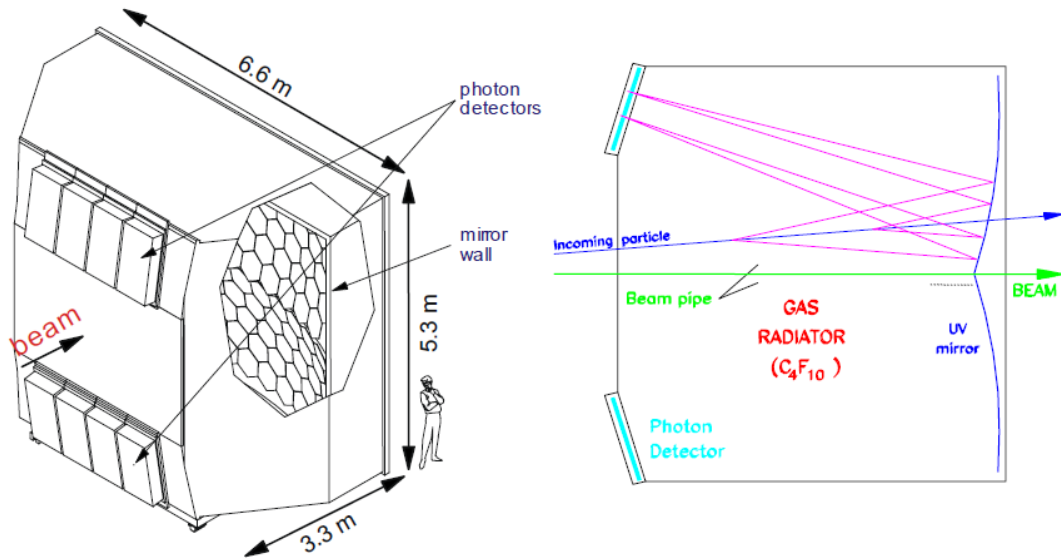


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des RICH-1-Detektors (links). Das rechte Bild zeigt das Prinzip der Detektion der Cherenkov-Photonen [31].

3.4.3 Myon-Identifikation

Die Identifikation von Myonen erfolgt in den „Muon Wall“ (MW)-Detektorsystemen. Am Ende jeder Spektrometerstufe befindet sich eine MW, bestehend aus mehreren Spurdetektoren und einem großen Absorber. Diese Myonfilter (MF1 und MF2) absorbieren alle Teilchen, außer den gering wechselwirkenden Myonen. Der Myonnachweis erfolgt, sofern eine Teilchenspur sowohl vor als auch hinter dem Absorber rekonstruiert werden kann.

MW1 ist am Ende des LAS direkt vor dem zweiten Dipolmagneten SM2 positioniert. Sie besteht aus einem 60 cm dicken Eisenabsorber mit jeweils einer Detektorstation vor und hinter dem Absorber. Jede Station hat vier Driftkammerebenen, die abwechselnd horizontal und vertikal ausgerichtet sind. In der Mitte des Absorbers befindet sich ein Loch, damit schwach abgelenkte Teilchen im SAS nachgewiesen werden können. MW2 befindet sich am Ende der zweiten Spektrometerstufe und

besteht aus einem 2,4 m dicken Betonabsorber, dem mehrere Spurdetektoren aus Driftröhren und MWPCs folgen.

3.4.4 Kalorimeter

Zur Bestimmung der Teilchenenergie befinden sich in beiden Spektrometerstufen elektromagnetische (ECAL1 und ECAL2) und hadronische (HCAL1 und HCAL2) Kalorimeter. ECAL1 und ECAL2 befinden sich jeweils vor den beiden hadronischen Kalorimetern. Um im Rahmen der DVCS-Messungen eine gute Winkelabdeckung für das auslaufende Photon zu erreichen, kommt zwischen Target bzw. CAMERA-Detektor und SM1 ein drittes elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL0) zum Einsatz. Dieses wurde im Rahmen der COMPASS-II-Erweiterung neu entwickelt.

Die Kalorimeter sind jeweils aus vielen einzelnen Modulen aufgebaut. Bei den elektromagnetischen Kalorimetern bestehen diese Module größtenteils aus Bleiglas. Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen oder Elektronen mit dem Bleiglas führt über Elektron-Positron-Paarbildung und Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen zu einer Kaskade. Die Elektronen und Positronen dieses Schauers emittieren Cherenkov-Photonen, die am Ende des Moduls über einen Photomultiplier nachgewiesen werden. Die Intensität der Cherenkov-Strahlung ist proportional zum Energieverlust des Teilchens. Bei einer Dicke von 16 Strahlungslängen entspricht dies mehr als 99 % der Teilchenenergie. Im näheren Bereich um die Strahlachse werden die strahlungsfesten Shashlik-Module eingesetzt. Dabei handelt es sich um sogenannte Sampling-Kalorimeter, die aus abwechselnden Schichten von Blei und Plastiksintillatoren aufgebaut sind.

Die hadronischen Kalorimetermodule sind ebenfalls Sampling-Kalorimeter, die aus abwechselnden Schichten von Eisen und Plastiksintillatoren aufgebaut sind. Trifft ein stark wechselwirkendes Teilchen auf ein Kalorimetermodul, entsteht ein hadronischer Schauer. In inelastischen Stößen mit dem Absorbermaterial werden dabei weitere Hadronen erzeugt. Die maßgebende Skala für die räumliche Reichweite ist die nukleare Absorptionslänge. Im Vergleich zu den Strahlungslängen für elektromagnetische Schauer ist die nukleare Absorptionslänge wesentlich größer. Daher müssen die Module für die hadronischen Kalorimeter wesentlich massiver gebaut sein. Die Energiemessung der einfallenden Hadronen erfolgt durch den Nachweis der hadronischen Schauer in den Szintillatorschichten.

3.5 Triggersystem

Beim COMPASS-Experiment müssen enorme Datenraten verarbeitet werden, da aus der hohen Luminosität große Ereignisraten resultieren. Eine kontinuierliche Detektorauslese und Abspeicherung der dabei entstehenden Daten ist nicht realisierbar. Infolgedessen kommt ein Triggersystem zum Einsatz. Ziel ist es, physikalisch interessante Ereignisse zu erkennen und für diese den Auslesevorgang zu aktivieren. Die Dauer bis zur Triggerentscheidung muss hierbei kleiner als etwa $1,8 \mu\text{s}$ sein, da die Ausleseelektronik die Detektordaten nur begrenzt zwischenspeichern kann. Das Triggersystem liefert ebenfalls einen Referenzzeitpunkt für die gemessenen Zeiten in den einzelnen Detektoren.

Das Triggersystem basiert auf den schnellen Signalen von Hodoskopen, den Energiemessungen aus den Kalorimetern sowie einem Vetosystem. Verschiedene Elemente werden so kombiniert, dass, in Abhängigkeit vom einfallenden Strahl (Myonen oder Hadronen) und der Kinematik der Reaktionen, eine Triggerentscheidung gefällt werden kann.

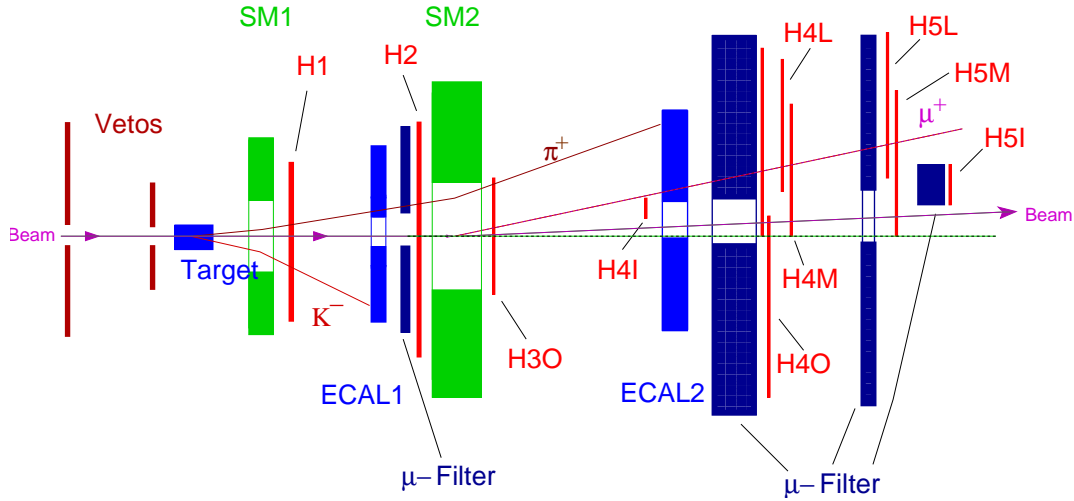


Abbildung 3.5: Schematische Anordnung der relevanten Triggerkomponenten [16].

3.5.1 Hodoskop-Trigger

Das COMPASS-Experiment ist für einen maximal großen Bereich des Impulsübertrags Q^2 konzipiert. Um aus der Spur der gestreuten Myonen eine Triggerentscheidung fällen zu können, werden vier Gruppen verwendet, die jeweils aus zwei Hodoskopen bestehen. Die Anordnung der verwendeten Komponenten zeigt Abbildung 3.5.

Triggerentscheidungen von Ereignissen mit großen $Q^2 > 0,5 (\text{GeV}/c)^2$ werden überwiegend durch den Nachweis der gestreuten Myonen ausgelöst. Dies geschieht hauptsächlich durch die „Outer Trigger“ (H3O, H4O), zwei Hodoskope mit horizontalen Szintillatorstreifen, welche die vertikale Position der Myonen messen. Daraus lässt sich der Streuwinkel in der Ebene senkrecht zur Ablenkungsrichtung der Dipolmagneten bestimmen. Somit kann die Spur direkt auf die Targetposition extrapoliert werden.

Bei kleinen Q^2 werden die Myonen nur wenig abgelenkt. Das oben beschriebene Verfahren kann dafür nicht mehr angewendet werden. Diese Ereignisse werden mittels zweier vertikaler Hodoskope ausgewählt, die den relativen Energieverlust messen, indem die Ablenkung der Spur in den Magneten bestimmt wird. Bei diesen kleinen Winkeln gibt es verschiedene Untergrundereignisse. Das Triggersystem fordert daher zusätzlich noch einen minimalen Energieverlust in den hadronischen Kalorimetern. Dieses Prinzip wird in Abbildung 3.6 veranschaulicht.

3.5.2 Veto-Trigger

Der Myonstrahl hat eine relativ große transversale Ausdehnung. Viele Myonen treffen deshalb nicht das Target, jedoch die Trigger-Hodoskope. Diese Ereignisse sind

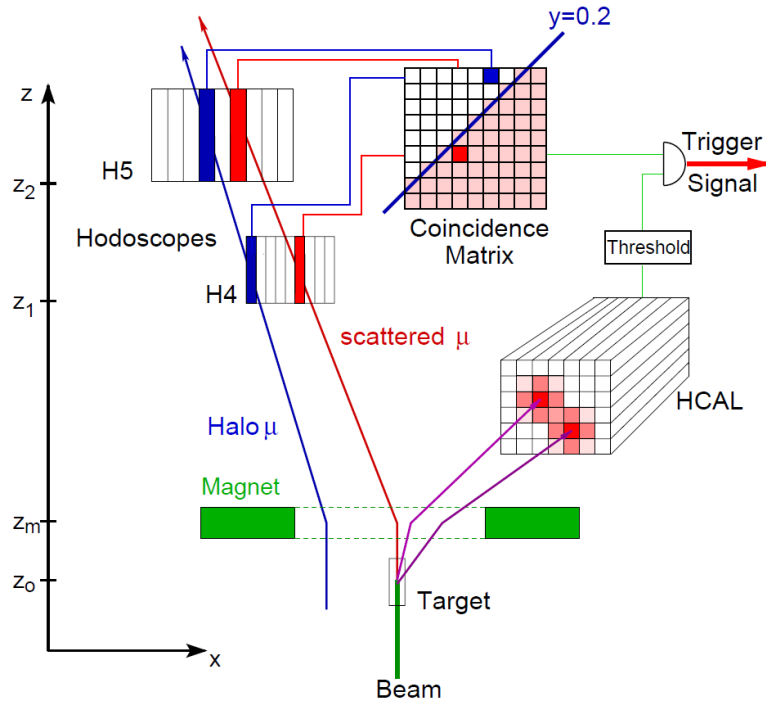


Abbildung 3.6: Prinzip der Triggerlogik für kleine Q^2 mittels Messung des Energieverlusts. Das gestreute Myon fliegt durch die vertikalen Szintillatorstreifen beider Hodoskope. Der gemessene Energieverlust liegt in der erlaubten Zone der Koinzidenzmatrix, während ein Halo-Myon (blauer Pfeil) den Trigger nicht aktiviert. Zusätzlich kann ein minimaler Energieverlust im HCAL gefordert werden [32].

unerwünscht und müssen daher durch ein Vetosystem ausgeschlossen werden. Das Vetosystem besteht aus drei Szintillationszählern, die vor dem Target positioniert sind (Abbildung 3.5). Halo-Myonen werden von den Veto-Triggern ausselektiert. Die Strahlteilchen dagegen fliegen durch zentrale Löcher in den Veto-Detektorebenen ungestört in Richtung Target. Um auch divergierende Myonen auszuschließen, deren Impuls nicht parallel zur Strahlachse verläuft, kommen mehrere Detektoren zum Einsatz.

3.5.3 Proton-Trigger

Wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, kommt für die DVCS-Messungen der CAMERA-Detektor zum Einsatz, um neben der Flugzeit zwischen Ring A und Ring B auch den jeweiligen Energieverlust der Rückstoß-Protonen zu messen. Der Detektor ist in der Lage, in bestimmten kinematischen Regionen Protonen von den Untergrundereignissen, wie z. B. Deltaelektronen oder Pionen, zu unterscheiden. Ein Proton-Trigger lässt sich somit aus unterschiedlichen Bedingungen erzeugen. Damit eine Triggerentscheidung gefällt werden kann, müssen alle Detektorinformationen verfügbar sein. Die 96 Auslesekanäle des CAMERA-Detektors werden deshalb mit Hilfe von 12 GANDALF¹²-Modulen ausgelesen. Über ein TIGER¹³-Modul wird der Trigger generiert. Mehrere Trigger-Bedingungen sind denkbar:

¹²Generic Advanced Numerical Device for Analog and Logic Functions [33]

¹³Trigger Implementation for GANDALF Electronic Readout

Geometrische Betrachtungen, wie in Abbildung 3.7, zeigen, dass sich eine Teilchenspur aus dem Target rekonstruieren lässt, sofern das Szintillatorsegment aus Ring A und eines der beiden korrelierten Segmente aus Ring B einen Treffer aufweisen. Somit sind pro Segment sechs Auslesekanäle in der Triggerlogik involviert.

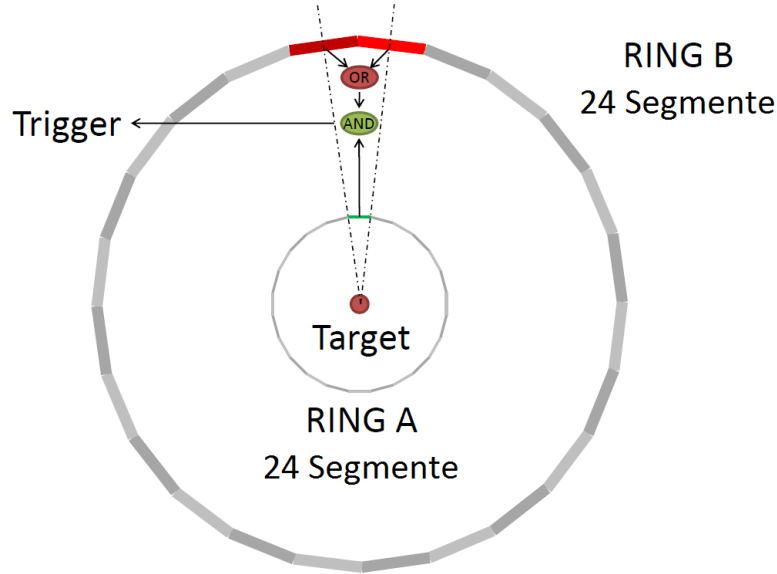


Abbildung 3.7: Prinzip des Proton-Triggers für ein Teilchen, das vom Target durch Ring A und Ring B fliegt [33].

Mit Hilfe von Simulationen, wie der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und in Abschnitt 5 vorgestellten Monte-Carlo-Simulation TGEANT für das COMPASS-II-Experiment, lässt sich zeigen: Der Energieverlust für geladene Teilchen in Ring A und Ring B weist signifikante Korrelationen auf. Abbildung 3.8 (oben) zeigt den Vergleich des Energieverlusts von Protonen und Pionen in Ring A, aufgetragen gegen den Energieverlust in Ring B. Der Energiebereich der Teilchen deckt dabei einen Bereich von wenigen MeV bis zu einem GeV ab, der Winkel in Bezug zur Strahlachse variiert zwischen 50° und 90° . Um die Protonensignale in bestimmten Bereichen zu selektieren, lassen sich aus diesen Relationen Bedingungen an den Energieverlust in beiden Ringen stellen. Aus den gleichen Daten lässt sich der Energieverlust in Ring B gegen die gemessene Geschwindigkeit β der Teilchen auftragen (Abbildung 3.8 (unten)).

3.6 Auslese und Datennahme

Das Datennahmesystem (DAQ¹⁴) bei COMPASS muss über 250.000 Detektor-kanäle – bei hohen Triggerraten von bis zu 100 kHz – auslesen und verarbeiten. Dafür werden die Detektorsignale in unmittelbarer Detektornähe über TDC¹⁵ oder ADC¹⁶ auf Frontend-Karten oder direkt auf den Auslesemodulen, wie dem GANDALF-

¹⁴Data Acquisition System

¹⁵Time to Digital Converter

¹⁶Analog to Digital Converter

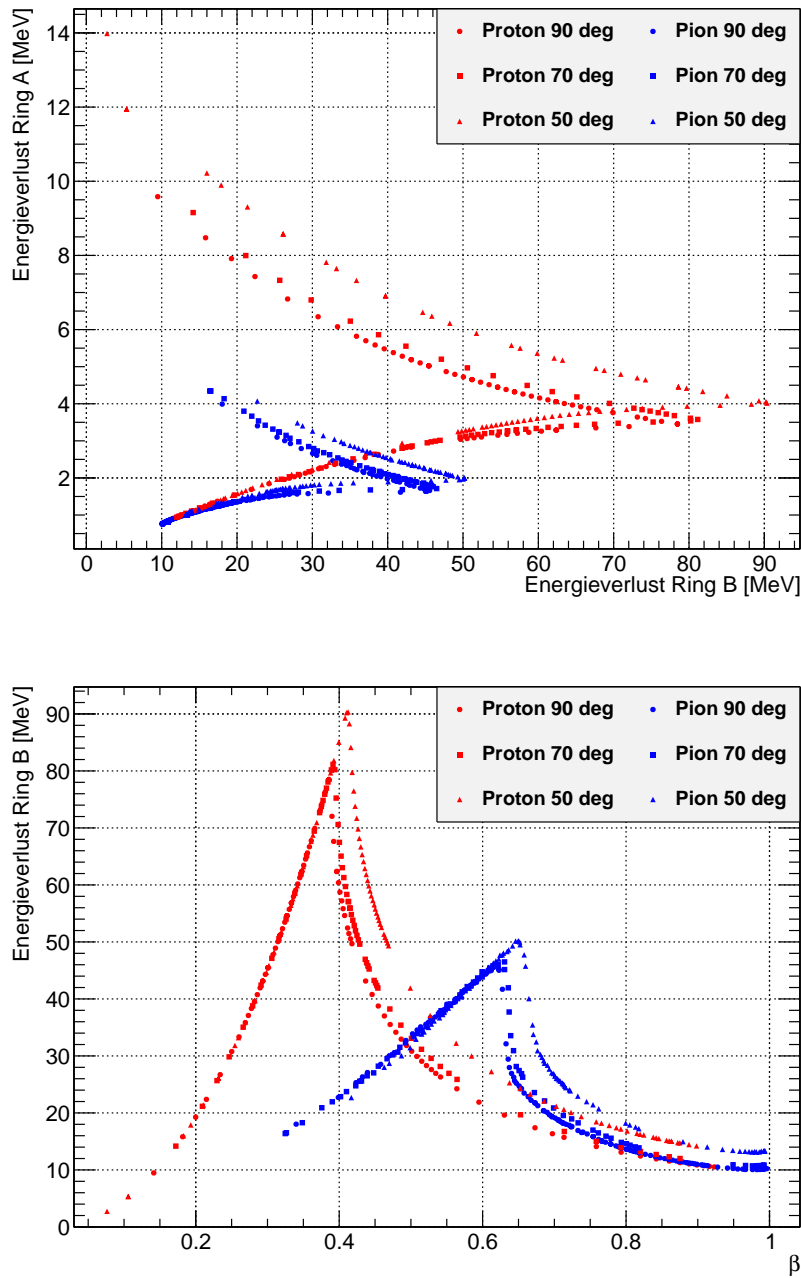


Abbildung 3.8: Vergleich des Energieverlusts in Ring A in Relation zu Ring B von Protonen (rot) und Pionen (blau) unter verschiedenen Winkeln (oben). Im unteren Diagramm ist der Energieverlust in Ring B gegen die Geschwindigkeit der Teilchen aufgetragen. Die Simulation wurde mit TGEANT durchgeführt.

oder dem CATCH¹⁷-Modul, digitalisiert. Für die Auslese der GEM- und Silicon-Detektoren werden GeSiCA¹⁸-Module verwendet. Von den Auslesemodulen gelangen die Daten über optische Fasern zu Readoutbuffer-PCs. Dort werden die Daten

¹⁷COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

¹⁸GEM and Silicon Control and Acquisition

zunächst zwischengespeichert und anschließend eventweise zu den LDC¹⁹-PCs gesendet. Aus den Daten der einzelnen Detektorkanäle können somit vollständige Ereignisse generiert werden. Auch während der Strahlpausen wird der Zwischenspeicher der LDC-PCs abgearbeitet. Die Daten vollständiger Ereignisse werden schließlich an die zentrale Datenaufnahme des CERN gesendet und auf Magnetband gespeichert [27].

¹⁹Local Data Collector

4. Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Simulationen nehmen in der Teilchenphysik eine immer wichtigere Rolle ein, weil dank immer leistungsfähigerer Computer immer komplexere Problemstellungen untersucht werden können. Die Anwendungsmöglichkeiten, auch in anderen Bereichen, sind vielfältig.

Zur Simulation einzelner Detektoren oder zur Simulation eines ganzen Spektrometers, wie dem des COMPASS-Experiments, ist der Rückgriff auf bereits entwickelte Simulationsumgebungen, wie beispielsweise Geant4¹, möglich [35]. Sie liefern das Werkzeug und die Grundlage, auf denen eine individuelle Simulation aufgebaut und angepasst werden kann. Zur Erzeugung physikalischer Prozesse werden Ereignisgeneratoren verwendet. Diese basieren ebenfalls auf der Monte-Carlo-Methode. Sie generieren physikalische Ereignisse unter Berücksichtigung der Daten einer kompletten Datenbank mit Wirkungsquerschnitten von Prozessen.

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Monte-Carlo-Simulation sowie in die wichtigsten Programmpakete, auf denen die COMPASS-Simulationssoftware TGEANT basiert. TGEANT wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird in Kapitel 5 eingeführt. Abschließend wird die Entwicklung einer auf Geant4 basierenden Simulation anhand der bereits existierenden COMPASS-Simulationssoftware COMGEANT² motiviert.

¹Geometry And Tracking

²COMPASS Geometry And Tracking

4.1 Einführung in die Monte-Carlo-Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation verdankt ihren Namen den mutmaßlichen Begründern, S. Ulam und J. von Neumann. Während des Zweiten Weltkriegs hatten sie an einem geheimen Kernforschungsprojekt in Los Alamos (USA) gearbeitet und mussten dafür einen Codenamen vergeben. In Anlehnung an die bekannte Spielbank wurde der Codename „Monte Carlo“ gewählt. Die Anwendungsmöglichkeit der Simulation bestand damals darin, Kernspaltungsprozesse zu untersuchen, die stochastischer Natur sind. Eine analytische Berechnung war nicht möglich und Experimente zu gefährlich [36]. Weitere Anwendungsbeispiele für die Monte-Carlo-Simulation sind die näherungsweise Berechnung nicht lösbarer Integrale aus der Mathematik oder die Bestimmung der Kreiszahl π . Im Folgenden soll das Prinzip von Monte-Carlo-Simulationen anhand des einfachen Beispiels zur Ermittlung von π beschrieben werden.

Jede Monte-Carlo-Methode benötigt einen Generator für Zufallszahlen. Dabei muss es sich nicht zwingend um echte Zufallszahlen handeln. Für die meisten Anwendungen verwendet man deterministische Pseudozufallszahlen. Deren Zahlenketten hängen nur von einem Schlüsselwert ab, dem sogenannten Seed. Diese Zahlenketten müssen hinreichend lang sein, um sicher zu stellen, dass sich die Kette nicht wiederholt. Deterministische Zahlenreihen haben darüber hinaus den Vorteil, dass Simulationen verifiziert werden können, indem sie mit den gleichen Werten wiederholt werden. Beispiele für Zufallsgeneratoren sind der in der CLHEP³-Bibliothek enthaltene „HepRandom“-Generator [37], der auch in Geant4 (siehe Abschnitt 4.2) Anwendung findet, und der „TRandom3“-Generator aus dem Softwarepaket ROOT [38], der im folgenden Beispiel verwendet wird.

Um die Kreiszahl π mittels Monte-Carlo zu bestimmen, werden zufällige Wertepaare im Intervall $[0, 1]$ benötigt. Anhand dieser Wertepaare wird überprüft, ob deren Abstand vom Ursprung $r < 1$ ist. Aus dem Verhältnis erhält man die Fläche eines Viertelkreises $\pi/4$.

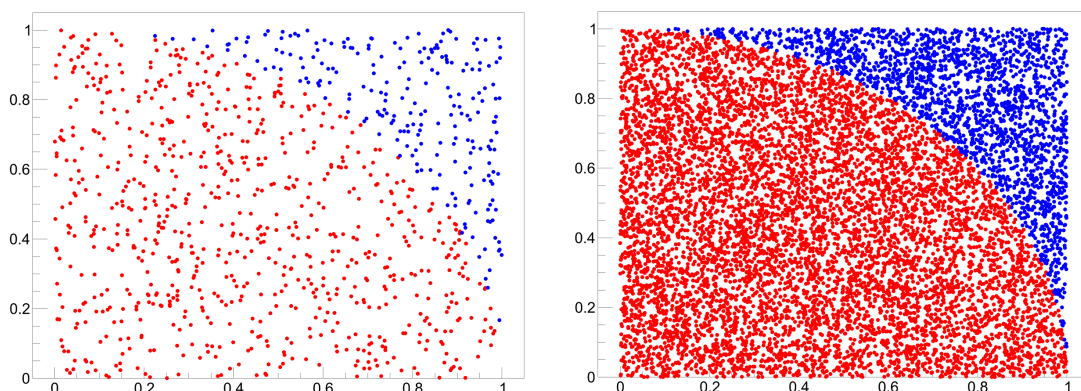


Abbildung 4.1: *Beispiel der Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung von π . Für $n = 1000$ ergibt sich $\pi = 4 \cdot 775/1000 \approx 3,100$ (links). Eine Größenordnung mehr erhöht die Genauigkeit auf $\pi = 4 \cdot 7876/10000 \approx 3,1504$ (rechts).*

³Class Library for High Energy Physics

Es ist aus Abbildung 4.1 leicht ersichtlich, dass die Aussagekraft der Methode mit einer größeren Anzahl von Ereignissen steigt. Dies gilt nicht nur für die Bestimmung von π , sondern auch für die Anzahl der simulierten physikalischen Ereignisse in einem Detektor. Ein wichtiger Faktor ist dabei, wie viel Zeit die Simulationssoftware benötigt, um die gewünschte Ereigniszahl zu generieren. Die limitierenden Faktoren sind dabei die Prozessorleistung, der Arbeitsspeicher und der verfügbare Speicherplatz für die Ausgabe der Ergebnisse. Dank immer leistungsfähigerer Rechner hat die Monte-Carlo-Simulation an Bedeutung gewonnen. Durch die Vernetzung ganzer Computersysteme ist es heute möglich, Simulationen auf vielen Prozessoren zu parallelisieren, bei denen jeweils unterschiedliche Seeds eingesetzt werden.

Die Anwendungen von Monte-Carlo-Simulationen in der Teilchenphysik sind vielfältig. Neben der Simulation von physikalischen Ereignissen für die Anwendung in der Analyse der Experimentdaten sind auch Simulationen zur Optimierung des Detektordesigns von großer Bedeutung. Die wichtige Fragestellung dabei ist, ob der Detektor mit den gegebenen Geometrien und Dimensionen so funktionieren kann, wie man es erwartet.

4.2 Die Geant4-Software

GEANT steht für „Geometry And Tracking“ und ist eine Entwicklungsumgebung für die Simulation der Teilchenbewegung in Materie unter Verwendung der Monte-Carlo-Simulation. Wie der Name schon impliziert, liegen zwei Bereiche im Schwerpunkt der Software: Die Beschreibung der Geometrie, welche den Aufbau des Experiments darstellt, sowie das Tracking⁴ für die Simulation von Teilchenspuren durch Materie. Geant4 ist der neueste Teil der „Toolkit“-Serie. Im Gegensatz zu dessen Vorgänger Geant3 wird dabei die objektorientierte Programmierung in C++ genutzt [35].

Die Geant4-Software ist in vollem Umfang frei erhältlich. Eine eigene Kollaboration und ein großes Benutzerumfeld sorgen dafür, dass das Angebot an Anwendungsmöglichkeiten ständig steigt und Fehler schnellst möglich behoben werden. Mittlerweile ist Geant4 bereits in Version 9.5.1 erhältlich. Zu den Anwendungsgebieten zählen die Hochenergiephysik, die Physik mit nuklearen Reaktionen, die Beschleunigerphysik sowie die medizinische Physik und die Astrophysik.

Geant4 ist keine fertige Simulationssoftware, sondern ein „Toolkit“, d. h. eine Basis, auf der eigene Anwendungen aufgebaut werden können. Grundvoraussetzung für eine funktionierende Monte-Carlo-Simulation ist neben einer Geometrie, der sogenannten „Detector Construction“ (zu der auch die Definition der darin verwendeten Materialien gehört), auch eine „Physics List“ und ein „Run Manager“ zur Erzeugung von Primärteilchen und eines Primärvertex. Auf dieser Grundlage kann der Nutzer seine eigene Simulation nach individuellen Ansprüchen entwickeln und erweitern, z. B. mit einer Visualisierung für Geometrien und Teilchenspuren.

⁴engl.: Verfolgung einer Teilchenspur

4.2.1 Geometrien und Detektoren

Die Erstellung eines Detektors beinhaltet die geometrische Darstellung verbunden mit den Materialeigenschaften sowie, falls vorhanden, den Attributen zur Visualisierung. Um ein Volumen zu erstellen, sind drei Schritte notwendig.

Ein „Solid“ definiert die geometrische Form des Volumens. Sowohl CSG⁵- als auch BREP⁶-Modelle werden unterstützt. CSG-Modelle sind einfach zu beschreiben und haben ihren Vorteil in einer deutlich besseren Arbeitsleistung. BREP-Modelle können auch komplexe Geometrien nachbilden, wie sie beispielsweise in CAD⁷-Programmen verwendet werden. Zur Erstellung komplexerer Geometrien ist es auch möglich, zwei Objekte zu vereinen, sie voneinander abzuziehen oder ihre Schnittmenge zu bilden. Über GDML⁸ ist es möglich, XML⁹-Geometrien zu importieren und zu exportieren.

Das Konzept der „Logical Volumes“ wird verwendet, um Informationen über die Geometrie zu verwalten, wie z. B. Informationen zu Detektoreigenschaften, zu Materialien, zum Magnetfeld oder zur Visualisierung. Um eine Geometrie beispielsweise als Teilchendetektor zu implementieren, muss sein „Logical Volume“ als „Sensitive Detector“ markiert werden. Das Detektorverhalten selbst liegt jedoch in der Hand des Nutzers.

„Physical Volumes“ repräsentieren die Positionierung der Geometrie. Diese beinhaltet sowohl eine dreidimensionale Ortsposition als auch eine Rotationsmatrix. Sollten sich zwei oder mehrere Geometrien berühren, können der Oberfläche auch physikalische Eigenschaften zugewiesen werden, wie sie beispielsweise bei der Brechung der Ausbreitung von Licht eine Rolle spielen.

4.2.2 Physikalische Modelle

Für die Beschreibung der Interaktion von Teilchen mit Materialien, ist es in Geant4 erforderlich, physikalische Modelle zu laden. Die Integration eines einheitlichen, physikalischen Modells, das die Wechselwirkung mit Materie über einen weiten Energiebereich für alle Teilchen abdeckt, macht in der Monte-Carlo-Simulation im Hinblick auf lange Laufzeiten wenig Sinn. Aus diesem Grund bietet Geant4 viele physikalische Modelle an, die bei Bedarf individuell eingebunden werden können. Dazu gehören z. B. elektromagnetische und hadronische Prozesse, Teilchenzerfälle sowie Prozesse mit optischer Physik [39].

Jedes physikalische Modell verfügt über eine eigene Datenbank für Wirkungsquerschnitte und ist nur für einen speziellen Energiebereich geeignet. Durch die Kombination mehrerer Modelle lässt sich jedoch ein großer Energiebereich für einen physikalischen Prozess abdecken. Geant4 bietet eine Fülle von vorgefertigten Paketen an, die der Nutzer in Abhängigkeit seiner speziellen Bedürfnisse einbinden kann. Dementsprechend arbeiten manche Modelle präziser als andere, dies aber zu Lasten der Laufzeit.

⁵Constructive Solid Geometry

⁶Boundary Represented Solid

⁷Computer Aided Design

⁸Geometry Description Markup Language

⁹Extensible Markup Language

Neben den physikalischen Modellen müssen auch die Teilchen mit ihren physikalischen Eigenschaften, wie beispielsweise Masse, Ladung, Spin oder auch Lebensdauer und Zerfallsmöglichkeiten implementiert werden. Auch hier existiert eine Liste berücksichtigter Teilchen.

Die Simulation soll zwei Ansprüche erfüllen, die einander widersprechen: eine präzise Wiedergabe der physikalischen Prozesse und eine angemessene Laufzeit. Aus diesem Grund können sogenannte „Cuts“ gesetzt werden, wie z. B. ein unteres Energielimit, für den ein Prozess keine weiteren Sekundärteilchen mehr erzeugt. Ebenso können ganze Regionen ausgegrenzt werden. Dieses Vorgehen empfiehlt sich, wenn beispielsweise eine elektromagnetische Schauerbildung im Detektor, nicht jedoch im Absorber beobachtet werden soll.

4.2.3 Tracking

Unter Tracking, der zweiten Grundsäule von Geant4, versteht man die Monte-Carlo-Simulation für die Bewegung eines Teilchens durch Materie. Die Flugbahn eines Teilchens lässt sich in mehrere kleine Schritte („Steps“) unterteilen. Der Anfang eines Steps wird Pre-Step-Punkt, das Ende Post-Step-Punkt genannt. Für jeden Punkt, an dem sich ein Teilchen befindet, läuft ein Geant4-Algorithmus ab, der berechnet, wie sich das Teilchen verhält.

Sofern ein Teilchen an einem Punkt gestoppt wird, weil es beispielsweise keine kinetische Energie mehr besitzt, erfolgt der Aufruf einer der dem Teilchen zugeordneten Prozesse, die den Teilchenstillstand beschreiben. Andernfalls müssen alle diskreten oder kontinuierlichen Prozesse Geant4-intern eine Schrittlänge berechnen und vorschlagen, basierend auf der Wechselwirkung, die sie beschreiben. Parallel dazu wird auch der minimale Abstand zum nächsten Volumen berechnet. Die kleinste der vorgeschlagenen Schrittlängen wird ausgewählt und verwendet.

Zunächst werden alle aktiven, kontinuierlichen Prozesse involviert, anschließend die diskreten Prozesse. Am Ende des Steps wird jeweils sowohl die Position als auch die kinetische Energie des Teilchens aktualisiert. Der Energieverlust entspricht dabei der Summe aus allen beitragenden Prozessen. Sofern der Step durch den Übergang in ein anderes Volumen begrenzt war, wird das Teilchen in dieses neue Volumen gesetzt (Abbildung 4.2). Alle während des Steps erzeugten Sekundärteilchen werden individuell weiterberechnet.

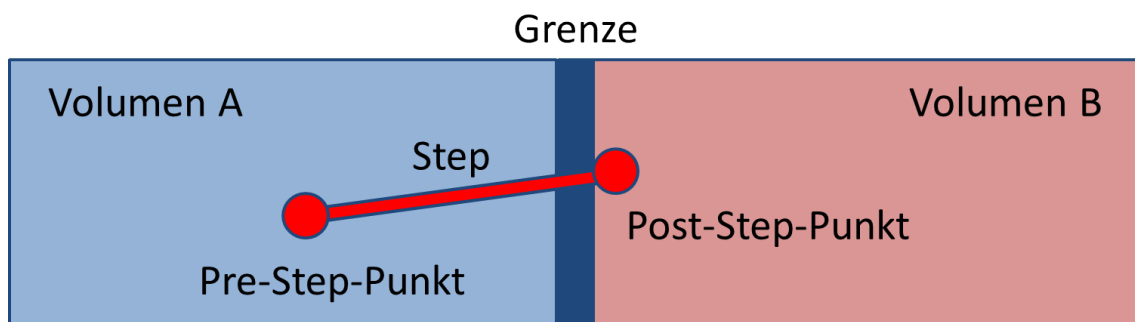


Abbildung 4.2: Prinzip des Trackings in Geant4.

Hinter diesem Prinzip verbergen sich einige nützliche Besonderheiten: Der Übergang in ein anderes Material kann nicht durch einen zu großen Schritt übergangen werden. Eventuell implementierte Oberflächeneigenschaften, wie Brechung, Reflexion oder Übergangsstrahlung, können berücksichtigt werden. Zudem wird für jeden Schritt die Schrittlänge neu berechnet und nicht als Konstante verwendet. Dies hat den Vorteil, dass, z. B. beim Flug eines Myons im Vakuum, eine viel größere Schrittlänge verwendet werden kann, als wenn sich das Myon einer Oberfläche nähert oder wenn es in einem Szintillator Photonen erzeugt. Für detailliertere Untersuchungen kann es unter Umständen nützlich sein, eine maximale Schrittlänge vorzugeben, die nicht überschritten werden darf. Diese Möglichkeit, die dem Nutzer gegeben wird, ist jedoch mit Vorsicht zu genießen, da die Größe der Schrittlänge direkt mit der Laufzeit der Simulation korreliert.

4.3 Ereignisgeneratoren

Ereignisgeneratoren sind Software-Bibliotheken, die auf der Grundlage von Monte-Carlo-Simulationen physikalische Ereignisse in der Hochenergiephysik generieren. Auf dem Niveau der Wechselwirkung zwischen elementaren Teilchen lassen sich alle Prozesse noch recht leicht beschreiben. Sofern jedoch Korrekturen höherer Ordnung in die Betrachtung einfließen, wie z. B. die Abstrahlung von Photonen oder Gluonen, Schleifendiagramme oder die Hadronisierung von Quarks und Gluonen, wird die Wechselwirkung schnell komplexer. Die zugrundeliegende Physik ist dann nicht mehr direkt sichtbar und ein Vergleich der experimentellen Messungen mit der Theorie wird erheblich schwieriger. Aus diesem Grund benötigt jede Art von Experiment einen geeigneten Ereignisgenerator. Die meisten komplexen Prozesse können in eine Reihe von individuellen Teilprozessen faktorisiert werden. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode kann somit aus einer Kette von Verzweigungen ein konkreter Weg, abhängig von Wirkungsquerschnitten, ausgewählt werden.

Eine vollständige Simulation des Ereignisses erhält man in Kombination mit der Simulation des Teilchenverhaltens im Detektor. Die so gewonnenen Simulationsdaten können anschließend mit Daten aus dem Experiment verglichen werden und geben somit Aufschluss über die zugrundeliegende Physik.

4.3.1 PYTHIA

PYTHIA 6.4 ist ein auf der Monte-Carlo-Methode basierender Ereignisgenerator zur Simulation kompletter Ereignisse. Die Intention der Software liegt in der genauest möglichen Beschreibung der physikalischen Ereignisse für eine große Anzahl von Reaktionen innerhalb des Standardmodells und auch darüber hinaus. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Prozessen, die direkt oder indirekt die starke Wechselwirkung und die Hadronisierungsprozesse mit einschließen. Da die Physik stellenweise noch keine exakten Beschreibungen liefern kann, schließt PYTHIA diese Lücken mit QCD-basierenden Modellen [40]. Während PYTHIA 6.4 in der Programmiersprache FORTRAN 77 geschrieben ist, verwendet die offiziell neueste Version 8.1 die Programmiersprache C++. Diese ist jedoch auf die Physik der Experimente des LHC¹⁰ ausgelegt und weist derzeit z. B. im Energiebereich von „Fixed-Target“-Experimenten wie dem COMPASS-Experiment, noch Lücken auf.

¹⁰Large Hadron Collider

4.3.2 LEPTO

LEPTO ist ein Ereignisgenerator, der ebenfalls in der Programmiersprache FORTRAN 77 geschrieben ist und auf der Monte-Carlo-Methode basiert. Der Fokus liegt auf der Simulation kompletter Ereignisse tief-virtueller Lepton-Nukleon Streuung. Die Wechselwirkungen auf der Parton-Ebene basieren auf Wirkungsquerschnitten der elektroschwachen Theorie des Standardmodells. Diese sind in führender Ordnung für Leptonen jeglicher Polarisierung implementiert. LEPTO beinhaltet ebenfalls u. a. eine Parametrisierung von Parton-Dichtefunktionen sowie die Abstrahlung von Gluonen in erster Ordnung der QCD. Die Hadronisierung verläuft nach demselben Modell, das auch in PYTHIA Anwendung findet [41].

4.3.3 HEPGen

HEPGen¹¹ ist ein speziell für den COMPASS-Energiebereich der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung geschriebener Ereignisgenerator. Der Schwerpunkt liegt auf der Simulation von Prozessen mit nur einem auslaufenden Photon, wie DVCS oder BH (siehe Abschnitt 2.5) sowie der exklusiven π^0 - und ρ^0 -Produktion. HEPGen ist ebenfalls in FORTRAN 77 geschrieben und basiert auf dem LEPTO-Format [42].

4.4 COMGEANT

COMGEANT ist eine Monte-Carlo-Simulationssoftware, entwickelt für das COMPASS-Experiment [43]. Sie basiert auf Geant3, dem Vorgänger von Geant4 und ist aus diesem Grund in FORTRAN 77 geschrieben. COMGEANT ist ein Glied der Monte-Carlo-Kette des COMPASS-Experiments. Simulierte Ereignisse aus Ereignisgeneratoren dienen als Erfassungsdaten für die COMGEANT-Software, die ein speziell an CORAL¹² angepasstes Ausgabeformat bereit stellt. CORAL bietet die Möglichkeit, die Monte-Carlo-Ausgabe analog zu den echten Detektordaten zu verarbeiten. Dadurch ist ein Vergleich von Simulation und Experiment in einer später folgenden Analyse möglich.

Die Detektorgeometrien der Software werden weitestgehend über die „detectors.dat“-Datei gesteuert. Diese Datei erfüllt mehrere Aufgaben gleichzeitig. Sie dient als Datenbank für Größen und Eigenschaften der Detektoren. So werden beispielsweise neben dem Detektornamen drei Werte für das quaderförmige Detektorvolumen übergeben. Bei Drahtkammern kann zusätzlich die Anzahl der Kanäle sowie der Drahtabstand übergeben werden. Neben der Angabe einer Rotationsmatrix für die verschiedenen Detektorebenen sind auch Informationen über Strahlungslängen, Effizienzen sowie die „toten Zonen“ der Detektoren in dieser Datei zu finden. „Tote Zonen“ sind Bereiche, in denen im Experiment keine Auslese stattfindet, weil sich beim Detektor an dieser Stelle ein Loch für den Teilchenstrahl befindet.

COMGEANT bietet im Gegensatz zu Geant4 keine Visualisierung von Geometrien mit simulierten Ereignissen. Geant4 bietet in diesem Punkt die wertvolle Möglichkeit, eventuelle Unstimmigkeiten oder Überlappungen von Detektoren recht einfach

¹¹Hard Exclusive Production Generator

¹²COMPASS Reconstruction and Analysis Program

und frühzeitig zu erkennen. COMGEANT kann lediglich die Anordnung der Detektoren zu Anschauungszwecken als PDF ausgeben. Durch die Erweiterung der Software um die Ausgabe von sogenannten „ROOT-Geometrien“ besteht dennoch eine Möglichkeit, Detektoren, oder Teile davon, in dreidimensionaler Ansicht zu betrachten. Dieses Format beinhaltet zudem Informationen über die Materialabhängigkeiten der Geometrie, die somit auch auf diesem Wege CORAL übergeben werden können.

4.5 Vergleich zwischen Geant4 und Geant3

Geant4 und Geant3 unterscheiden sich bereits in ihrer Entwicklersprache, denn während Geant3 auf FORTRAN basiert, wurde Geant4 in C++ geschrieben. Aufgrund der Veröffentlichung der ersten Version von Geant4 im Jahre 1998 wurde die Weiterentwicklung von Geant3 mit der Version 3.21 im Jahre 2000 eingestellt.

Wie schon im vorherigen Abschnitt aufgezeigt, werden Geometrien in COMGEANT parametrisiert erzeugt und Materialeigenschaften nur über die Strahlungslänge definiert. Geant4 hingegen bietet die Möglichkeit, Geometrien mit beliebiger Genauigkeit zu erzeugen und jeder Komponente individuelle Materialien zuzuordnen, die frei definiert werden können. Diese Fähigkeit, die Detailvielfalt der Detektoren in einer Simulation zu implementieren, ermöglicht auch Studien einzelner Detektoren und ist förderlich bei der Entwicklung neuer Detektoren. Durch die Nutzung der objektorientierten Programmiersprache C++ hat der Nutzer die Möglichkeit, eigene Detektorfunktionalitäten in die Simulation zu integrieren, ohne die Funktionsweise des kompletten Softwarepakets zu kennen.

Die Entwicklung einer auf Geant4-basierenden Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment ist somit nicht nur bedeutsam, um das bestehende COMGEANT zu ergänzen, sondern bringt auch die bereits erwähnten Vorteile gegenüber Geant3.

5. TGEANT - eine COMPASS-II-Simulationssoftware

TGEANT steht für „Total Geometry And Tracking“ und ist eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und auf Geant4 basierende Monte-Carlo-Simulationssoftware für das COMPASS-II-Experiment. Im Gegensatz zu COMGEANT beinhaltet TGEANT neben der Einbindung aller Detektoren des COMPASS-II-Experiments auch die für die DVCS-Messungen neu entwickelten Detektoren CAMERA und ECAL0 sowie das neue Flüssigwasserstoff-Target.

Bei der Entwicklung der Software wurde besonderer Wert auf leichte Bedienung und Transparenz gelegt. Dazu wurde ein grafisches Interface erstellt, über das alle wesentlichen Programmsteuerungen geregelt werden können. Um den Einstieg in die Software möglichst zu vereinfachen, wurde ein TGEANT-Benutzerhandbuch verfasst mit dem Titel „TGEANT User’s Manual - A COMPASS Simulation using Geant4“ [44]. Neben einer Installations- und einer Bedienungsanleitung sind im Benutzerhandbuch ebenfalls alle notwendigen und für die Weiterentwicklung der Software wichtigen Informationen zu finden.

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über alle wesentlichen Programmabläufe. Dazu zählen die Datenverarbeitung, die implementierten Komponenten, wie z. B. die Ereignisgeneratoren sowie die zugrunde gelegten Physik-Modelle.

5.1 Programmstruktur

Die Monte-Carlo-Simulationssoftware TGEANT umfasst eine Fülle an Eingabeparametern. Die meisten davon ergeben sich aus der Aktivierung und Positionierung der Detektoren, die in Kapitel 6 vorgestellt werden. Daneben sind weitere Parameter vorab einzustellen, wie z. B. die Konfiguration der Ereignisgeneratoren, der Teilchenanzahl sowie aller Optionen für die Ausgabe. Die Software beinhaltet eine Konfigurationsdatei zur Verwaltung der Eingabeparameter. Selbstverständlich können alle Eingabewerte manuell gesetzt werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit und Effektivität wurde ein spezielles grafisches Interface (GUI¹) entwickelt, das Bestandteil des TGEANT-Softwarepakets ist (Abbildung 5.1). Damit können alle Werte sehr komfortabel und unkompliziert eingegeben werden. In Abschnitt 5.9 werden weitere Vorteile der Nutzung des GUI aufgezeigt.

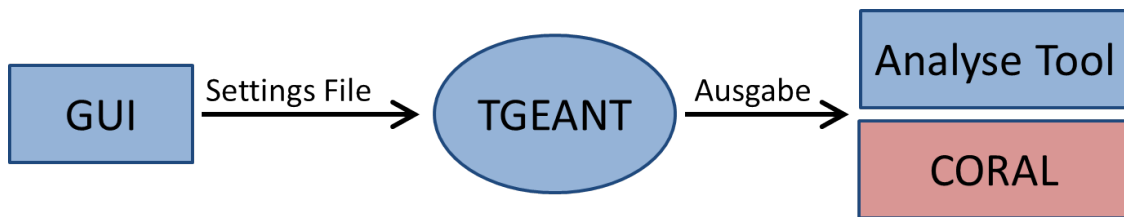


Abbildung 5.1: Strukturelle Übersicht über die Ein- und Ausgabe in TGEANT. Durch Eingabe der Parameter über das GUI wird ein „Settings File“ für TGEANT erzeugt. Die Ausgabe kann wahlweise für ein Analyse-Tool oder für CORAL verwendet werden. Die hier blau dargestellten Elemente sind feste Bestandteile des TGEANT-Softwarepakets.

Die Hauptkomponente des Softwarepakets TGEANT ist die Monte-Carlo-Simulation, basierend auf Geant4. Wie bereits in Abschnitt 4.2 erläutert, muss jede Software, die Geant4 als Grundlage verwendet, drei wichtige Komponenten besitzen (Abbildung 5.2) [35]. Die *T4WorldConstruction*-Klasse hat die Aufgabe, alle Geometrien und die darin verwendeten Materialien und Magnetfelder zu verwalten. In Abhängigkeit von den Eingabeoptionen in der Konfigurationsdatei, konstruiert diese Klasse alle Geometrien bzw. Detektoren. Außerdem platziert sie diese an der gewünschten Stelle mit der entsprechenden Rotation in der COMPASS-Halle. Die Existenz einer solchen, als globales Muttervolumen verwendeten Halle, ist eine Bedingung von Geant4.

Eine zweite zentrale Komponente ist die *T4PhysicsList*-Klasse. Sie wird in Abschnitt 5.2 näher beschrieben. Diese Klasse dient der Erzeugung aller Teilchen sowie der Implementierung der benötigten physikalischen Modelle mit den darin definierten physikalischen Prozessen.

Diese zwei Komponenten werden nach dem Programmstart zunächst vollständig in den Arbeitsspeicher geladen. Anschließend kann der *T4RunManager* aufgerufen werden. Abhängig von den gewählten Eingangsparametern in der Konfigurationsdatei, werden ein oder mehrere Teilchen erzeugt. Diese sind ausgestattet mit einem Geschwindigkeitsvektor und ergeben einen Primärvertex. Damit kann das Tracking

¹Graphical User Interface

der Teilchen mittels Monte-Carlo-Simulation generiert werden. Der entsprechend verwendete Seed kann zur Wiederholung der Simulation ebenfalls vorgegeben werden. Die mit dem Tracking verbundene Datenverarbeitung und Detektorverwaltung wird ausführlich in Abschnitt 5.5 beschrieben.

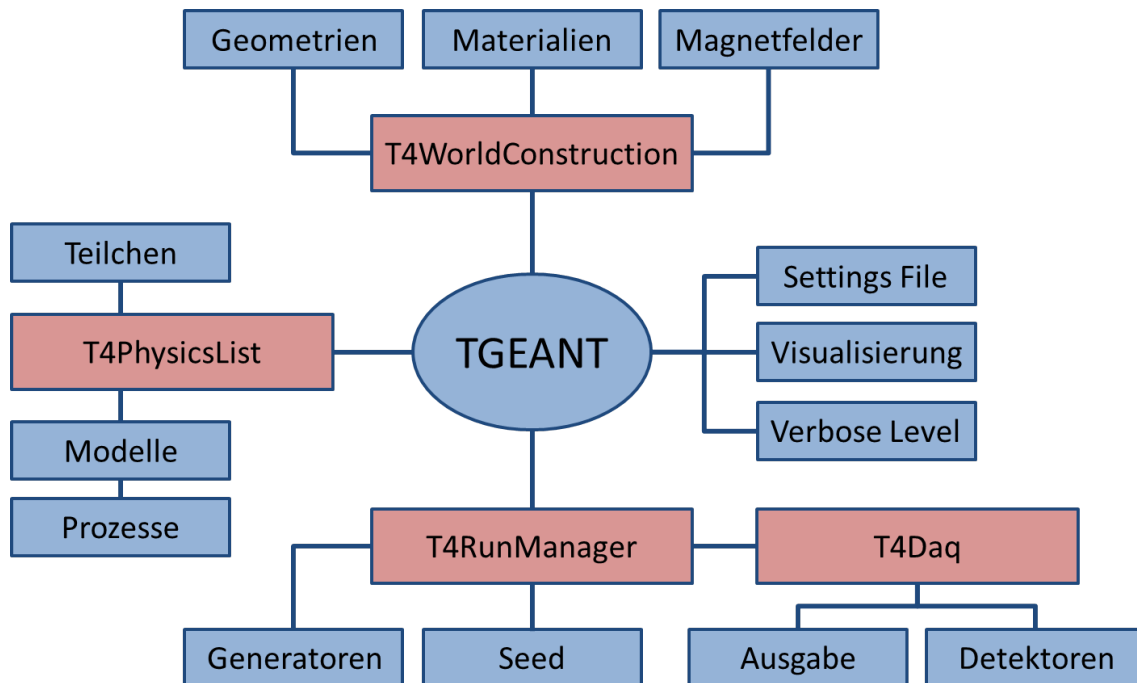


Abbildung 5.2: Strukturelle Übersicht der wichtigsten Komponenten und ihrer Aufgaben in TGEANT. Die *T4WorldConstruction* verwaltet alle Geometrien, die *T4PhysicsList* implementiert alle physikalischen Modelle und der *T4RunManager* startet die Simulationsroutine. Die Komponente *T4Daq* verwaltet die Auslese der Detektoren.

Neben den genannten erforderlichen Hauptkomponenten und den darauf aufbauenden Funktionen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, enthält TGEANT noch einige weitere nützliche Aspekte. Beispielsweise erfolgt eine Visualisierung der Geometrien wahlweise mit oder ohne Tracking kompletter Ereignisse. Besonders nützlich für die Weiterentwicklung der Software ist die „Verbose Level“-Funktion. Proportional zur eingestellten Parameterhöhe gibt diese Funktion mehr oder weniger Informationen aus. In der dritten und höchsten Stufe der Parameterhöhe wird beispielsweise geprüft, ob Überlappungen der Geometrien vorliegen. Dies kann besonders bei der Einbindung neuer Detektoren überaus nützlich sein. Die Laufzeiten der einzelnen Programmkomponenten können mit dem „Performance Monitor“ untersucht werden.

5.2 Implementierte physikalische Prozesse

Die Notwendigkeit und Aufgabe einer „Physics List“ wurde bereits in Abschnitt 4.2.2 diskutiert. Die Aufgabe der *T4PhysicsList* besteht darin, alle für das COMPASS-Experiment in Frage kommenden Teilchen und physikalischen Modelle

in TGEANT zu implementieren. Die Herausforderung besteht darin, einen Kompromiss zwischen sparsamer Nutzung des Arbeitsspeichers sowie angemessener Ladezeit und möglichst effizienter Abdeckung des ganzen Energiebereichs des COMPASS-Experiments zu finden. Abgedeckt wird ein Energiebereich, der von niederenergetischen Hadronen bis zu hochenergetischen Myonen reicht, welche mit Energien von bis zu 190 GeV auf das Target treffen können.

Die Auflösung der *T4PhysicsList* wurde daher in drei Stufen unterteilt. Diese Stufen unterscheiden sich in der Anzahl der implementierten physikalischen Modelle. Die drei Stufen heißen „NONE“, „NOOPTICAL“ und „FULL“. Im Modus „NONE“, dem Minimum der *T4PhysicsList*, ist TGEANT gerade noch lauffähig. Dieser Modus dient einzig zur Visualisierung von Geometrien. Sein Vorteil liegt in einer sehr kurzen Ladezeit. Die Prozesse und die implementierten Teilchen der gängigen *T4PhysicsList* „NOOPTICAL“ werden in den folgenden Unterabschnitten dargestellt. Alle optischen Prozesse im Modus „FULL“ werden ausführlich in Abschnitt 5.7 beschrieben.

5.2.1 Teilchen in TGEANT

Im Gegensatz zu den physikalischen Modellen werden die unten aufgelisteten Teilchen in TGEANT immer geladen. Teilchen werden durch ihre Eigenschaften wie Masse und Größe, elektrische Ladung, Spin, Isospin und Parität, magnetisches Moment, Quarkinhalt sowie Lebensdauer und Zerfallsarten beschrieben. Diese werden in TGEANT nicht einzeln definiert, sondern aus einer Geant4-Datenbank geladen. Zur Identifikation haben alle Teilchen in Geant4 einen eigenen Namen und eine eigene Codierung, jedoch wird in TGEANT die in der Teilchenphysik übliche PDG²-Codierung bevorzugt. Folgende Teilchen sind in TGEANT implementiert:

- Leptonen: e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ mit Antiteilchen
- Nukleonen: p^+ , p^- , n , \bar{n}
- Hyperonen: Λ , $\bar{\Lambda}$, Σ^+ , $\bar{\Sigma}^+$, Σ^- , $\bar{\Sigma}^-$, Σ^0 , $\bar{\Sigma}^0$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^-$, Ξ^0 , Ω^- , $\bar{\Omega}^-$
- Mesonen: π^+ , π^- , π^0 , K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0 , K_L^0 , K_S^0 , η , D^+ , D^- , D^0 , J/Ψ
- γ und optisches Photon
- Geantino
- α , H_2 , H_2O , H_2O_2 , H_3O^+ , 2H , 3H , 3He

Das Geantino ist hierbei ein irreales Geant4-Teilchen für Zwecke der Simulation. Es kann nicht mit Materie wechselwirken. Das Geantino wird in TGEANT ohne Spur dargestellt, weil es auch einzig zur Visualisierung der Geometrien ohne sichtbare Teilchenspur dient.

Eine weitere Besonderheit ist die Unterscheidung zwischen „Photonen“ und „optischen Photonen“. In der Realität handelt es sich um ein und dasselbe Teilchen. Geant4 macht hier eine Unterscheidung bezüglich der Wellenlänge bzw. der Energie der Photonen. Ist die Wellenlänge der Photonen mit $\lambda \geq 10 \text{ nm}$ – entsprechend einer Energie von $E \leq 100 \text{ eV}$ – größer als der typische Atomabstand, handelt es sich um optische Photonen. Diese können typischerweise nur durch Szintillationsprozesse oder durch Cherenkov-Strahlung erzeugt werden. Optische Photonen können drei Arten von Wechselwirkung ausgesetzt sein. Die erste Art ist die Rayleigh-Streuung.

²Particle Data Group

Sie kann in Luft aufgrund des sehr geringen Wirkungsquerschnitts praktisch vernachlässigt werden: Bei einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{Rayleigh}} \approx 0,2 \text{ b}$ für N_2 und O_2 ergibt sich lediglich eine freie Weglänge von 1,7 km in Luft. Die beiden anderen Arten von Wechselwirkung sind Absorption und Wechselwirkung an Grenzflächen. Diese Prozesse werden in Abschnitt 5.7 besprochen. Grundsätzlich gilt: Optische Photonen und Photonen können sich nicht ineinander umwandeln.

Zu den bereits genannten Unterscheidungen der Teilchen bezüglich ihrer Eigenschaften kommt noch die Geant4-interne Unterscheidung hinsichtlich der Lebensdauer hinzu. Teilchen die nicht zerfallen können, bzw. bei denen die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, dass sie in Detektoren zerfallen, wie γ , e^- , p^+ oder n , werden als stabil bezeichnet. Als langlebig werden Teilchen mit einer Lebensdauer $\geq 10^{-14} \text{ s}$ bezeichnet, wie z. B. das Myon oder die geladenen Pionen. In Geant4 geht man davon aus, dass diese Teilchen eine endliche Strecke in der Simulation zurücklegen können. Daneben gibt es die kurzlebigen Teilchen, wie beispielsweise das π^0 und η , die instantan zerfallen. Das K^0 wird Geant4-intern unverzüglich durch ein K_L^0 oder in ein K_S^0 ersetzt. Diese wiederum zerfallen dann entsprechend ihrer Lebensdauer.

5.2.2 Eingebundene physikalische Modelle

Die in TGEANT eingebundenen physikalischen Modelle können unterteilt werden in elektromagnetische und in hadronische Wechselwirkung sowie in optische Prozesse. Zu den optischen Prozessen gehören alle im vorherigen Abschnitt beschriebenen Modelle zur Erzeugung von optischen Photonen und deren Wechselwirkung. Diese Prozesse sowie die Definition des optischen Photons werden ausschließlich über die *T4PhysicsList* „FULL“ geladen.

Die Standardliste „NOOPTICAL“ beinhaltet eine Reihe von Prozessen der elektromagnetischen Wechselwirkung, wie z. B. Photoeffekt, Paarbildung, Compton-Streuung, Vielfachstreuung sowie Berechnungen des Energieverlusts. Den unterschiedlichen Teilchen werden dabei in TGEANT verschiedene Modelle zugewiesen. Die meisten dieser Modelle werden von Geant4 bereits als Paket angeboten. Zur Implementierung des Modells der hadronischen Wechselwirkung wird auf das von Geant4 für Hochenergiephysik vorgeschlagene Modell „FTFP_BERT“ zurückgegriffen. Die Akronyme stehen hierbei für das Fritiof- und Bertini-Modell. Eine tiefer gehende Beschreibung der *T4PhysicsList* befindet sich in [45]. Eine detaillierte Beschreibung aller Berechnungen, die den physikalischen Prozesse in Geant4 zugrunde liegen, gibt [39].

5.3 Erzeugung von Primärteilchen

Damit das Tracking der Monte-Carlo-Simulation berechnet werden kann, benötigt der *T4RunManager* einen Primärvertex. Dies können wahlweise ein oder mehrere Teilchen sein, die mit einer kinetischen Energie und einem Richtungsvektor versehen sind und an einer beliebigen Stelle erzeugt werden können. TGEANT bietet dafür unterschiedliche Optionen an, die für die verschiedensten Anwendungen angepasst wurden. Die Optionen „Spill“, „Cosmic“, „User“ sowie die Ereignisgeneratoren PYTHIA, LEPTO und HEPGen werden im Folgenden beschrieben.

5.3.1 Spill-Modus

Hinter dem Modus „Spill“ verbirgt sich der Geant4-eigene Generator zur Erzeugung des erforderlichen Primärvertex. Dabei handelt es sich im Gegensatz zu PYTHIA oder LEPTO nicht um einen echten Ereignisgenerator, der einen Primärvertex erzeugen kann, dem ein physikalischer Prozess zu Grunde liegt. Der „Spill“-Modus dient vielmehr der Erzeugung einzelner oder mehrerer Teilchen. Es handelt sich somit lediglich in der internen Geant4-Sprache um einen Primärvertex. Dabei handelt es sich jedoch nicht um einen Vertex im physikalischen Sinne und darf damit nicht verwechselt werden. Physikalische Prozesse, die aus dem Tracking resultieren, wie z. B. die Erzeugung von Delta-Elektronen, können selbstverständlich dennoch beobachtet werden, vorausgesetzt, sie sind in der *T4PhysicsList* implementiert.

Der „Spill“-Modus ist dafür prädestiniert, die Spill-Struktur des COMPASS-Experiments zu simulieren. In etwas mehr als 10 m vor dem Target und den vordersten im Spektrometer positionierten Detektoren werden Teilchen erzeugt, die sich in positive z-Richtung³ bewegen. Vorab kann zum einen die kinetische Energie und zum anderen die Sorte der Teilchen frei gewählt werden. Somit können sowohl positive und negative Myonstrahlen wie auch Elektron- oder Pionstrahlen simuliert werden.

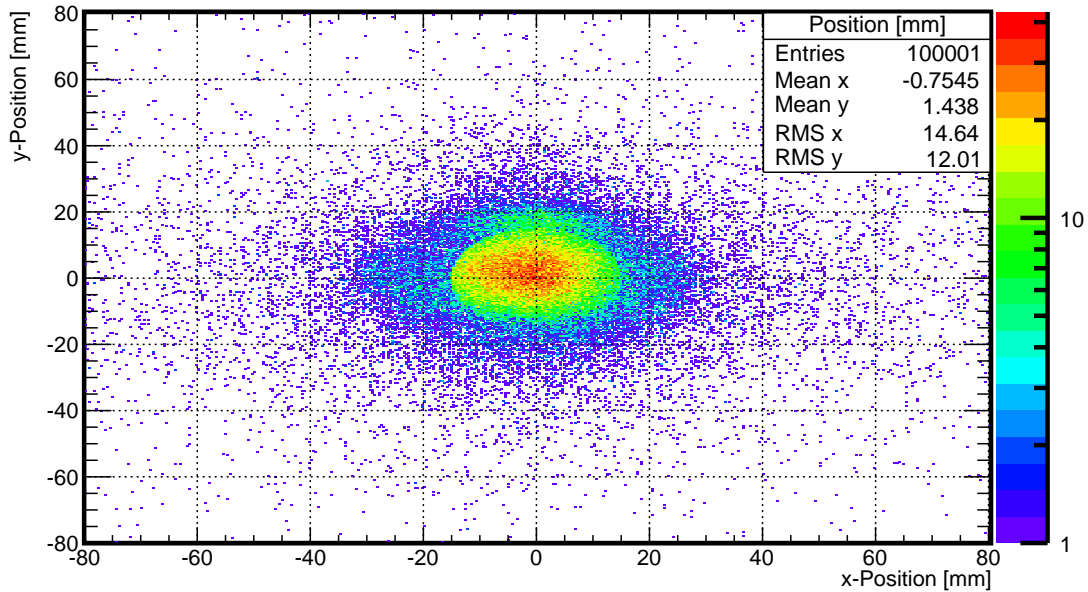


Abbildung 5.3: Ortsverteilung der Strahlteilchen (μ^+ bei einer mittleren Energie von 160 GeV), geladen aus dem „Beam File“.

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, verläuft der Teilchenstrahl im Experiment nicht exakt auf einer Achse bei einer festen Energie. Üblich sind vielmehr Energiefluktuationen bis zu 5%. Auch divergierende Strahlen sind normal. Für eine möglichst realistische Simulation bietet TGEANT daher die Möglichkeit, ein sogenanntes „Beam File“ zu laden. Es handelt sich dabei um eine Datenbank für die im

³Koordinatensystem in TGEANT: Die z-Achse entspricht der Strahlrichtung, die x-Achse der Horizontalen und die y-Achse der Vertikalen

Experiment beobachtete Orts-, Impuls- und Energieverteilung für eine Vielzahl von Strahlteilchen.

Die in Abbildung 5.3 gezeigte Ortsverteilung der Myonen aus dem Teilchenstrahl wurde an einer bestimmten z -Position im Experiment gemessen. Die mittlere Teilchenenergie beträgt hierbei 160 GeV. In der Simulation wird daher aufgrund der Impulsfluktuation die entsprechende z -Position ($z = -15,0$ m im TGEANT-Koordinatensystem) als Ausgangsebene festgesetzt.

Gewünscht ist weiterhin die Vorgabe einer frei wählbaren Strahlenergie, ohne an die Energieverteilung eines einzelnen „Beam Files“ gebunden zu sein. Dazu skaliert TGEANT die Energieverteilung so, dass der Erwartungswert der gewünschten Strahlenergie entspricht (Abbildung 5.4). Bei relativ geringen Energieänderungen ändert sich an der grundsätzlichen Orts- und Impulsverteilung der Strahlteilchen nur wenig. Durch ein einziges „Beam File“ kann daher näherungsweise eine realistische Spill-Struktur über einen variablen Energiebereich simuliert werden.

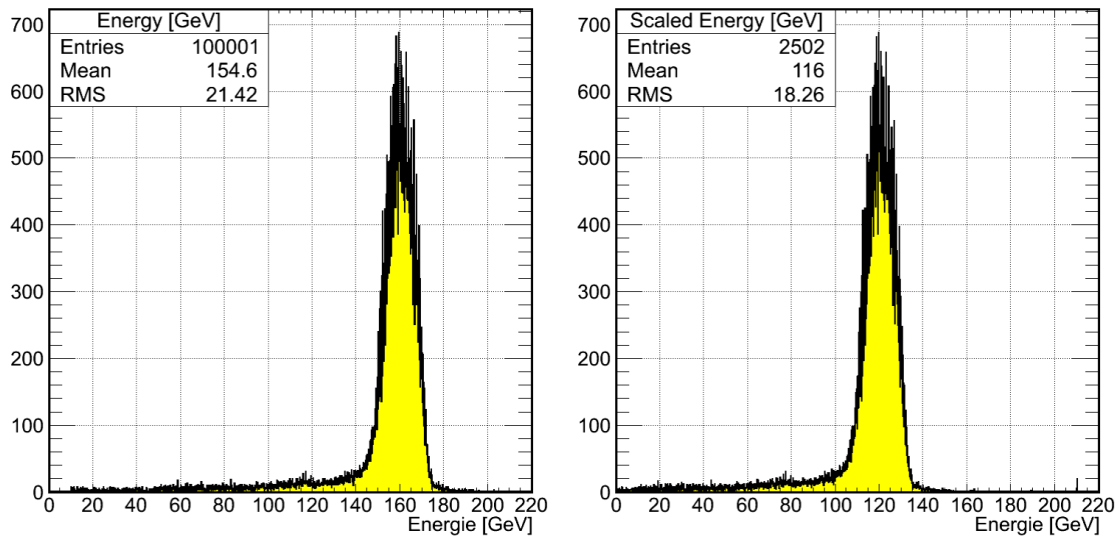


Abbildung 5.4: *Energieverteilung der Strahlteilchen, geladen aus dem „Beam File“ (links) im Vergleich mit einer auf 120 GeV skalierten Energieverteilung (rechts). Hierbei wird aus Speichergründen nur die Häufigkeit der jeweiligen Energie gespeichert und nicht die einzelnen Einträge aus dem „Beam File“ selbst.*

5.3.2 Cosmics-Modus

Der „Cosmics“-Modus ähnelt vom Prinzip her dem „Spill“-Modus und dient zur Simulation kosmischer Strahlung. Diese besteht auf Höhe des Erdbodens hauptsächlich aus positiven und negativen Myonen im Verhältnis $\frac{\mu^+}{\mu^-} \approx 1,2$. Entsprechend diesem Verhältnis werden daher in etwa 10 m Höhe über den Detektoren nach dem Zufallsprinzip positive und negative Myonen erzeugt, die in negativer y -Richtung nach unten fliegen. Für eine noch realistischere Simulation kann eine zufällige Ortsfluktuation und eine Winkelabhängigkeit dazu geschaltet werden. Aufgrund unterschiedlicher Atmosphärendicken für unterschiedliche Zenitwinkel verhält sich der Myonfluss in etwa wie ein \cos^2 -Gesetz. Dieses wird deshalb für den „Cosmics“-Modus berücksichtigt.

5.3.3 User-Modus

Die dritte und letzte Möglichkeit zur Erzeugung eines Primärvertex, die nur auf den Geant4-eigenen Generator zurückgreift, ist der flexible „User“-Modus. Dieser Modus lässt dem Nutzer alle Möglichkeiten offen, ein beliebiges Teilchen mit einer beliebigen Energie durch das Spektrometer zu schicken. Sowohl Positions- als auch Impulsvektor müssen dafür gesetzt werden.

5.3.4 Ereignisgeneratoren

Ein wichtiger Aspekt einer Monte-Carlo-Simulation ist die Einbindung von Ereignisgeneratoren. Daher werden in TGEANT die drei bereits in Abschnitt 4.3 vorgestellten Generatoren PYTHIA, LEPTO und HEPGen eingebunden. Die Ausgabedateien dieser Ereignisgeneratoren können eingelesen werden. Durch den Geant4-internen Teilchengenerator werden dann die entsprechenden Teilchen an einem bestimmten Ort als physikalischer Primärvertex mit zugehörigem Impulsvektor und zugehöriger kinetischer Energie erzeugt.

Sofern in der Simulation kein Target verwendet wird, entsteht der Primärvertex standardmäßig im Ursprung des TGEANT-Koordinatensystems. Wird jedoch ein Target verwendet, so kann die Wechselwirkung aus physikalischer Sicht gleichverteilt an jeder z-Position des Targets stattfinden. Dieser Sachverhalt wird entsprechend berücksichtigt. Bis zum Wechselwirkungspunkt fliegt das Strahlteilchen durch das Target. Es kann dabei eventuelle Sekundäreffekte auslösen, wie z. B. die Erzeugung von Deltaelektronen. Je nach physikalischem Ereignis wird das Strahlteilchen dann abgelenkt oder vernichtet. Aus technischer Sicht wird das Teilchen immer vernichtet und gegebenenfalls bei einer Streuung durch ein neues Teilchen ersetzt.

TGEANT unterscheidet sich u. a. in diesem Punkt von COMGEANT. In TGEANT läuft das Strahlteilchen mit positivem Impuls ein und wird am Wechselwirkungspunkt vernichtet. In COMGEANT wird das Strahlteilchen gleichzeitig mit den anderen Teilchen erzeugt und läuft mit negativem Impuls zurück. Insofern besitzen die dabei eventuell erzeugten Sekundärteilchen eine falsche Zeitinformation und gegebenenfalls einen gespiegelten Impuls.

5.4 Sensitive Detektoren

Damit aus einer Geometrie ein Detektor wird, muss dieser zunächst als sensibler Detektor in TGEANT in einer eigenen Klasse mit dem Namen *T4SensitiveDetector* registriert werden. Sobald ein Volumen als sensibler Detektor markiert wird, nimmt Geant4 dieses Volumen in eine interne Detektorliste auf. Für jeden einzelnen Schritt sowie für Pre- und Post-Step-Punkte (vergleiche Abschnitt 4.2.3) einer Teilchenspur werden dann sämtliche relevanten Informationen, wie z. B. Position, Teilchenname, -energie und -impuls, Energieverlust und Zeit, aufgezeichnet.

Auf diesem System ist die Detektorverwaltung in TGEANT aufgebaut. Neben einer eindeutigen Kombination aus Detektorname und Kanalnummer muss ein Detektortyp zugewiesen werden. Auf diese Weise wird die Zuordnung des Detektors erleichtert. Hinter einem Detektortyp verbergen sich beispielsweise mehrere Detektorebenen mit verschiedenen Detektornamen und einer Fülle von Kanälen. Da

sich auch Detektoren vom Ausleseprinzip her unterscheiden, muss dieses ebenfalls spezifiziert werden. Dabei unterscheidet TGEANT zwischen der, in Monte-Carlo-Simulationen üblichen, sogenannten „HIT“-Auslese und einer speziell entwickelten „PMT⁴“-Auslese. Bei der „HIT“-Auslese werden sämtliche Informationen aus dem sensitiven Detektorvolumen selbst ausgelesen, wie beispielsweise die relevanten Informationen eines Ereignisses im Szintillatorstreifen. Aus der Summe aller Schritte der Teilchenspur im Detektorvolumen werden dabei folgende Informationen berechnet und abgespeichert:

- Detektorname
- Kanalnummer
- Teilchen-Identifikationsnummer
- Teilchenenergie beim Eintritt in das Detektorvolumen
- Zeitpunkt des Teilcheneintritts
- gemittelte Zeit des Ereignisses
- Geschwindigkeit des Teilchens
- gesamter Energieverlust im Detektorvolumen
- Ort des Teilcheneintritts
- letzter Ort des Teilchens im Detektorvolumen
- Vektor des Teilchenimpulses beim Eintritt
- Strahlungslänge des Detektormaterials

Dies sind u. a. die Informationen, die üblicherweise im Experiment gemessen werden sollen. Jedoch ist eine direkte Messung – im Gegensatz zur Simulation – nicht möglich. Daher erfolgt wie im oben beschriebenen Szintillatorbeispiel die Auslese der beim Szintillationsprozess entstehenden Photonen über einen Photomultiplier. Die Simulation dieser „PMT“-Auslese wird ausführlicher in Abschnitt 5.7.2 beschrieben. Eine weitere Ausleseoption existiert speziell für die Simulation des RICH-1-Detektors, welcher in Abschnitt 6.6 beschrieben wird.

5.5 Datenverarbeitung

Zur wichtigsten Programmroutine in TGEANT zählt die Datenverarbeitung, welche die Signale aller einzelnen Detektoren zu kompletten Ereignissen verarbeitet.

Der *T4RunManager* startet mit der Erzeugung von Primärteilchen und eines Primärvertex die Simulationsschleife. Zunächst wird das Tracking der Teilchen und aller dabei erzeugten Sekundärteilchen durch das Spektrometer mittels der Monte-Carlo-Methode berechnet. In jedem registrierten sensitiven Detektor werden dabei alle Tracking-Informationen abgespeichert, indem pro Schritt eine spezielle Funktion aufgerufen wird. Ist das Ereignis im jeweiligen Detektorvolumen beendet, werden die gesammelten Informationen an den *T4EventManager* übergeben. Neben den erhaltenen Daten verwaltet diese Klasse eine Liste mit allen in TGEANT registrierten Detektoren. Die Tracking-Informationen werden von den Detektoren an den *T4EventManager* übergeben, sobald das Ereignis beendet ist. Sollte in einem Detektor kanal kein Ereignis aufgezeichnet worden sein, wird diese Information ebenfalls übermittelt. Der *T4EventManager* überprüft dabei kontinuierlich, ob die Informationen aller Detektoren eingegangen sind.

⁴Photomultiplier Tube

Sofern das Ereignis im kompletten Spektrometer beendet ist, können die gesammelten Daten kategorisiert und verarbeitet werden. Diese Aufgabe übernimmt die *T4Daq*-Klasse. Nacheinander werden für jeden Detektortyp zunächst die entsprechenden Informationen aus den zwischengespeicherten Daten extrahiert. Abhängig vom Ausleseprinzip erfolgt anschließend die Datenverarbeitung. So entsteht für jedes Ereignis ein sogenanntes *T4Event*-Objekt, das für jede Kombinationsmöglichkeit von Detektortyp und Ausleseprinzip die komprimierten Daten zusammenfasst. Eine strukturierte Übersicht der Datenverarbeitung in TGEANT, beginnend mit der Konstruktion der Detektoren bis hin zur Ausgabe der Simulationsdaten, zeigt Abbildung 5.5.

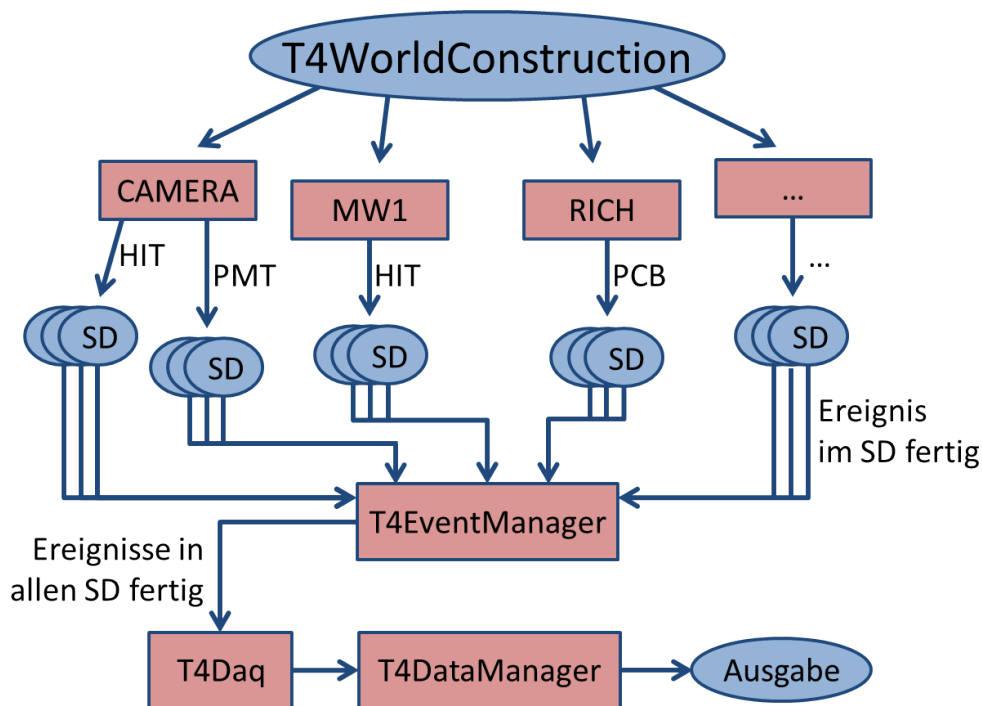


Abbildung 5.5: Strukturierte Übersicht der Datenverarbeitung in TGEANT. SD: Sensitiver Detektor.

5.6 Materialien

Für die Erstellung von Geometrien ist es notwendig, den jeweiligen Volumina ein Element oder ein Material zuzuweisen. Die Elemente und Materialien müssen dazu manuell definiert und in die Volumina eingebunden werden. Elemente bestehen aus mehreren Isotopen, die in einem speziellen Verhältnis zusammengesetzt sind. Materialien bestehen aus einer Kombination von verschiedenen Elementen. Eine Übersicht aller in TGEANT implementierten Materialien ist im Anhang in Tabelle B.1 zu finden. Die Erzeugung der Materialien kann wahlweise durch das Laden aus der Geant4-Datenbank (falls vorhanden) oder per individueller Definition erfolgen. Für jedes neu zu implementierende Material müssen, neben seinen physikalischen Eigenschaften, wie z. B. Dichte, Aggregatzustand, Temperatur und Druck, auch die Anzahl und das Verhältnis der Elemente oder der Materialien, aus denen es besteht, definiert werden.

Zu den Grundvoraussetzungen für die Implementierung von optischer Physik, wie z. B. der Erzeugung und Ausbreitung von optischen Photonen im Szintillator oder von Cherenkov-Photonen, gehören die Einbindung der entsprechenden Prozesse in die *T4PhysicsList* sowie die Definition von speziellen Materialeigenschaften.

Bei der Szintillation beispielsweise müssen für das Szintillatormaterial (z. B. dem für den CAMERA-Detektor verwendeten BC-408 der Firma BICRON [46]) bestimmte Materialeigenschaften definiert werden. Eine charakteristische Eigenschaft eines Szintillators ist das Emissionsspektrum. Es gibt die wellenlängenabhängige Verteilung der beim Szintillationsprozess erzeugten optischen Photonen wieder. Diese Verteilung wiederum kann in der gewünschten Detailtiefe als Parametrisierung in die Simulation implementiert werden (Abbildung 5.6). Zwischen den eingegebenen Punkten nimmt Geant4 einen linearen Verlauf an. Gewichtet mit diesem Verlauf erhalten die beim Szintillationsprozess erzeugten optischen Photonen ihre Energie.

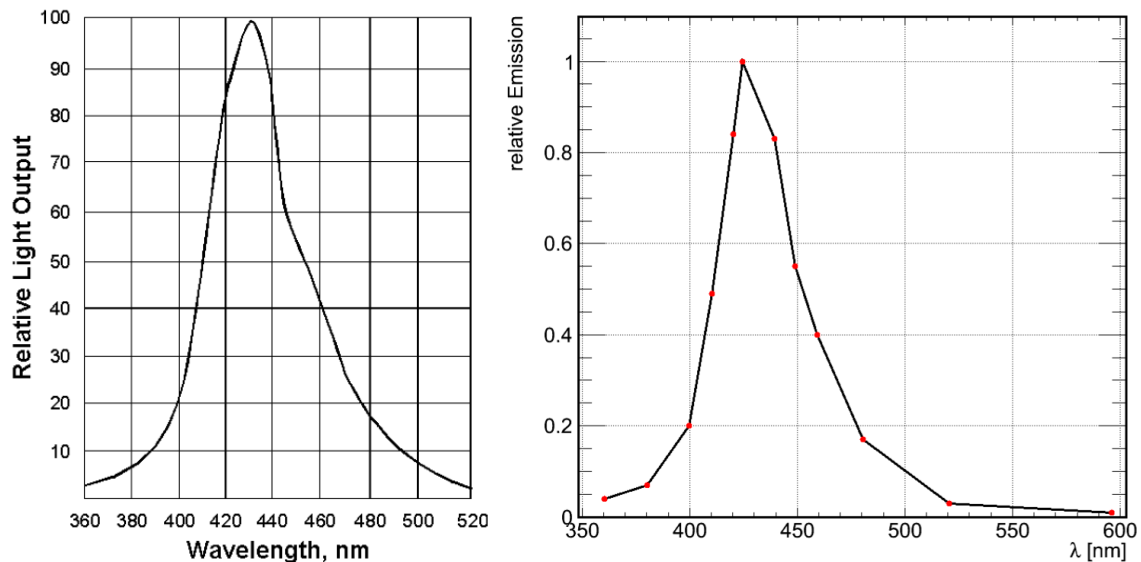


Abbildung 5.6: *Emissionsspektrum von BC408 in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemäß Datenblatt des Herstellers BICRON (links [46]) im Vergleich mit der in TGEANT parametrisierten Verteilung (rechts).*

Ohne Emissionsspektrum kann im Material kein Szintillationsprozess stattfinden. Weitere charakteristische Größen können ebenfalls eingebunden werden, so z. B. die Absorptionslänge, die Lichtausbeute (zur Beschreibung der Anzahl von erzeugten Photonen in Abhängigkeit der durch ein ionisierendes Teilchen verursachten Anregung) sowie die charakteristische Anstiegs- und Abfallzeit des Lichtimpulses. Die für Materialien wichtigste Kenngröße zur Implementierung von optischer Physik ist der Brechungsindex, und zwar unabhängig vom Einsatz eines Szintillators. Optische Photonen können in Geant4 ohne einen im Material definierten Brechungsindex nicht existieren⁵.

⁵Wie bereits in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, sind „optische Photonen“ und „Photonen“ in Geant4 als unterschiedliche Teilchen definiert.

5.7 Optische Prozesse

Optische Photonen werden erzeugt, wenn sich ein ionisierendes Teilchen, mit einer Geschwindigkeit über der Cherenkov-Schwelle, durch ein dielektrisches Material bewegt oder wenn es durch ein szintillierendes Material fliegt, für das ein Emissionsspektrum existiert. Unter der Voraussetzung, dass diese speziellen Prozesse in der *T4PhysicsList* implementiert sind, können optische Prozesse in TGEANT beobachtet und eine „PMT“-Auslese, z. B. für den CAMERA-Detektor und die Hodoskope, oder eine „PCB“-Auslese für den RICH-1-Detektor simuliert werden.

5.7.1 Oberflächen

Um eine realistische Simulation der Photomultiplier-Auslese für einen Szintillator zu ermöglichen, müssen sich die optischen Photonen im Szintillator über den angrenzenden Lichtleiter bis zur Photokathode des Photomultipliers ausbreiten. Abbildung 5.9 illustriert dieses Prinzip anhand eines Ring-A-Szintillators des CAMERA-Detektors. Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch den Szintillator werden Photonen mit zufälliger Impulsrichtung und Polarisierung erzeugt. Diese treffen im Laufe ihrer Ausbreitung mehrfach auf Grenzflächen zwischen zwei unterschiedlichen Volumina und werden dabei reflektiert, gestreut oder absorbiert. Wie in Abbildung 5.7 illustriert, werden in der Praxis der Szintillator und die angrenzenden Lichtleiter mit Aluminiumfolie umwickelt und anschließend in Plastikfolie lichtdicht eingepackt. Dies ist notwendig zur Vermeidung von Untergrundrauschen, das durch von außen eindringendes Licht ausgelöst wird. Dadurch ergeben sich zusätzliche Oberflächenübergänge, u. a. durch die zwischen Aluminiumfolie und Szintillator bzw. Lichtleiter befindliche Luftschicht.



Abbildung 5.7: Schematische Zeichnung eines beidseitig ausgelesenen Szintillators und Darstellung der Oberflächenübergänge zur umgebenden Lufthülle und Aluminiumfolie.

Alle Materialien, in denen sich optische Photonen ausbreiten, benötigen einen Brechungsindex (siehe Abschnitt 5.6). Sofern kein expliziter Oberflächenübergang zwischen zwei Volumina definiert wurde, wendet Geant4 automatisch das Snelliusche Brechungsgesetz an. Der Übergang zwischen Szintillator und Luft bewirkt somit entweder Brechung oder Totalreflexion. Sofern ein Photon auf die Aluminiumfolie trifft, wird es sofort vernichtet, da kein Brechungsindex für Aluminium vorhanden ist. Um dieses Verhalten realistischer zu simulieren, muss für jeden Oberflächenübergang ein individuelles Oberflächenverhalten definiert werden. Tabelle B.2 listet alle in TGEANT implementierten Oberflächen auf.

⁶Printed Circuit Board

Alle Oberflächenübergänge beim Szintillatormodell, mit Ausnahme des Übergangs zur Aluminiumfolie, können als Übergang zwischen zwei dielektrischen Materialien mit den Brechungsindizes n und n' definiert werden. In diesem Fall können die Photonen unter einem gebrochenen Winkel transmittiert oder reflektiert werden.

Der Zustand eines Photons lässt sich durch zwei Vektoren beschreiben, den Impuls $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ und die Polarisation \vec{e} . Das Verhalten an einer Grenzfläche ist dabei von drei Faktoren abhängig. Entscheidend ist der Winkel für die Reflexion bzw. Transmission sowie die Amplitude der reflektierten und gebrochenen Welle. Daraus ergibt sich, aus der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsinterpretation, die Wahrscheinlichkeit für Reflexion bzw. Transmission, da das Photon in Geant4 als Teilchen und nicht als Welle betrachtet wird. Für die einlaufende Welle am Ort \vec{r} zur Zeit t gilt:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t} \quad (5.1)$$

Hierbei steht ω für die Kreisfrequenz der Welle. Analog dazu lässt sich ein Ansatz für die gebrochene Welle $\vec{E}'(\vec{k}', \vec{r})$ und für die reflektierte Welle $\vec{E}''(\vec{k}'', \vec{r})$ formulieren. Jede der drei Wellen löst die Maxwell-Gleichungen. An der Grenzfläche implizieren die Maxwell-Gleichungen zudem Randbedingungen. Aus der Zerlegung des Polarisationsvektors \vec{E}_0 in seine Bestandteile, parallel und senkrecht zur Einfallsebene, lassen sich die Fresnelschen Formeln ableiten [47, 48]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{E'_0}{E_0} \right)_{\parallel} &= \frac{2n \cos(\phi)}{n' \cos(\phi) + n \cos(\phi')} \\ \left(\frac{E''_0}{E_0} \right)_{\parallel} &= \frac{n'}{n} \cdot \left(\frac{E'_0}{E_0} \right)_{\parallel} - 1 \\ \left(\frac{E'_0}{E_0} \right)_{\perp} &= \frac{2n \cos(\phi)}{n \cos(\phi) + n' \cos(\phi')} \\ \left(\frac{E''_0}{E_0} \right)_{\perp} &= \left(\frac{E'_0}{E_0} \right)_{\perp} - 1 \end{aligned} \quad (5.2)$$

ϕ und ϕ' bezeichnen den Winkel der ein- bzw. auslaufenden Welle in Bezug zum Lot. In Geant4 ist dies die physikalische Grundlage zur Berechnung der Winkel und der Wahrscheinlichkeiten für Transmission und Reflexion. Bei einem Übergang von einem Dielektrikum in ein Metall, wie z. B. beim Übergang von der Luftschicht zur Aluminiumfolie, kann keine Transmission stattfinden. Daher tritt nur Reflexion auf. Zudem lässt sich eine Wahrscheinlichkeit implementieren, mit der die Photonen absorbiert werden.

Zu einer realistischen Oberflächensimulation gehört auch die Beschreibung der Oberflächenbeschaffenheit. Die in der Simulation eingebundenen Geometrien bestehen aus perfekt glatten Oberflächen. Sie haben aus mikroskopischer Sicht nur wenig mit den realen rauen Materialien gemeinsam. Um dies zu umgehen, kann der Oberfläche der Parameter „SigmaAlpha“ zur Beschreibung der Winkelverteilung der mikroskopischen Flächenelemente, welche die makroskopische Oberfläche bilden, übergeben werden [49]. „SigmaAlpha“ bezeichnet hierbei die Standardabweichung der Winkelverteilung. Für die in TGEANT implementierten Oberflächen wird ein „SigmaAlpha“-Wert von 0,035 verwendet. Die daraus folgende diffuse Reflexion (Abbildung 5.8) gibt damit ein realistischeres Oberflächenbild wieder.

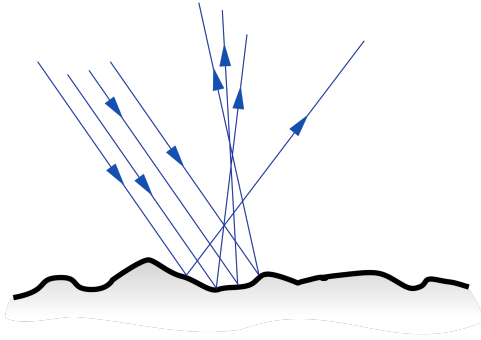


Abbildung 5.8: *Diffuse Reflexion an einer rauen Oberfläche [50].*

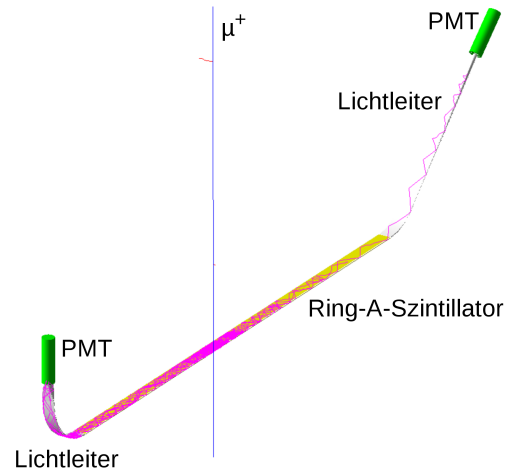


Abbildung 5.9: *Ausbreitung von optischen Photonen in TGEANT⁷.*

5.7.2 Photomultiplier Auslese

Die Grundvoraussetzung für eine Photomultiplier (PMT)-Auslese ist eine Wechselwirkung der optischen Photonen mit der Photokathode des Photomultipliers. Bei realen Photomultipliern löst das Licht aus dem Szintillator, das über einen Lichtleiter zum Photomultiplier gelangt, durch Photoeffekt Elektronen aus der Alkali-Metall-Photokathode heraus. Für Kathoden aus einem Gemisch von zwei Alkalimetallen (sogenannte Bialkali-Kathoden) erreicht die Quantenausbeute bis zu 25 %. Mit Quantenausbeute ist das Verhältnis von erzeugten Elektronen in Bezug auf die einfallenden Photonen zu verstehen. Die wellenlängenabhängige Quantenausbeute wird parametrisiert in TGEANT eingebunden, während zwischen den eingegebenen Punkten ein linearer Zusammenhang angenommen wird (Abbildung 5.10). Die für den CAMERA-Detektor verwendeten Photomultiplier R10533 der Firma HAMAMATSU für Ring A und ET9823B der Firma ET Enterprises für Ring B verwenden ebenfalls eine Bialkali-Photokathode [51, 52].

Bei einem realen Photomultiplier folgt nach der Photokathode eine Anordnung von mehreren Elektroden zur Fokussierung und Beschleunigung der Photoelektronen, um die Anzahl der Elektronen schrittweise zu vervielfachen, bis ein messbares Signal an der Anode entsteht. Eine Simulation dieses Verhaltens wäre allein aus Laufzeitgründen ineffizient.

In TGEANT registriert daher nur die Photokathode die eintreffenden optischen Photonen mit einer der Quanteneffizienz entsprechenden Wahrscheinlichkeit, in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die Photokathode wird daher als sensibler Detektor mit „PMT“-Auslese definiert. Da kein photoelektrischer Effekt simuliert wird, müssen die Photonen schnellst möglich nach der Registrierung vernichtet werden. Daher wird für Bialkali in TGEANT eine annähernd verschwindend geringe Abschwächungslänge eingegeben.

⁷Zur deutlicheren Visualisierung wurde die Lichtausbeute in diesem Beispiel stark reduziert. Für den realistischen Wert gemäß Datenblatt des Herstellers wären bei dem hier gezeigten Ring-A-Szintillator des CAMERA-Detektors keine einzelnen optischen Photonen mehr erkennbar.

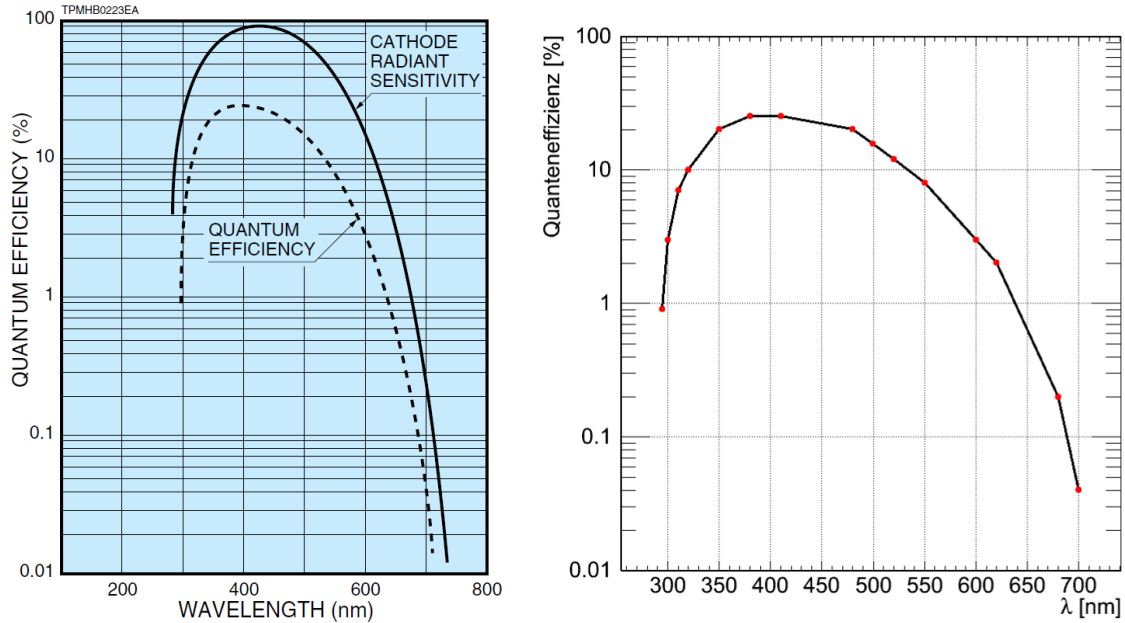


Abbildung 5.10: Quantenausbeute einer Bialkali-Photokathode als Funktion der Wellenlänge bzw. Photonenenergie aus dem Datenblatt von HAMAMATSU (links [51]) im Vergleich zur parametrisierten Implementierung in TGEANT (rechts).

Wie bereits in Abschnitt 3.5.3 beschrieben, werden die Photomultiplier des CAMERA-Detektors von GANDALF-Modulen ausgelesen. Dieser tastet in einer bestimmten Frequenz das vom Photomultiplier ausgegebene Spannungssignal ab und speichert die ausgelesenen Werte in 12-bit Auflösung in einer Zahlenfolge („Sample“) ab. Die Aufnahmedauer kann vorab eingestellt werden. Die jeweiligen Messpunkte eines „Sample“ werden „Digits“ genannt. Die Taktrate kann dabei entweder 1 GHz, d. h. pro Nanosekunde ein Digit, oder 500 MHz, also ein Digit alle zwei Nanosekunden, betragen. Dieses sogenannte „GANDALF-Sampling“ ist auch in TGEANT implementiert. Die TGEANT-Systemzeit aller an der Photokathode registrierten Photonen wird zunächst abgespeichert. Diese Zeitinformation kann pikosekundengenau sein. Damit ist sie wesentlich genauer, als der der Taktrate des GANDALF-Moduls entsprechende Zeitabstand zweier Digits. Beginnend mit einer zufälligen Zeit, im Intervall von Null bis zum Zeitabstand zweier Digits, werden daher die ankommenden Photonen nach und nach zu den jeweiligen Digits zusammengefasst, wie in Abbildung 5.11 dargestellt. Diese zufällig gewählte Startzeit ist für das Sampling sehr wichtig. Im Gegensatz zur Simulation, bei der ein Ereignis immer zu einer festen globalen Zeit beginnt, tastet das GANDALF-Modul den Photomultiplier-Puls ebenfalls zufällig beginnend ab.

Der Umstand, dass die durch die Photonen an der Photokathode erzeugten Primärelektronen über mehrere Elektroden vervielfacht werden, ist hierbei noch völlig unberücksichtigt. Abhängig von der Anzahl, Größe und Anordnung der einzelnen Bauelemente eines Photomultipliers ergeben sich verschiedene Laufzeiten, auch „Transit Time“ (TT) genannt. Die Laufzeit entspricht der Zeitdifferenz zwischen dem Auftreffen des Photons auf der Photokathode und des Signalausgangs an der Photomultiplier-Anode, sie ist daher bei der Simulation zu berücksichtigen. Durch geometrische Effekte variiert die Flugzeit der einzelnen Elektronen, hauptsächlich

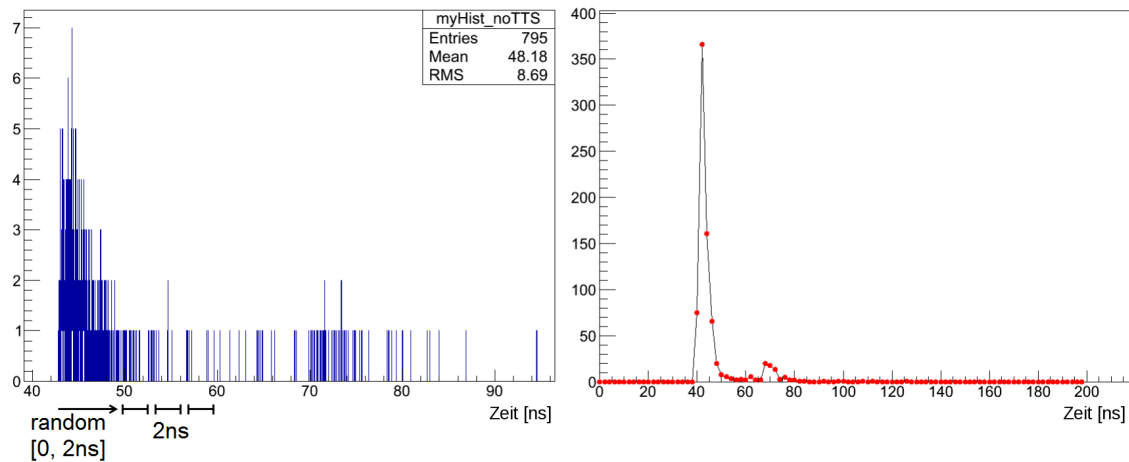


Abbildung 5.11: *Prinzip des GANDALF-Samplings in TGEANT für ein Ereignis (4 GeV-Myon im Ring-B-Szintillator): Die Systemzeit aller an der Photokathode ankommenden Photonen wird zwischengespeichert (links). Mit einem zufälligen Zeitpunkt beginnend werden anschließend entsprechend der Taktrate von hier 500 MHz – somit im 2 ns Intervall – alle an der Photokathode registrierten Photonen aufsummiert. Daraus ergeben sich die GANDALF-Digits (rechts).*

verursacht durch die unterschiedliche Flugzeit der Photoelektronen von der Kathode zur ersten Dynode. Diese Variation wird „Transit Time Spread“ (TTS) genannt. Für die beiden im CAMERA-Detektor verwendeten Photomultiplier werden die entsprechenden TT- und TTS-Werte aus den Datenblättern der Hersteller in TGEANT integriert [51, 52].

Die Ankunftszeit jedes einzelnen auf der Photokathode registrierten Photons wird daher um einen individuellen Wert verschoben. Dieser Wert ergibt sich zufällig aus einer Landau-Verteilung mit TT als Mittelwert und TTS als Sigma. Die Auswirkungen der beiden Parameter zeigt Abbildung 5.12. Verglichen mit dem Puls aus Abbildung 5.11 ergibt sich somit ein Signal, welches um die Zeit TT nach hinten verschoben ist und dabei an der ansteigenden Flanke etwas und auf der abfallenden Flanke deutlich breiter wird. Die Auswirkungen der TTS auf die Form des Pulses zeigt auch Abbildung 5.13.

Neben den so simulierten Digits werden bei der „PMT“-Auslese, ähnlich wie bei der „HIT“-Auslese, noch weitere wichtige Informationen abgespeichert:

- Detektorname
- Kanalnummer
- zufällige Startzeit des GANDALF-Sampling
- globale Zeit des ersten ankommenden Photons
- eingestellte inverse Taktrate in Nanosekunden
- eingestelltes Zeitfenster
- Digits

5.7.3 Vergleich mit realen Daten

Die aus der „PMT“-Auslese simulierten Pulse können mit realen Daten verglichen werden. Messungen mit kosmischen Myonen („Cosmics“) bieten sich dafür hervor-

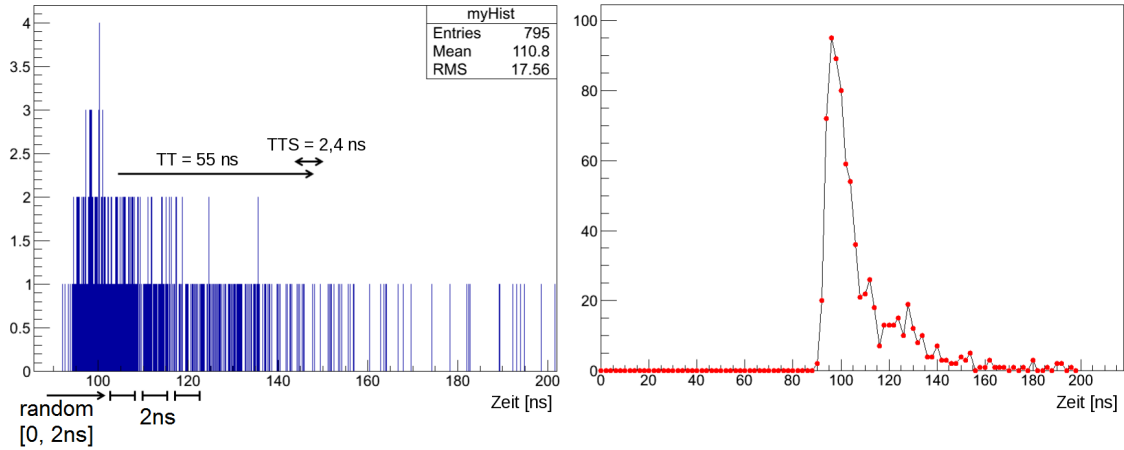


Abbildung 5.12: *GANDALF*-Sampling in *TGEANT* unter dem Einfluss einer „Transit Time“ und einer „Transit Time Spread“ für den Photomultiplier ET9823B ($TT = 55 \text{ ns}$, $TTS = 2,4 \text{ ns}$). Aus der Variation der in *TGEANT* registrierten Ankunftszeiten (Abbildung 5.11 (rechts)) resultiert eine neue Verteilung (links). Die anschließende Summation der Anzahl registrierter Photonen verläuft analog (rechts).

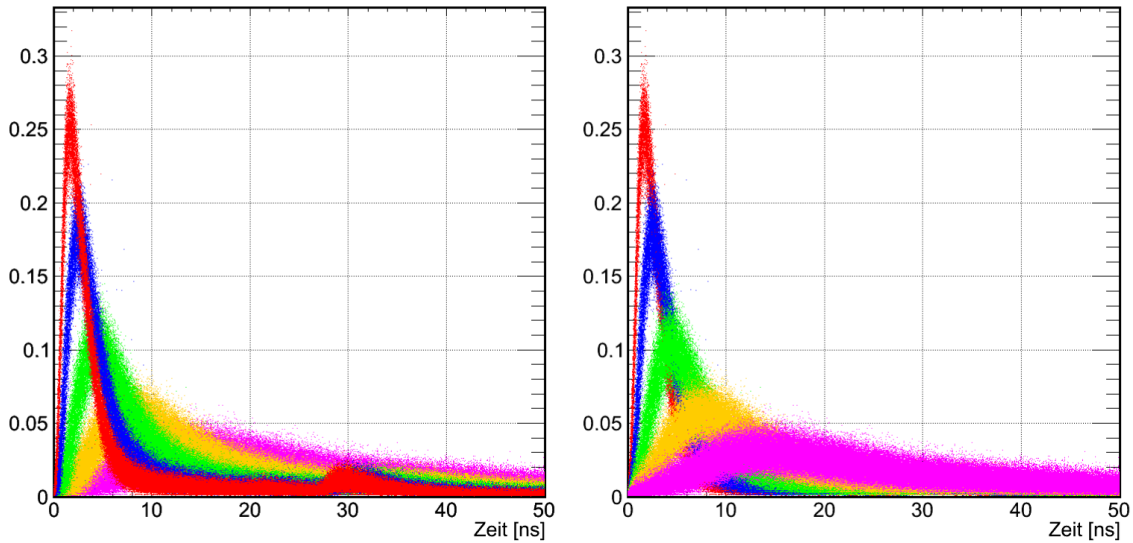


Abbildung 5.13: Auswirkungen der „Transit Time Spread“ auf die Form des Pulses. Die überlagerten Pulse wurden durch kosmische Myonen in der Mitte des Ring-B-Szintillators mit *TGEANT* simuliert und dabei die TTS von $0,0 \text{ ns}$ (rot) über $1,0 \text{ ns}$ (grün) bis zu $5,0 \text{ ns}$ (magenta) variiert. Die Pulse für eine dem Photomultiplier R10533 ($0,24 \text{ ns}$, blau) und ET9823B ($2,4 \text{ ns}$, gelb) entsprechende TTS wurden ebenfalls in den Vergleich aufgenommen. Beide Bilder zeigen die selben Pulse in umgekehrter Staffellung. Für kleine TTS-Werte (rot, links) sind zudem die durch Reflexionen hervorgerufenen Nachpulse zu erkennen, für große TTS-Werte (magenta, rechts) sind diese in obiger Darstellung nicht mehr erkennbar.

ragend an, da durch ein vorab installiertes Triggersystem die Position des Teilchendurchgangs im Experiment bestimmt werden kann. Mit Hilfe des in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten „Cosmics“-Modus lässt sich diese Situation leicht nachsimulieren.

Im Experiment wurde zur Messung der Abschwächungslänge (siehe auch Abschnitt 7.1) entlang eines horizontal gelagerten Ring-B-Szintillators in regelmäßigen Abständen entlang der z-Achse kleinere Szintillatoren als Triggersystem an insgesamt fünf Positionen (T1 bis T5) angebracht (Abbildung 5.14). Da das Triggersystem den Teilchendurchgang nur auf einer Fläche proportional zur Größe der Szintillatoren genau bestimmen kann, wurde in der Simulation für jede Triggerstation eine individuelle Ortsfluktuation zugeschaltet. Die Energie der kosmischen Myonen wurde auf 4 GeV gesetzt.

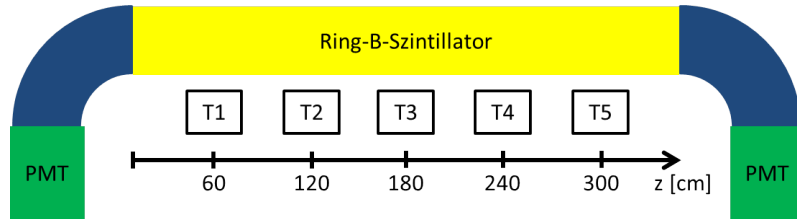


Abbildung 5.14: Skizze zum Aufbau für die Messung der Abschwächungslänge.

Für mehrere Tausend Myonen pro Triggerstation wurde mit Hilfe der „PMT“-Auslese das simulierte Signal an beiden Photomultipliern betrachtet. Im Experiment wurde ein GANDALF mit einer Taktrate von 500 MHz verwendet. Folglich wurde dieser Wert auch für die Simulation übernommen. Abbildung 5.15 zeigt die Pulse für den der ersten Triggerstation bei $z_{T1} \approx 60$ cm am nächsten liegenden Photomultiplier. Im Vergleich dazu sind die realen Messergebnisse aus dem Experiment abgebildet. Bei den einzelnen Bildern wurden jeweils die GANDALF-Digits individuell normiert und zeitlich aufeinander geschoben.

Ein Vergleich der normierten Pulshöhe sowie die Zeiten für die Anstiegs- und Abfallflanke zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Ein interessanter Punkt, der in Abschnitt 6.3 anhand des Übergangs vom Lichtleiter zum Photomultiplier und dessen Geometrien näher untersucht wird, ergibt sich aus den Positionen der beobachteten Nachpulse. Dabei handelt es sich um Reflexionen an der gegenüberliegenden Seite des Szintillators, die abhängig von der Position des Triggersystems $z_{T3} \approx 180$ cm und $z_{T5} \approx 300$ cm mit unterschiedlichen Zeitabständen zum Hauptpuls auftreten.

5.8 Ausgabeformat

Am Ende der Datenverarbeitung steht für jedes Ereignis ein *T4Event*-Objekt, das alle Daten der Detektoren zusammenfasst. Für jeden Detektortyp und jede Ausleseoption werden die Simulationsdaten im *T4Event*-Objekt individuell abgelegt. Am Beispiel des CAMERA-Detektors werden sowohl die Informationen aus der „HIT“-Auslese als auch der „PMT“-Auslese unabhängig voneinander gespeichert. Der Vorteil einer aufgetrennten Datenspeicherung liegt in einer schnelleren Lesbarkeit, insbesondere wenn man sich nur für einen speziellen Teil der Informationen interessiert.

Neben den aus den Detektoren gesammelten Informationen werden auch für jedes Ereignis sämtliche Informationen des Primärvertex abgespeichert. Sofern Ereignisgeneratoren verwendet werden, beinhaltet diese sogenannte *T4BeamInformation* auch mehrere kinematische Variablen. Die vollständige Ausgabe beinhaltet dabei folgende Werte:

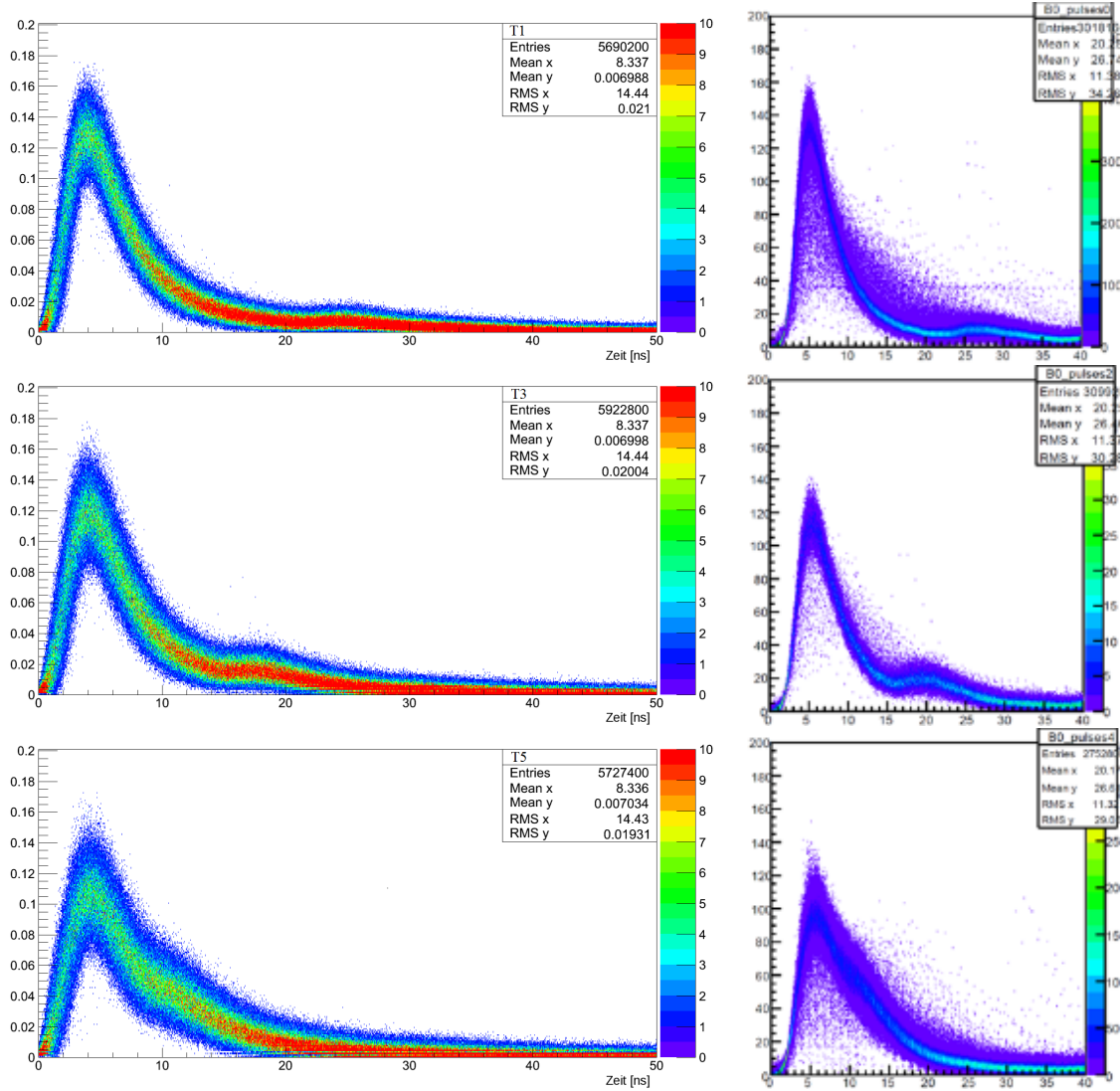


Abbildung 5.15: Vergleiche der simulierten Pulse (links) mit den aus dem Experiment gemessenen Pulsen (rechts, [53]) von Ereignissen, ausgelöst von der dem Photomultiplier am nächsten liegenden Triggerstation T1 (oben), der mittleren T3 und der äußersten T5 (unten).

- Position des Primärvertex
- Zeit des Primärvertex⁸
- verwendeter Ereignisgenerator
- Gewichtungsfaktor
- x_{Bj}
- Q^2
- W^2
- ν
- y^9

⁸Sofern kein Ereignisgenerator mit Target verwendet wird, beträgt dieser Wert stets Null. Andernfalls (vergleiche Abschnitt 5.3.4) beginnt die Zeitmessung mit dem einlaufenden Strahlteilchen, das am Primärvertex, dessen Zeitinformation an dieser Stelle abgespeichert ist, vernichtet wird.

⁹Relativer Energieverlust des gestreuten Leptons: $y = \frac{P_N \cdot q}{P_N \cdot P_i} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$ (siehe Abschnitt 2.2).

- Anzahl der Teilchen am Primärvertex
- Informationen über die Teilchen am Primärvertex (Name, Impulsvektor und kinetische Energie)
- α^{10}
- B_0^{10}
- $x_{Bj, 0}^{10}$
- α_P^{10}

Zusammen mit den Detektorinformationen ergibt sich somit pro Ereignis ein *T4Event*-Objekt, die zusammengefasst einen kompletten sogenannten „Run“ ergeben. Parallel dazu werden auch alle wichtigen Informationen gespeichert, die sich während der Ereignisse nicht ändern und für den gesamten „Run“ gelten. Dazu zählen die Positionen der Detektoren und Strukturen sowie der verwendete Seed. Falls aktiviert, werden auch für einen Leistungsscheck der Simulation Ladezeiten und Rechenzeiten für die jeweiligen Ereignisse abgespeichert.

TGEANT bietet zwei äquivalente Ausgabeformate, zwischen denen sich der Nutzer entscheiden kann: ASCII und ROOT.

5.8.1 ASCII

Dieses Format zeichnet sich dadurch aus, dass es im Gegensatz zu den ROOT-Dateien ohne Zusatzprogramme lesbar ist. Es ist somit ausgezeichnet für Überprüfungen oder zur Fehleranalyse bei der Weiterentwicklung der Software geeignet.

In der Kopfzeile der Datei wird zunächst eine Kopie der Konfigurationsdatei angelegt. Dies ist problemlos möglich, da die Konfigurationsdatei ebenfalls im ASCII-Format vorliegt, damit TGEANT auch ohne grafisches Interface bedienbar ist. Darin befinden sich alle „Run“-spezifischen Informationen, u. a. die Detektorpositionen. Für jedes Ereignis werden im Anschluss alle Informationen in die Datei eingepflegt. Dabei wird mit selbsterklärenden Schlüsselwörtern gearbeitet, die später ein komfortables Einlesen der Dateien ermöglichen.

5.8.2 ROOT

Die elegantere und für Simulationen gebräuchlichere Methode die TGEANT-Ausgabe zu speichern, bietet das Softwarepaket ROOT. Es bietet die Möglichkeit, das komplette *T4Event*-Objekt für jedes Ereignis in einem sogenannten „ROOT Tree“ zu speichern. Diese sind wiederum in mehrere „Branches“ aufgeteilt, einer für jeden Detektor. Die „Run“-spezifischen Informationen werden in einem unabhängigen „SETTINGS Tree“ gespeichert.

Vergleicht man die Speicherplatzbelegung der beiden Formate (Abbildung 5.16), erkennt man unschwer, dass ROOT aufgrund der besseren Strukturierung der Dateien für größere „Runs“ – ab etwa 600 Ereignissen für ein in den PGEM-Detektoren nachgewiesenes Myon mit einer Energie von 160 GeV – einen klaren Vorteil gegenüber dem speicherplatzintensiven ASCII-Format hat. Während im ASCII-Format nur Daten abgespeichert werden, welche TGEANT liefert, legt ROOT im Gegensatz dazu zunächst die Speicherplatzstruktur für das zu speichernde Objekt an. Aus

¹⁰Diese Werte entsprechen Eingabeparametern des Ereignisgenerators HEPGen.

diesem Grund liegt der Speicherplatzbedarf für kleine „Runs“ zunächst höher, als der des ASCII-Formats. Eine weitere Speicherplatzeinsparung ist möglich, wenn die Dateien gezippt werden. Eine sehr große Einsparung kann hierbei für das ASCII-Format erzielt werden, jedoch müssen die Dateien zum Einlesen wieder entpackt werden.

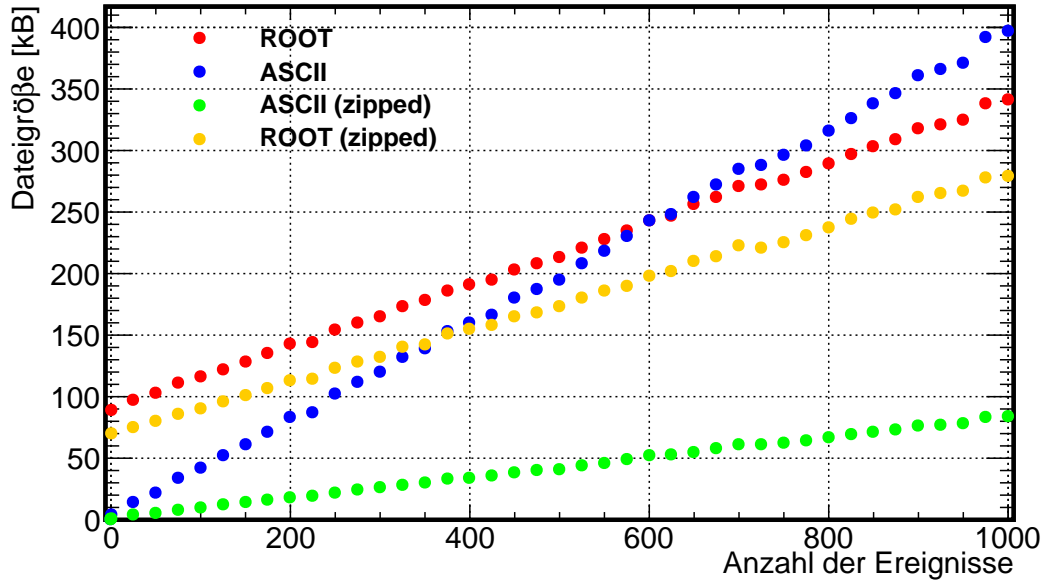


Abbildung 5.16: Vergleich der Speicherplatzbelegung des ASCII- und ROOT-Formats in Abhängigkeit der Anzahl simulierter Ereignisse für die PGEM-Detektoren.

5.8.3 Schnittstelle zu CORAL

CORAL (vergleiche Abschnitt 4.4) bietet die Möglichkeit, sowohl die Daten aus dem COMPASS-Experiment als auch die Monte-Carlo-Ausgabe von COMGEANT zu verarbeiten. Um eine Implementierung von TGEANT in CORAL zu ermöglichen, müssen daher die Daten in CORAL eingelesen werden können. Aus diesem Grund wurde eine spezielle TGEANT-Bibliothek „libT4Event.so“ entwickelt, um in externen Programmen problemlos die TGEANT-Daten im ROOT-, oder im ASCII-Format zu laden.

Die Einbindung der aus der Simulation gewonnenen Detektordaten reicht alleine nicht aus, um mit CORAL die Teilchenspuren zu rekonstruieren. Dazu fehlen noch die für das Tracking essentiellen Informationen über die Detektorgeometrien, die Materialien und die daraus resultierenden Abschwächungslängen. Wie COMGEANT bietet auch TGEANT die Möglichkeit, die Detektorgeometrien als „ROOT-Geometrien“ zu exportieren. Diese basieren auf dem XML-Format, einer Auszeichnungssprache zur Darstellung hierarchisch strukturierter Daten in Form von Textdateien. Dadurch ist ein plattformunabhängiger Informationsaustausch gewährleistet.

Zur Visualisierung, Bearbeitung und Erstellung der „ROOT-Geometrien“ bietet ROOT eine eigene Software an, den „TGeoManager“. In Abbildung 5.17 ist der in

TGEANT implementierte HCAL1-Detektor zu sehen. Bis auf die nicht steuerbare Visualisierung stimmen die „ROOT-Geometrien“ mit den CSG-Modellen aus Geant4 überein.

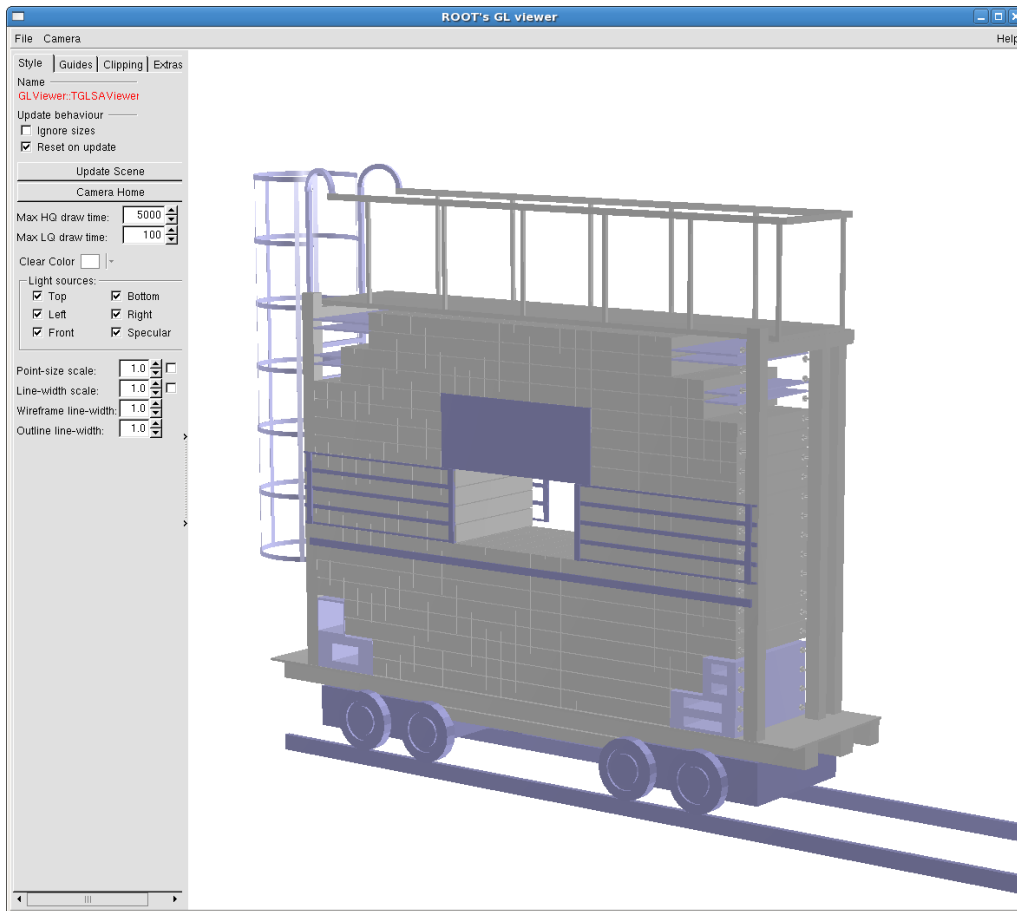


Abbildung 5.17: Ansicht der „ROOT-Geometrie“ des TGEANT-Detektors HCAL1 im „ROOT-TGeoManager“.

5.9 Grafisches Interface

Wie zu Beginn dieses Kapitels schon beschrieben, wird die Steuerung in TGEANT von einer Konfigurationsdatei übernommen, die alle Eingabeparameter in einem speziellen Format beinhaltet. Dieses Format ist ausführlich im TGEANT User's Manual [44] beschrieben. Aufgrund der Fülle von Optionen, wie z. B. der Positionierung der einzelnen Detektorebenen, der Rotationen und der Einbindungen mechanischer Strukturen, wurde für TGEANT ein auf Qt-basierendes, grafisches Interface entwickelt. Die Erstellung der Konfigurationsdatei wird durch das Interface enorm erleichtert.

Das Interface verfügt über mehrere Registerkarten, in denen die Einstellparameter thematisch getrennt sind. Im Startfenster, dem Aktenreiter „General“ (Abbildung 5.18), können alle Ausgabeparameter eingestellt werden. Die Wahl besteht u. a. zwischen den Ausgabeformaten ROOT und ASCII sowie der Wahl des Dateipaths, auf den die TGEANT-Dateien am Programmende kopiert werden sol-

len. Dazu muss ein „Run“-Name vergeben werden, der zusammen mit einer fortlaufenden „Run“-Nummer den Dateinamen bildet. Die gewünschte Auflösung der *T4PhysicsList* kann ebenfalls in diesem Reiter ausgewählt und die maximale Schrittlänge für das Tracking eingestellt werden. Falls gewünscht, kann die Visualisierung aktiviert werden, ebenso wie die Nutzung eines selbst eingegebenen Seeds für die Monte-Carlo-Simulation.

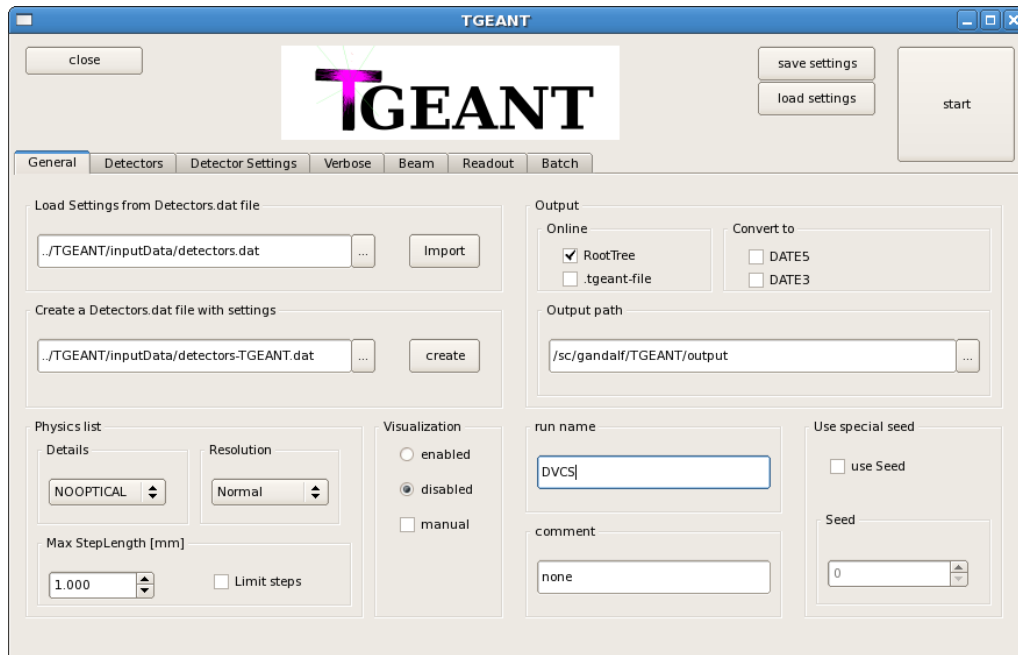


Abbildung 5.18: Die Startseite des grafischen Interface von TGEANT.

Während diese Parameter noch relativ leicht von Hand einstellbar sind, lässt sich das Laden der „detectors.dat“-Datei praktisch nur durch das grafische Interface bewerkstelligen, da diese Konfigurationsdatei für COMGEANT ebenfalls eine große Anzahl verschiedenster Parameter beherbergt (siehe Abschnitt 4.4), wie z. B. die Positionierung der verschiedenen Detektoren. Sofern diese Datei eingelesen wird, erfolgt automatisch eine Aktivierung aller darin befindlichen Detektoren in TGEANT mit ihrer jeweiligen Position. Das grafische Interface kann jedoch auch umgekehrt eine „detectors.dat“-Datei mit allen Positionen der ausgewählten Detektoren erzeugen. Dabei handelt es sich allerdings nur um quaderförmige Näherungen der komplexeren TGEANT-Geometrien, die in COMGEANT eingelesen werden können. Die Einstellungen der Interface-Parameter sind mit Hilfe des Buttons „save settings“ abzulegen. Gespeicherte Einstellungen können mit dem Button „load settings“ geladen werden.

In den zwei folgenden Auswahlreitern „Detectors“ und „Detector Settings“ werden die für die Detektorverwaltung erforderlichen Daten hinterlegt. Zunächst können die gewünschten Geometrien separat ausgewählt und in die Simulation übernommen werden. Anschließend erfolgt die individuelle Positionierung. Diese Arbeitsschritte können auch vom Interface aus erledigt werden, entweder durch Laden der „detectors.dat“-Datei oder durch Auswahl des vordefinierten kompletten Spektrometers. Die vordefinierte Anordnung ist stark an eine „detectors.dat“-Datei, in der der Spektrometerzustand aus dem Jahr 2007 beschrieben ist, angelehnt. Neu ist

die Einbindung der Detektoren CAMERA und ECAL0 sowie des LH₂-Targets. Eine exakte Anordnung für das Spektrometer mit diesen neuen Detektoren existiert momentan noch nicht. Bei den detektorspezifischen Einstellungen können wahlweise Parameter (sofern verfügbar) zur getrennten Positionierbarkeit der Detektorebenen, zu unterschiedlichen Auflösungen und zur Verfügbarkeit einer mechanischen Halterung eingegeben werden.

Die Registerkarte „Beam“ dient zur Steuerung der Klasse *T4RunManager* und bietet dem Nutzer die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Optionen zur Erzeugung von Primärteilchen an. Zur Einbindung des „Beam File“ kann an dieser Stelle auch eine entsprechende Datei eingelesen werden. Sofern ein Eventgenerator für TGEANT benutzt werden soll, besteht die Möglichkeit, alle spezifischen Einstellungen vorzunehmen und den Programmpfad zu LEPTO bzw. HEPGen¹¹ einzugeben. Damit kann das grafische Interface den Befehl zur Erzeugung einer Generatordatei selbst senden. Andernfalls kann eine bereits existierende Datei verwendet werden.

Eine für die praktische Anwendung von TGEANT ausgesprochen wichtige Option ist das Arbeiten im Rechencluster. Das parallele Ausführen von mehreren Instanzen des Programms mit unterschiedlichem Seed in einem vernetzten Computersystem vervielfacht die Geschwindigkeit der Simulation. Das grafische Interface übernimmt die Verwaltung und Versendung von Aufträgen in das Rechencluster. Implementiert ist sowohl die Verwendung von LXBatch am CERN als auch das Rechencluster der Universität Freiburg, Abteilung Königsmann. Aufgrund der IP-Adresse des Nutzers erkennt das System selbstständig, welches der beiden Rechencluster angesprochen werden kann und aktiviert das entsprechende Steuermenü. Es ist möglich, mehrere unterschiedliche Aufträge abzusenden, weil die jeweilige Version der Konfigurationsdatei in einem temporären Ordner zwischengespeichert wird. Jede Instanz erhält ihre eigene, stets eindeutig unterscheidbare Nummer, die mit einer Host- und Prozess-Identifikationsnummer versehen ist. Die Ausgabe von TGEANT wird ebenfalls mit dieser Kennnummer zwischengespeichert. Erst bei Programmende wird die Ausgabe zum vorbestimmten Ausgabepfad kopiert und umbenannt auf den vorbestimmten „Run“-Namen mit fortlaufender „Run“-Nummer. Auf diese Weise wird ein Zugriff von zwei unterschiedlichen Instanzen auf dieselbe Ausgabedatei vermieden, obwohl sie den gleichen „Run“-Namen besitzen. Der für die Monte-Carlo-Simulation verwendete Seed ergibt sich durch Datum und Uhrzeit über die „TUUID¹²“-Klasse von ROOT [38]. Ein simultanes Absenden von zwei Aufträgen auf zwei unterschiedliche Kerne desselben Prozessors könnte zu Problemen führen, da am Ende der Simulation die Ausgabe aufgrund des identischen Seeds gleich ist. Um solche Situationen grundsätzlich zu vermeiden, verzögert das Interface automatisch das jeweilige Absenden der Aufträge. Im Falle eines Eingabefehlers können alle Aufträge im Interface per Knopfdruck vorzeitig beendet werden.

¹¹PYTHIA taucht in dieser Aufzählung nicht auf, da TGEANT mit einer Version von Pythia6 arbeitet, die bereits in ROOT eingebunden ist. Beide Programme gehören zu der Software, die für die Installation von TGEANT benötigt wird. Detailliertere Informationen befinden sich in der TGEANT-Installationsanleitung im TGEANT User's Manual [44].

¹²Universally Unique Identifier

5.10 Analyse-Tool

Das Analyse-Tool ist neben dem grafischen Interface die zweite Zusatzsoftware im TGEANT-Programmpaket. Es ist völlig unabhängig vom Kernprogramm. Mit dem Analyse-Tool ist auf einfache und schnelle Weise ein Blick auf die simulierten Ereignisse möglich.

Durch das Einbinden der TGEANT-Bibliothek „libT4Event.so“ und der zwei dazugehörigen Header-Dateien kann eine TGEANT-Ausgabedatei durch Aufruf einer einzelnen Funktion gelesen und anschließend beliebig analysiert werden. Das Analyse-Tool bietet eine Fülle von Beispielen von vorgefertigten Klassen und Grundfunktionen sowohl zur Analyse aller Detektoren als auch zur Darstellung der „PMT“-Auslesepulse. Alle in dieser Arbeit abgebildeten ROOT-Grafiken der TGEANT-Simulation entstanden mit Hilfe des Analyse-Tools.

5.11 Leistungsüberprüfung und Arbeitsspeicherbedarf von TGEANT

Die Leistungsfähigkeit von TGEANT beinhaltet mehrere Sektoren, wie die Berechnungsdauer von Ereignissen sowie dem Arbeitsspeicherbedarf und der Ladezeit der Geometrien und physikalischen Modelle. Diese Faktoren hängen stark von den vorab eingestellten Parametern ab. Ein wichtiger Punkt ist die Auswahl der *T4PhysicsList*. Ereignisse im CAMERA-Detektor können in der Größenordnung von Zehntelsekunden prozessiert werden, sie können aber auch unter Einbindung von optischer Physik bis zu mehreren Minuten dauern, abhängig von der Anzahl der erzeugten optischen Photonen. Für eine variierende Anzahl an Primärteilchen und der aus dem Tracking resultierenden Anzahl an Wechselwirkungen mit den Detektoren ergeben sich individuelle Laufzeitunterschiede. Für den „Spill“-Modus mit geladenem „Beam File“ (GEANT), PYTHIA (mit den Einstellungen aus Tabelle C.1) sowie HEPGen (zur Erzeugung von DVCS-Ereignissen) wurde die Dauer der Ereignisse für das volle Spektrometer aufgetragen (Abbildung 5.19).

Ein weiterer Faktor ist der Arbeitsspeicherbedarf der Monte-Carlo-Simulation. Dieser steigt mit der Anzahl an eingebundenen Detektoren und wiederum mit dem Umfang an ausgewählten physikalischen Modellen in der *T4PhysicsList*. Direkt korreliert ist damit auch die Dauer für das Laden der Geometrien, der Strahlparameter und der physikalischen Modelle. Tabelle A.1 im Anhang listet den Bedarf an Arbeitsspeicher für die Geometrien und die einmalige Ladezeit zu Beginn von TGEANT für die jeweiligen Detektoren bzw. Detektorsysteme auf. Es muss hierbei jedoch berücksichtigt werden, dass aus einer Kombination mehrerer Detektoren nicht zwingend eine Addition für den Arbeitsspeicherbedarf resultiert. Für das vollständige Spektrometer beispielsweise komprimiert Geant4 den Arbeitsspeicher um circa 1 GB auf insgesamt 1,5 GB. Die Ladezeit hingegen summiert sich annähernd auf, da alle Volumina der verwendeten Detektoren mit den physikalischen Modellen verknüpft werden müssen.

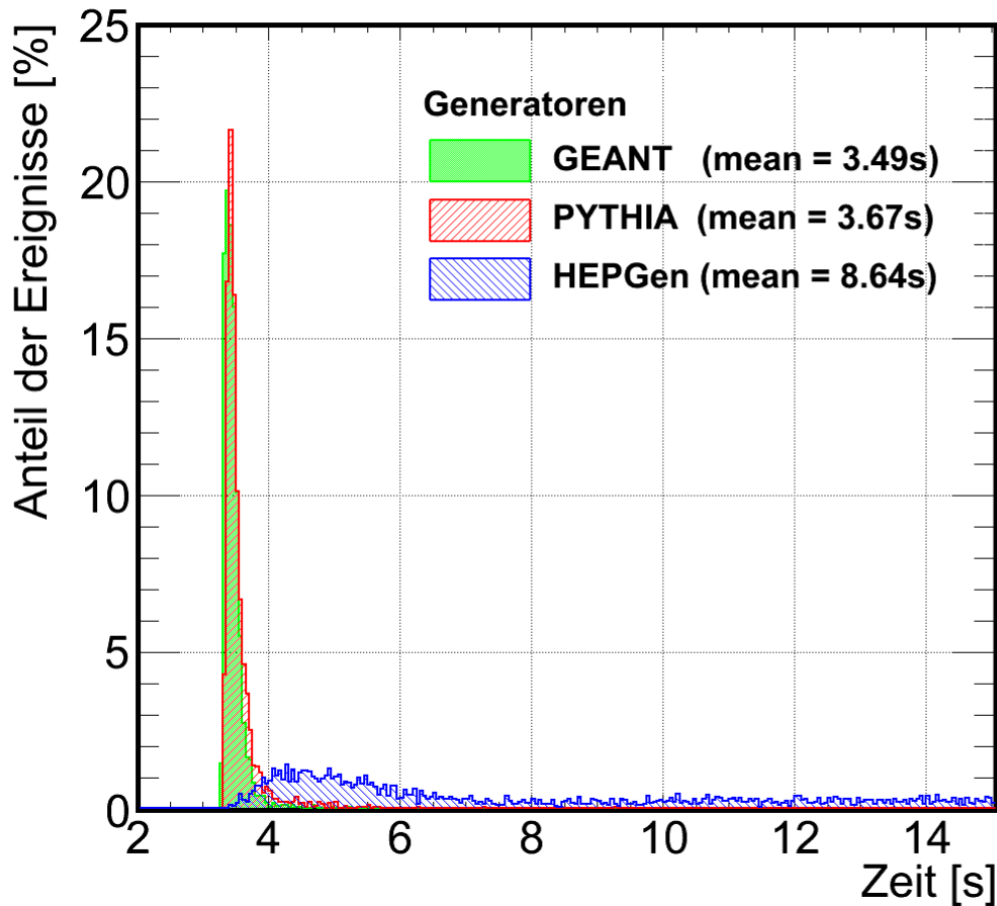


Abbildung 5.19: Dauer der Prozessierung eines Ereignisses mit vollständigem Spektrometer in TGEANT mit unterschiedlichen Ereignisgeneratoren, basierend auf der „NOOPTICAL-Physics-List“. Hinter GEANT verbirgt sich der „Spill“-Modus mit geladenem „Beam File“. PYTHIA wurde mit den in Tabelle C.1 gelisteten Einstellungen verwendet und HEPGen zur Simulation von DVCS-Ereignissen (Intel(R) Core(TM) i5-2500K CPU @ 3,30 GHz, 6 GB RAM). Die zeitlichen Unterschiede ergeben sich einerseits aus der Anzahl getroffener Detektoren und andererseits durch elektromagnetische Schauer, die für HEPGen wesentlich häufiger auftreten als für PYTHIA oder GEANT.

6. Implementierte Geometrien in TGEANT

In diesem Kapitel werden alle implementierten Geometrien in TGEANT beschrieben. Dazu gehören nicht nur die Detektoren des COMPASS-Experiments, sondern auch Strukturen, wie z. B. die Magnete sowie das Target und die Absorber.

Geant4 als Simulationsgrundlage bietet die Möglichkeit, Detektoren mit beliebiger Genauigkeit zu integrieren. Hier können die komplexesten Geometrien als BREP-Modelle, die beispielsweise in CAD-Programmen Verwendung finden, eingebunden werden. Bei der Entwicklung von TGEANT wurde besonderer Wert auf die Mischung zwischen Arbeitsleistung der Software einerseits und möglichst detaillierter Wiedergabe der Detektoren andererseits gelegt. Dieser Zielsetzung würde die Einbindung von CAD-Geometrien zuwiderlaufen. Deshalb wurde in TGEANT auf die Einbindung gänzlich verzichtet. Stattdessen bietet TGEANT für die meisten Detektoren eine Auswahl an verschiedenen Detailstufen an. Weiterhin besteht die Möglichkeit, die mechanischen Detektorhalterungen in die Simulation aufzunehmen oder mit Blick auf die Laufzeit darauf zu verzichten. Die geometrischen Informationen zur Konstruktion der Geometrien stammen aus unterschiedlichen Quellen: überwiegend aus CAD-Geometrien, aus technischen Zeichnungen, Publikationen oder aus Präsentationen. In einigen wenigen Fällen wurden aufgrund von unvollständig vorliegenden Dokumentationen die Detektormaße direkt am Experiment vermessen.

Die Entwicklung von TGEANT erfolgte in enger Zusammenarbeit, daher werden in diesem Kapitel nicht alle Detektoren im Detail beschrieben. Eine tiefer gehende Beschreibung dieser Detektoren befindet sich in [45].

6.1 CAMERA-Detektor

Der CAMERA-Detektor wurde bereits in Abschnitt 3.4.1 vorgestellt. Er ist ein im Rahmen des COMPASS-II-Experiments neu entwickelter Rückstoß-Proton-Detektor und dient zur Teilchenidentifikation derjenigen Protonen, die bei DVCS-Prozessen zurückgestoßen werden. Die Implementierung der CAMERA-Geometrien in TGEANT basiert sowohl auf detaillierten CAD-Zeichnungen als auch auf eigenen Ausmessungen der mechanischen Halterung. Individuelle Nachjustierungen, wie z. B. die Anpassungen der Abstände der Ring-B-Szintillatoren werden immer dann vorgenommen, wenn sich Abweichungen von den ursprünglich erwarteten Werten ergeben, die auf die Montage zurückzuführen sind.

Der CAMERA-Detektor (Abbildung 6.1) ist aus zwei konzentrischen Ringen mit jeweils 24 Szintillatoren aufgebaut. Diese können beidseitig über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen werden. Die beiden Ringe sind um $7,5^\circ$ relativ zueinander rotiert. Alle 48 Szintillatoren haben eine trapezförmige Grundfläche, wobei sich die Dimensionen der Ring-A- und der Ring-B-Szintillatoren unterscheiden. Tabelle 6.1 listet die in TGEANT verwendeten Parameter auf. Damit der Abstand zwischen den Szintillatoren für Ring A 1,0 mm und für Ring B 4,0 mm beträgt [54], wurde der Radius der beiden Ringe entsprechend berechnet [44]. Alle Szintillatoren und Lichtleiter sind über die gesamte Länge mit einem Luftvolumen umgeben und schließen mit einer Aluminiumfolie ab. Die Notwendigkeit und Bedeutung dieser zwei Schichten wurde bereits ausführlich in Abschnitt 5.7 diskutiert. Eine weitere Schicht, die jedoch keinen Einfluss auf die optischen Prozesse hat, ist eine Plastikfolie, mit der alle Szintillatoren im Experiment lichtdicht verschlossen sind.

Tabelle 6.1: *Tabellarische Übersicht über die eingebundenen Größen für die Ring-A- und Ring-B-Elemente des CAMERA-Detektors in TGEANT. Die Angaben der Trapezgrößen beziehen sich hierbei auf den Szintillator und die Angaben des Radius auf die Distanz zwischen der zentralen Strahlachse und dem Zentrum der Szintillatoren.*

CAMERA	Ring A	Ring B
Länge	275,00 cm	360,00 cm
Dicke	0,40 cm	5,00 cm
Trapezbreite oben	6,60 cm	30,28 cm
Trapezbreite unten	6,50 cm	28,96 cm
Radius	25,90 cm	114,70 cm
Dicke der Luftschicht	0,10 mm	0,10 mm
Dicke der Aluminiumfolie	0,02 mm	0,02 mm
Dicke der Plastikfolie	0,76 mm	0,76 mm

An den Randflächen sind die Szintillatoren nicht mit Folie verschlossen. Sie müssen am Übergang zum Plexiglas-Lichtleiter offen bleiben. Diese Randflächen haben in allen vier Fällen (A_{up} , A_{down} , B_{up} , B_{down} ¹) eine rechteckige Grundfläche. Die trapezförmigen Szintillatorflächen sind deshalb an den überstehenden Rändern zusätzlich mit jeweils einer Schicht aus Luft, Aluminium und Plastik bedeckt.

¹Abkürzung für „up stream“ und „down stream“, engl.: Strahlauf- bzw. -abwärts-Richtung.

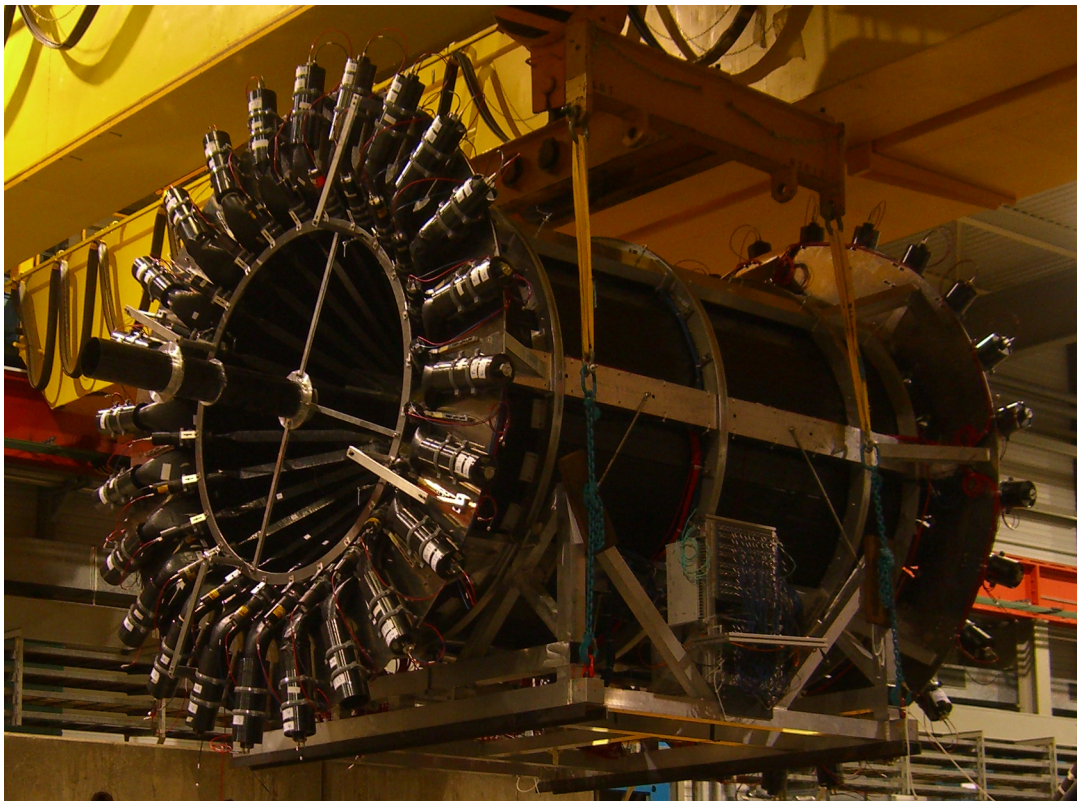
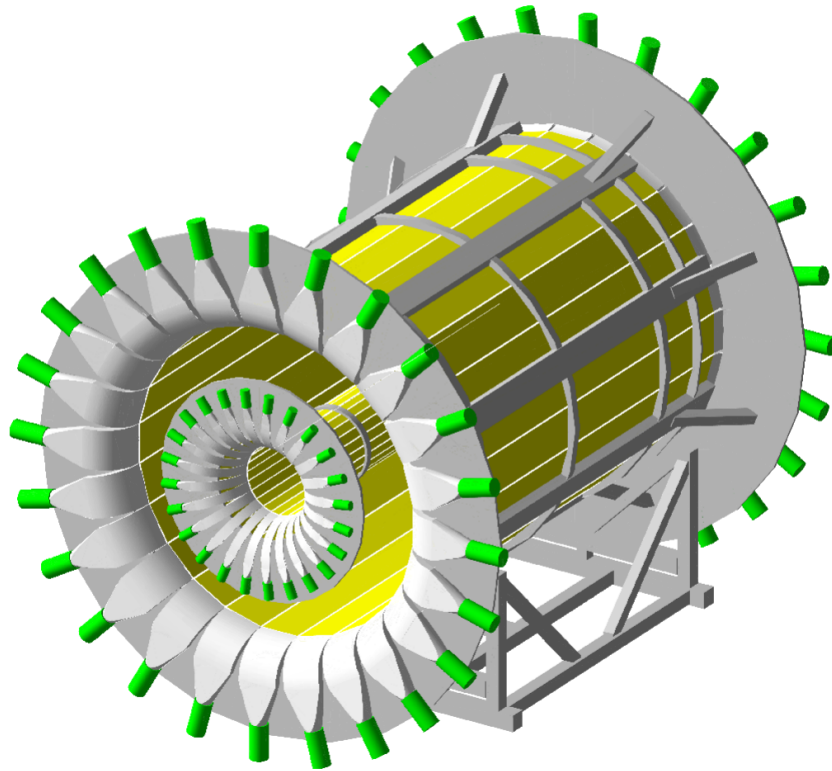


Abbildung 6.1: Der CAMERA-Detektor mit mechanischer Halterung in TGEANT (oben) im Vergleich zum echten Detektor (unten). Das Kohlefaserrohr und die Sicherungsstangen für Ring A dienen nur dem Transport und werden am Einsatzort entfernt.

Die angrenzenden Lichtleiter für die Ring-B-Szintillatoren sind beidseitig identisch. Aus Platzgründen haben sie im Experiment eine gebogene Form. Diese Lichtleiter wurden in einem aufwändigen Verfahren speziell für den CAMERA-Detektor entwickelt und hergestellt. Auf eine direkte Einbindung der zugrundeliegenden CAD-Geometrie (Abbildung 6.2 (links)) in TGEANT wurde bewusst verzichtet. Es zeigte sich nämlich, dass die Simulationsleistung durch den CAD-Import nur eines Ring-B-Lichtleiters um circa 95 % verringert wird. Die Ladezeiten für die Geometrien haben sich zusätzlich vervielfacht. Um den CAD-Import zu vermeiden, werden die 48 Ring-B-Lichtleiter aus drei miteinander kombinierten CSG-Modellen konstruiert (Abbildung 6.2 (rechts)). Ein Zylindermantelsegment, das mit dem Szintillator in Kontakt gebracht wird, bildet die erste Hälfte. Der dabei verwendete Krümmungsradius entspricht der originalen CAD-Geometrie. Daran schließt sich ein sogenannter Fishtail-Lightguide² an, der aus der Vereinigung eines Kegel- mit einem Pyramidenstumpfs resultiert.

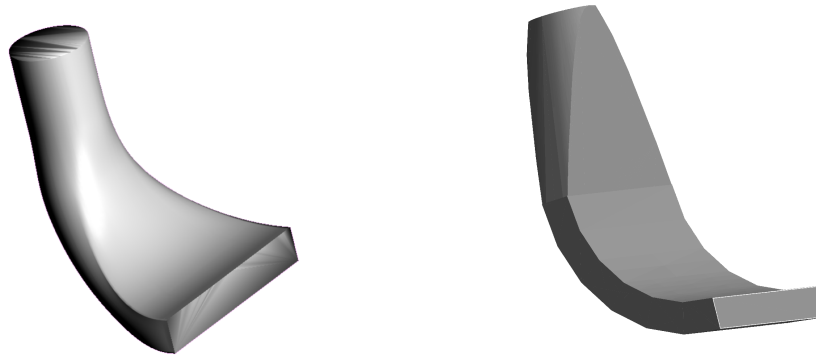


Abbildung 6.2: *Ring-B-Lichtleiter aus der CAD-Geometrie (links) im Vergleich zum CSG-Modell aus TGEANT (rechts).*

Das Target sowie die Ring-A- und die Ring-B-Szintillatoren beginnen auf gleicher Ebene. Die Ring-A-Lichtleiter auf der strahlaufwärts liegenden Seite entsprechen dem Prinzip des Ring-B-Lichtleiters, jedoch mit veränderten Parametern, die aus der CAD-Geometrie entnommen sind. Die Länge der Szintillatoren ergab sich während der Detektorplanung aus der Targetlänge und der gewünschten Winkelakzeptanz. Die Ring-A-Szintillatoren sind dabei entsprechend kürzer als die des äußeren Rings. Eine identische Lichtleitermontage auf der strahlabwärts liegenden Seite würde die Effizienz des Detektors stören. Stattdessen werden relativ lange Lichtleiter verwendet, damit die Photomultiplier der Ring-A-Auslese in der Nähe der Ring-B-Photomultiplier angebracht werden können. Die Effizienz des Detektors wird dadurch nicht beeinflusst. Die Lichtleiter sind mit einem Radius von 27,4 cm um 44,6° gebogen und führen dann über eine gerade Länge von 86 cm zum Photomultiplier. Die Beschreibung des Aufbaus des Photomultipliers folgt in Abschnitt 6.3.

6.2 RPD

Der für bereits durchgeführte Messungen am COMPASS-Experiment entwickelte Rückstoß-Proton-Detektor (RPD) ähnelt sehr dem Aufbau des CAMERA-Detektors

²engl.: Fischeschwanz

[55]. Ebenfalls 24 Szintillatoren im Ring B, jedoch nur 12 Szintillatoren im Ring A bilden zwei konzentrische Kreise um das Target. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Die Szintillatorstreifen mit rechteckiger Grundseite werden beidseitig über Fishtail-Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Die Lichtleiter für die Ring-A-Elemente sind jeweils um $15,0^\circ$ nach außen gebogen. Die in TGEANT zugrundeliegende Geometrie gleicht hierbei derjenigen der strahlabwärts liegenden Ring-A-Lichtleiter des CAMERA-Detektors. Die mechanische Halterung des RPD wird durch einen 3 mm dicken Zylindermantel angenähert.

Tabelle 6.2: *Tabellarische Übersicht über die eingebundenen Größen für den RPD [55].*

RPD	Ring A	Ring B
Länge	50,0 cm	106,0 cm
Dicke	0,5 cm	1,0 cm
Breite	6,0 cm	20,0 cm
Radius	12,0 cm	77,5 cm

6.3 Photomultiplier

Photomultiplier in TGEANT werden durch die Länge ihres Gehäuses und den Durchmesser der jeweiligen Photokathode definiert. Der Radius des Gehäuses ist dabei typischerweise 1,0 cm größer als derjenige der Photokathode. Auf eine aufwändige und detailgetreue Implementierung sämtlicher Dynoden wurde aus Laufzeitgründen verzichtet. Vergleichbar mit der Simulation der Elektronenverstärkung, würde sich auch hier die Simulationsleistung signifikant durch die Implementierung sämtlicher Dynoden verringern. Die exakte Geometrie der Hersteller bleibt ohnehin unzugänglich. Die Konstruktion des Photomultipliers besteht nur aus wenigen Elementen. Die dabei verwendeten Abstände zeigt Abbildung 6.3. Zu den Elementen gehören das Eintrittsfenster aus Glas, die Photokathode und die Vakuumschicht, die sich zwischen Glas und Photokathode befindet.

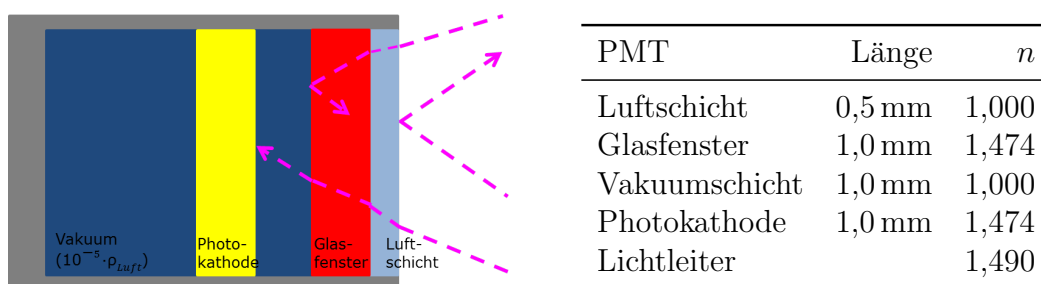


Abbildung 6.3: *Nicht maßstabsgetreue Skizzierung des Aufbaus des Photomultipliers in TGEANT (links) mit den verwendeten Abständen (rechts).*

Die gestrichelten Linien in Abbildung 6.3 deuten drei theoretisch mögliche Photonenlinien an. Die Grenzflächen der Schichten bieten den optischen Photonen die Möglichkeit zur Reflexion. Eine weitere Grenzfläche (ohne Abbildung) mit verändertem Brechungsindex ist der Übergang vom Szintillator zum Lichtleiter. Beim

Vergleich der simulierten Pulse mit realen Daten aus Abbildung 5.15 zeigt sich das gleiche Reflexionsverhalten der optischen Photonen, mit gleichen Zeitabständen zum Hauptsignal und gleicher relativer Amplitude.

TGEANT bietet die Möglichkeit, die für die Reflexionen verantwortlichen Luftschichten individuell zu entfernen. Ebenso ist es möglich, sie – wie in der Praxis realisiert – durch den Einsatz von optischem Silicon auf dem Eintrittsfenster des Photomultipliers zu ersetzen. Abbildung 6.4 zeigt die Auswirkungen. Durch den Einsatz von optischem Silicon können die Reflexionen zwar reduziert, aufgrund der endlichen Vakuumschicht zwischen Kathode und Eintrittsfenster jedoch nicht vollständig unterdrückt werden.

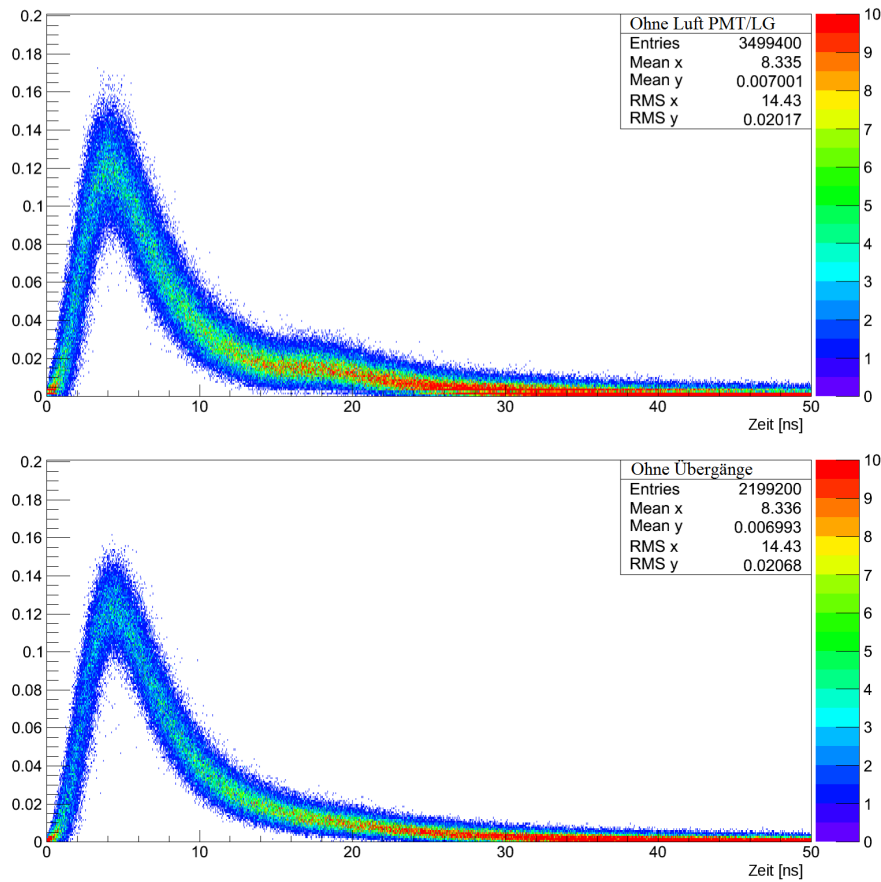


Abbildung 6.4: Vergleich der Pulsform für veränderte Oberflächenübergänge am Photomultiplier. Ohne Luftschicht zwischen Lichtleiter und PMT (oben) verkleinert sich die relative Amplitude der Reflexion im Vergleich zu Abbildung 5.15 (Mitte). Gänzlich ohne Übergangsschichten würden die Reflexionen komplett verschwinden (unten).

6.4 LH₂-Target

In TGEANT wurden die Geometrien des speziell für die DVCS-Messungen entwickelten Flüssig-Wasserstoff-Targets eingebunden. Das Target selbst ist ein mit Flüssig-Wasserstoff gefüllter Zylinder von variabler Länge und Durchmesser. Die Standardwerte betragen wie auch im Experiment in der Länge 257,0 cm und im

Durchmesser 4,0 cm [56]. Die mechanischen Halterungen und das Kühlsystem können wahlweise in die Simulation integriert oder ausgeschlossen werden. Auf diese Weise können Abschwächungsprozesse der aus dem Target auslaufenden Teilchen untersucht werden (siehe Abschnitt 7.3). Die dabei verwendeten Geometrien stammen aus [57, 58]. Der komplexe Kühlapparat im Bereich vor der Wechselwirkungszone ist dabei lediglich als Hohlrohr implementiert. Eine schematische Zeichnung mit allen notwendigen Parametern und Materialien des LH₂-Targets, die in TGEANT integriert sind, ist in [45] zu finden.

6.5 Kalorimeter

Alle elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, inklusive des neu entwickelten ECAL0 sind in TGEANT integriert. Dabei werden die Kalorimeter in der Simulation, wie auch im Experiment aus einer großen Anzahl von Modulen aufgebaut und von einer massiven mechanischen Halterung getragen. Alle Kalorimeter haben für die Strahlteilchen und im Falle der ersten Spektrometerstufe für die nur leicht abgelenkten Teilchen ein zentrales Loch³. Die darüber positionierten Module müssen deshalb gestützt werden. Bis auf das ECAL1 und das ECAL2 konnten die Informationen über diese Halterungen aus technischen Zeichnungen entnommen werden [59].

Für die fünf Kalorimeter werden unterschiedliche Module eingesetzt. Neben den unterschiedlichen physikalischen Anforderungen, wie der elektromagnetischen und der hadronischen Schauerbildung, ergeben sich auch aus der praktischen Anwendung weitere Unterscheidungen. Module in Strahlnähe müssen im Gegensatz zu weiter außen liegenden Modulen eine besondere Strahlenhärte und ein hohes Auflösungsvermögen aufweisen. Die verschiedenen Module werden in den folgenden Unterabschnitten vorgestellt.

Das COMPASS-Experiment unterliegt durch die Weiterentwicklung von Detektoren sowie durch die Vielfalt des physikalischen Programms einem ständigen Wandel. Daher können sich die Modulanordnungen der Kalorimeter, wie beispielsweise auch die Größe des zentralen Strahllochs, ändern. Aus diesem Grund ist jedes Modul in TGEANT flexibel positionierbar und somit kann jedes Kalorimeter sehr leicht angepasst werden.

6.5.1 Elektromagnetische Kalorimeter

Die elektromagnetischen Kalorimeter greifen auf die in TGEANT eingebundenen ECAL-Module zurück: GAMS-, GAMS-RH⁴-, OLGA-, MAINZ- und Shashlik-Module. Mit Ausnahme der Shashlik-Module handelt es sich dabei um Bleiglas-Module. In diesen lösen hochenergetische Photonen bzw. Elektronen einen elektromagnetischen Schauer aus. Die dabei entstehenden Elektronen und Positronen senden Cherenkov-Strahlung aus, die von einem Photonendetektor registriert werden. Auf eine Simulation dieses Verhaltens wird in TGEANT jedoch bewusst verzichtet,

³Für das ECAL2 und das HCAL2 ist dieses Loch aus Strahlrichtung gesehen leicht nach links verschoben.

⁴Abkürzung für „radiation-hard“, engl.: strahlenhart

im Hinblick auf die Laufzeit. Die Simulation des Teilchenschauers impliziert ohnehin bereits eine hohe Detailstufe. Die daraus resultierenden Daten sollen daher im nächsten Schritt zur Leistungssteigerung durch Parametrisierungsfunktionen ersetzt werden.

Tabelle 6.3: *Tabellarische Übersicht der charakteristischen Parameter der Bleiglas-Module [27].*

	GAMS	GAMS-RH	OLGA	MAINZ
Breite/Höhe	38,3 mm	38,3 mm	143,0 mm	75,0 mm
Länge	45,0 cm	45,0 cm	57,0 cm	38,6 cm
Material	TF1	TF101	SF5	SF57

Im Unterschied zu den Bleiglas-Modulen handelt es sich bei den Shashlik-Modulen, wie auch bei den HCAL-Modulen, um sogenannte Sampling-Kalorimeter. Der Aufbau besteht im Prinzip dabei aus abwechselnden Schichten von Szintillatormaterial und Absorber. Die in den Szintillatorschichten erzeugten Photonen werden dabei über Lichtleiterfasern zu einem Photonendetektor geführt und dort nachgewiesen. In Abbildung 6.5 ist die umgebende Hülle nur durch ihre Umrandung visualisiert. Neben dieser Hülle werden lediglich die alternierenden Szintillator- und Absorberschichten integriert. Eine Simulation des Szintillationsprozesses mittels optischer Auslese ist nicht vorgesehen. Eine Übersicht über alle Sampling-Module wird am Ende dieses Kapitels in Tabelle 6.4 gezeigt.

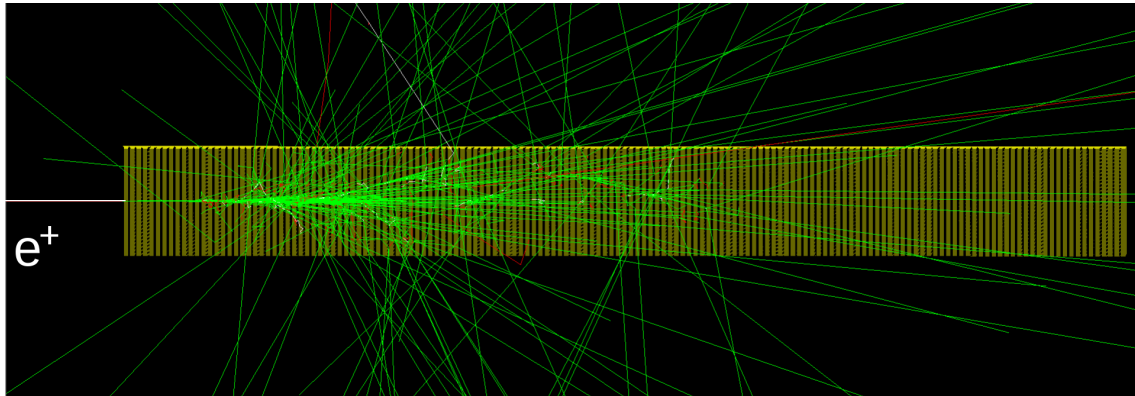


Abbildung 6.5: *Elektromagnetische Schauerbildung im Shashlik-Modul des elektromagnetischen Kalorimeters für ein einlaufendes Positron (weiß) mit einer Energie von 1 GeV. Zu sehen sind Photonen (grün), Elektronen (rot) und Positronen (weiß). Die Szintillator- (gelb) und die Absorberschichten (schwarz) sind alternierend angeordnet.*

Das neue ECAL0-Kalorimeter, das in Abbildung 6.6 zu sehen ist, wird unmittelbar hinter dem CAMERA-Detektor positioniert, um die Winkelakzeptanz im COMPASS-Experiment zu erhöhen. Deshalb ist eine genaue Einbindung der mechanischen Halterungen bei diesem Detektor unverzichtbar. Die für das ECAL0 entwickelten Module vom Shashlik-Typ werden in einer 11 (horizontal) \times 9 (vertikal) Matrix jeweils zweireihig außen platziert. Dafür werden insgesamt 64 Module benötigt. Jedes Modul besitzt neun Auslesekanäle. Die Module der beiden oberen Reihen

werden von einer Innox-Platte (schwarz in Abbildung 6.6) getragen. Das ECAL0 besitzt insgesamt nur 56×9 Kanäle, weil jeweils die zwei äußersten Module der beiden äußersten Spalten nicht ausgelesen werden [60].

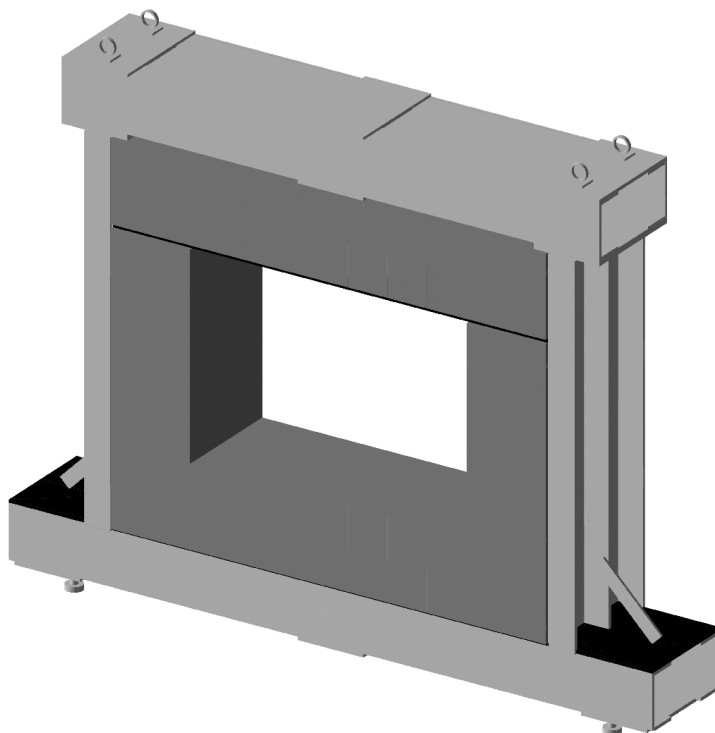


Abbildung 6.6: Der ECAL0-Detektor in TGEANT.

Ähnlich werden die beiden größeren elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2 bestückt, jedoch mit einer deutlich größeren Anzahl von Modulen. In zentraler Lochnähe werden dabei die kleinflächigeren und strahlungsfesten Shashlik- und GAMS-RH-Module eingesetzt, an den Rändern die größeren MAINZ- oder OLGA-Module. Insgesamt werden 1.708 Module für das ECAL1 und 2.972 Module für das ECAL2 ausgelesen [16].

6.5.2 Hadronische Kalorimeter

Die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 werden aus einer deutlich geringeren Anzahl von Sampling-Modulen aufgebaut, die eine entsprechend größere Querschnittsfläche aufweisen. Für das HCAL1 wird eine Matrix von 28 (horizontal) \times 20 (vertikal) Modulen bestückt, wobei pro Ecke zwölf und in der Mitte 8×4 Module ausgelassen werden (Abbildung 5.17). Insgesamt ergibt sich somit eine Gesamtanzahl von 480 Modulen. Die 216 Module des HCAL2 sind in einer 22×10 Matrix angeordnet, in der vier Module für den Teilchenstrahl ausgespart werden. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Kalorimetern werden nur Module einer Sorte verbaut. Die einzige Ausnahme bilden die 8×6 zentralen Module des HCAL2, die mit um vier Schichten erweiterten Modulen gefüllt werden [27].

Zur Beschleunigung der Simulation bietet TGEANT für die Sampling-Module eine niedrigere Detailstufe an, in der das Innere des Kalorimeter-Moduls durch ein einziges sensitives Detektorvolumen ersetzt wird. Diesem wird ein eigens berechnetes Material zugewiesen, dessen Zusammensetzung das ursprüngliche Verhältnis zwischen

Tabelle 6.4: *Tabellarische Übersicht der charakteristischen Parameter der Sampling-Module [27, 60, 61].*

	Shashlik	ECAL0	HCAL1	HCAL2
Breite	38,3 mm	120,0 mm	146,0 mm	200,0 mm
Höhe	38,3 mm	120,0 mm	142,0 mm	200,0 mm
Länge	45,0 cm	34,17 cm	119,0 cm	165,0 cm
Anzahl Schichten	155	109	40	36
Szintillator-Material	Polystyren	Polystyren	Polystyren	Polystyren
Absorber-Material	Blei	Blei	Eisen	Eisen
$d_{\text{Szintillator}}$	1,5 mm	1,5 mm	5,0 mm	3,0 mm
d_{Absorber}	0,8 mm	0,8 mm	20,0 mm	25,0 mm

Szintillator und Absorber berücksichtigt. Der dabei in der Simulation ausgegebene Energiebetrag muss mit einem entsprechenden Faktor berücksichtigt werden, da bei der Originalbesetzung der Energieverlust in den Absorbern nicht mitgezählt wird.

6.6 RICH-1-Detektor

Der RICH-1-Detektor dient zur Teilchenidentifikation durch den Nachweis von Cherenkov-Photonen, die über sphärische Spiegel auf die Photonendetektoren reflektiert werden. Grundvoraussetzungen dafür sind: die Implementierung der entsprechenden physikalischen Prozesse, die Zuweisung der notwendigen Material- und Spiegeloberflächeneigenschaften sowie eine exakte Geometrie. Als Radiatorgas wird C_4F_{10} verwendet, dessen Eigenschaften in TGEANT implementiert werden müssen. Die zu implementierenden Eigenschaften sind hierbei vergleichbar mit denen eines Szintillators (siehe Abschnitt 5.6). Dazu zählen neben der Abschwächungslänge und der Lichtausbeute ebenfalls der wellenlängenabhängige Brechungsindex.

Die Geometrien für das Gehäuse, die beiden sphärischen Spiegel und die mit Helium gefüllte Strahlführung stammen überwiegend aus technischen Zeichnungen [31, 62, 63]. Die über die Spiegel reflektierten optischen Photonen werden durch sensitive Detektoren nachgewiesen, die an der oberen und unteren Frontseite installiert sind. Die im Experiment verwendeten Detektoren sind unterteilt in eine sehr große Anzahl von Kanälen mit einer Größe von $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ unterteilt. Im Hinblick auf die Ladezeit wäre die Verwaltung der sensitiven Detektoren in der Datenverarbeitung mit einer so großen Anzahl an Einzelvolumina kaum sinnvoll. Daher werden nur acht Kammern im Ganzen implementiert. Die speziell entwickelte „PCB“-Auslese hat dann die Aufgabe, diese Kammern in die einzelnen Kanäle zu zerlegen. Ähnlich wie bei der „PMT“-Auslese werden auch hier nur optische Photonen berücksichtigt. Als Ausgabe wird die Kanalnummer mit der Anzahl der registrierten Photonen gespeichert. In Abbildung 6.7 wird sowohl ein Ereignis im RICH-1-Detektor als auch die zugehörige „PCB“-Ausgabe gezeigt.

Optische Prozesse verlangsamten die Simulation um circa eine Größenordnung. Dies ist auf die Rechenzeit für das Tracking der vielfältig entstehenden optischen Photonen zurückzuführen. Eine Deaktivierung der optischen Prozesse für den RICH-1-

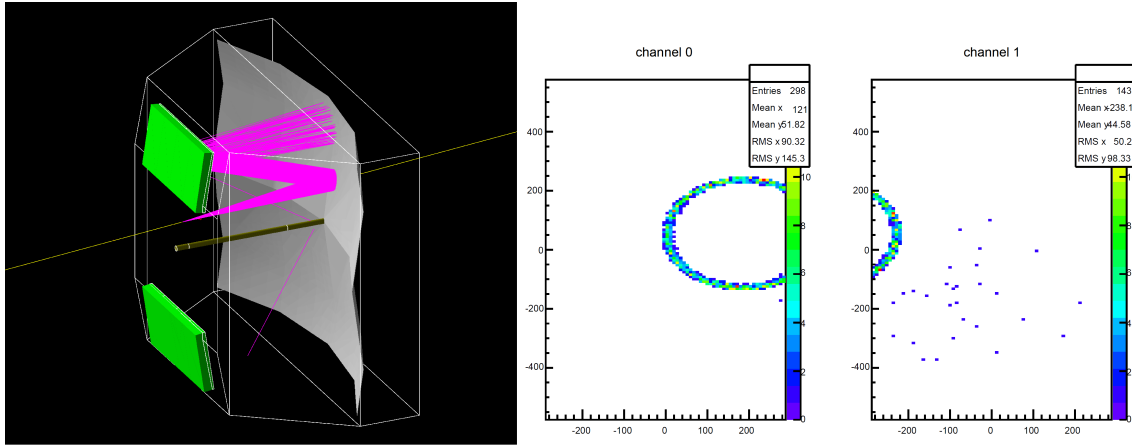


Abbildung 6.7: Innere Ansicht des RICH-1-Detektors in TGEANT (links). Die Cherenkov-Photonen des mit 20 GeV schnellen π^+ werden von den Detektorkammern mit „PCB“-Auslese registriert (rechts). Die insgesamt acht Detektorkammern sind grün dargestellt. Für das hier gezeigte Ereignis sind nur die ersten beiden Auslesekanäle abgebildet.

Detektor wird daher von TGEANT angeboten. Dies ist sinnvoll, wenn die RICH-1-Auslese verzichtbar ist, die durch die Geometrien verursachten Einflüsse aber berücksichtigt werden sollen.

6.7 Myonfilter

Die Myon-Identifikation erfolgt im COMPASS-Experiment, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, durch zwei Detektorsysteme, die sich am Ende der jeweiligen Spektrometerstufe befinden: MW1 und MW2.

Die MW1 besitzt zwei Detektorstationen, die durch einen 60 cm dicken Eisenabsorber voneinander getrennt sind (Abbildung 6.8 (links)). Die Basiselemente des MW1-Systems sind sogenannte Mini-Driftkammern (MDT⁵), die aus acht Aluminiumzellen mit einem gemeinsamen Plastikrahmen bestehen. An der Rückseite werden die Aluminiumzellen mit einer Innox-Platte gefestigt. Aneinandergereiht bilden die MDT-Module die verschiedenen Detektorebenen. Jede Station besitzt acht Ebenen: jeweils vier mit vertikaler und vier mit horizontaler Ausrichtung, die zur Messung der X- bzw. Y-Koordinate der Teilchenspura dienen. Insgesamt ergeben sich für jede X-Ebene 74 Module. Davon lassen jeweils 2×17 verkürzte Module das zentrale Loch frei. Analog addieren sich pro Y-Ebene zur Gesamtanzahl 58 Kanäle. Davon umgeben 2×9 das Strahlloch. Somit ergeben sich insgesamt 1.056 MDT-Module, folglich 8.448 Detektorkanäle für die MW1. Die große Anzahl an unabhängigen, sensitiven Detektorvolumina ist proportional zur beanspruchten Ladezeit für die Geometrien. Im Gegensatz zur Argumentation bei der „PCB“-Auslese für den RICH-1-Detektor stehen diese jedoch im sensitiven Bereich des Spektrometers und die Materialien wechselwirken mit den nachzuweisenden Teilchen.

Im Unterschied zur MW1 sind die zum MW2-System zugehörigen Driftkammern alle hinter dem 2,4 m dicken Betonabsorber angeordnet. Aufgeteilt in zwei Stationen,

⁵Mini Drift Tube

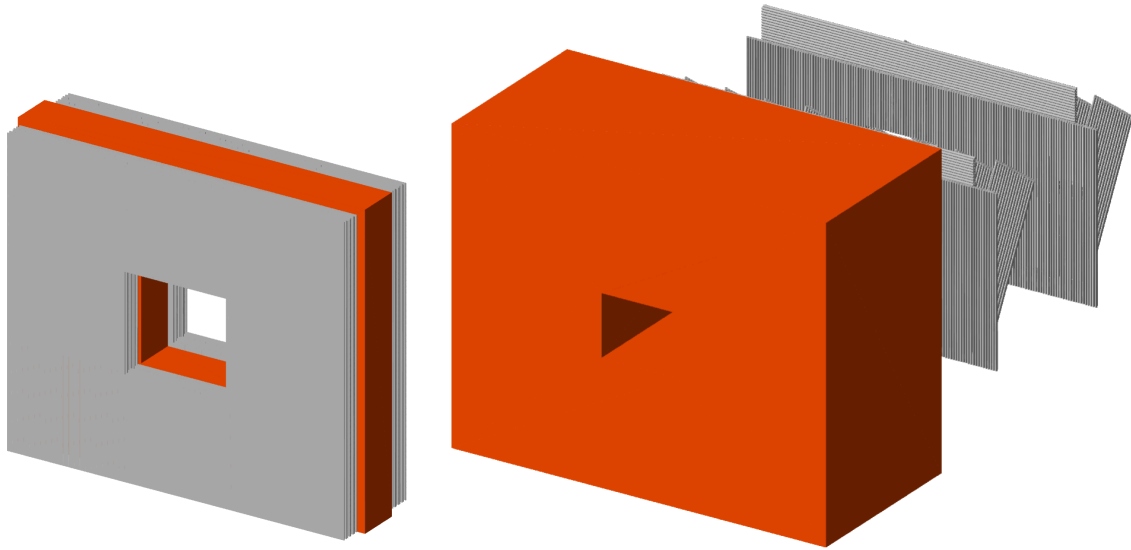


Abbildung 6.8: *MW1- (links) und MW2-Detektor (rechts) in TGEANT.*

besitzt das MW2-System jeweils drei Detektorebenen mit unterschiedlicher Ausrichtung für eine möglichst präzise Spurrekonstruktion. Neben den beiden bereits erwähnten X- und Y-Typen wird, durch die Rotation der Detektorebene um 15° in Bezug zur Vertikalen, eine sogenannte V-Detektorebene verwendet. Die Driftkammerrohre werden im Gegensatz zur MW1 gegeneinander versetzt montiert, um für jede Ebene eine bessere Detektoreffizienz zu erhalten. Aufgrund dieser Anordnung trifft jedes nachzuweisende Teilchen mindestens auf ein Detektorvolumen. Insgesamt ergeben sich 1.680 Auslesekanäle, 336 für jede X- und V-Ebene und 168 für jede Y-Ebene.

6.8 Spurdetektoren

Das COMPASS-Experiment umfasst, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, eine sehr große Vielfalt an unterschiedlichen Spurdetektoren. Diese sind nach ihrem Einsatzgebiet kategorisierbar. In TGEANT sind alle großen LAS-Detektoren in hoher Detailstufe implementiert, wie beispielsweise die DC- und Straw-Detektoren (Abbildung 6.9).

Eine DC-Station besteht jeweils aus vier Detektorebenen mit unterschiedlichen Ausrichtungen: Vertikal (X), horizontal (Y) sowie mit einer Rotation um $+20^\circ$ (U) und -20° (V) in Bezug zur Vertikalen [64]. Die Straw-Detektorsysteme samt mechanischer Halterungen sind ebenfalls in hoher Detailstufe in TGEANT eingebunden [65, 66]. Die verschiedenen Detektorebenen werden zur Spurrekonstruktion analog zu den DC-Detektorebenen mit unterschiedlichen Rotationen angebracht. Die Nomenklatur ist identisch, jedoch werden die U- und V-Ebenen nicht um $\pm 20^\circ$ sondern nur um $\pm 10^\circ$ rotiert. Während die Anzahl der Auslesekanäle für eine DC-Detektorebene mit 256 noch recht überschaubar ist, hat eine einzelne Straw-Ebene knapp 1000 Kanäle. Multipliziert mit der Anzahl von 26 implementierten Ebenen ergibt sich eine sehr große Anzahl von unabhängigen Detektorvolumina. Dementsprechend groß ist der Einfluss auf die Ladezeit und die Beanspruchung des Arbeitsspeichers. Bei Simulationen des vollen Spektrometers ist es daher sinnvoll, einzelne Ebenen mit

niedrigerer Auflösung zu integrieren. TGEANT kategorisiert dabei die vielen Einzelrohre nach ihrem Durchmesser, gruppiert sie entsprechend und ersetzt sie durch Quader mit gleicher Materialzusammensetzung und Größe. Tiefergehende Informationen zu diesen beiden Detektorsystemen werden in [45] gegeben.

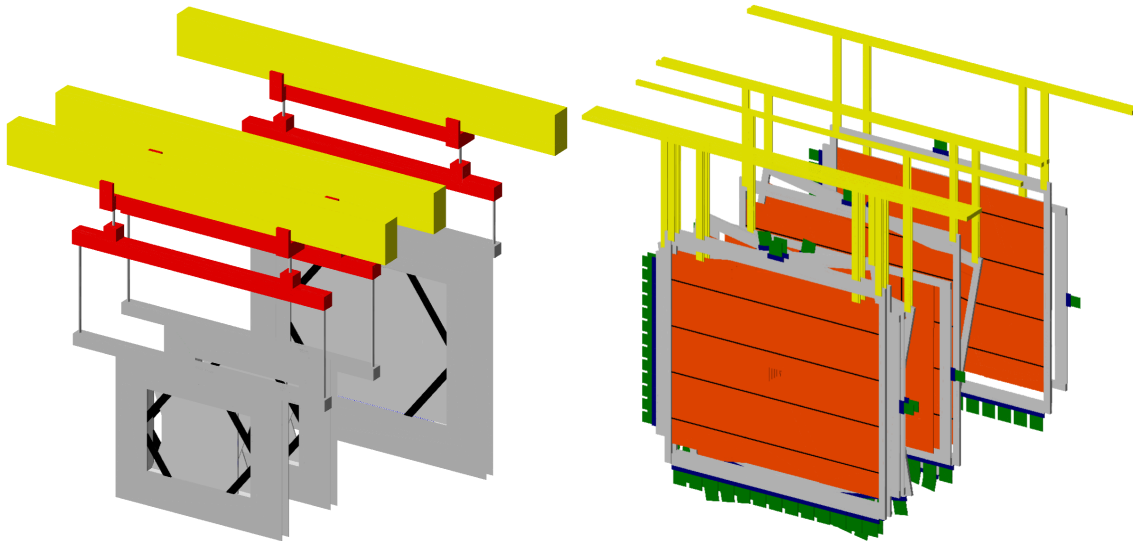


Abbildung 6.9: Alle DC- (links) und drei Straw-Detektorstationen (rechts) in TGEANT.

Die großflächigsten Detektorebenen des COMPASS-Experiments gehören zum W45-Detektorsystem. Dieses Detektorsystem umfasst sechs Detektorkammern mit jeweils vier Detektorebenen und individueller Rotation der Auslesedrähte. Die Metallrahmen für die Halterungen sind implementiert. Aufgrund der großen aktiven Detektorfläche der W45 von $522 \times 262 \text{ cm}^2$ liegen diese aber weit außerhalb des sensitiven Spektrometerbereichs und sind daher weniger maßgeblich [67].

Die restlichen Spurdetektoren sind:

- SciFis
- Silicons
- Pixel-GEMs
- GEMs
- Micromegas
- MWPCs
- RichWall
- BMS
- Hodoskope
- Vetos

Diese werden, in Anlehnung an COMGEANT, zur Vollständigkeit des Spektrometers als einfache Quader eingebunden. Deren Dimensionen werden aus der „detectors.dat“-Datei gelesen. Die exakten Geometrien und die mechanischen Halterungen für diese Detektoren sind noch nicht eingebunden, wohl aber deren Materialzusammensetzungen. Auf eine Unterteilung der Quader in einzelne Kanäle wird aus Laufzeitgründen

verzichtet. In Bezug auf die Wechselwirkung mit den nachzuweisenden Teilchen würde sich daraus kein Unterschied ergeben. Eine solche Kanaltrennung kann aber, analog zur „PCB“-Auslese für den RICH-1-Detektor, in der Datenverarbeitung oder in der Analyse erfolgen. In COMGEANT wird jedem Detektorquader für das Strahlloch zusätzlich eine „tote Zone“ zugewiesen. Im Gegensatz dazu werden in TGEANT diese Zonen entweder, wie im realen Experiment, als echte Löcher implementiert, oder als desensitiver Bereich.

6.9 Trigger-Detektoren

Nicht alle Trigger-Detektoren sind in niedriger Auflösung als einfache Quader eingebunden. Die beiden Hodoskope H1 und H2 sowie der unmittelbar vor der Targetzone stehende Veto-Detektor werden mit ihren jeweiligen Szintillatorstreifen, Lichtleitern und Photomultipliern implementiert. Außer für H2 existieren ferner die von Hand vermessenen mechanischen Halterungen der Detektoren.

Im Hinblick auf die Messungen der GPDs wurde im Jahr 2010 das Triggersystem im COMPASS-Spektrometer installiert, das aus H1 und H2 besteht. Damit wird die Akzeptanz der Myon-Trigger für größere Viererimpulsüberträge Q^2 ermöglicht. Entsprechend dem in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Verfahren sind die beiden Hodoskope aus horizontalen Szintillatorstreifen aufgebaut. Um große Q^2 zu erreichen, müssen sie in der ersten Spektrometerstufe mit möglichst großem relativen Abstand zueinander positioniert werden. TGEANT zielt primär auf eine möglichst exakte Wiedergabe des LAS mit allen Detektoren in hoher Detailstufe einschließlich der zugehörigen mechanischen Halterungen. Dazu gehören auch die beiden Hodoskope H1 und H2. Die Geometrien für die Anordnung und Dimensionen der Szintillatoren stammen aus [68]. Analog zu den Szintillatoren des CAMERA-Detektors kann auch für die Hodoskope eine „PMT“-Auslese vorgenommen werden.

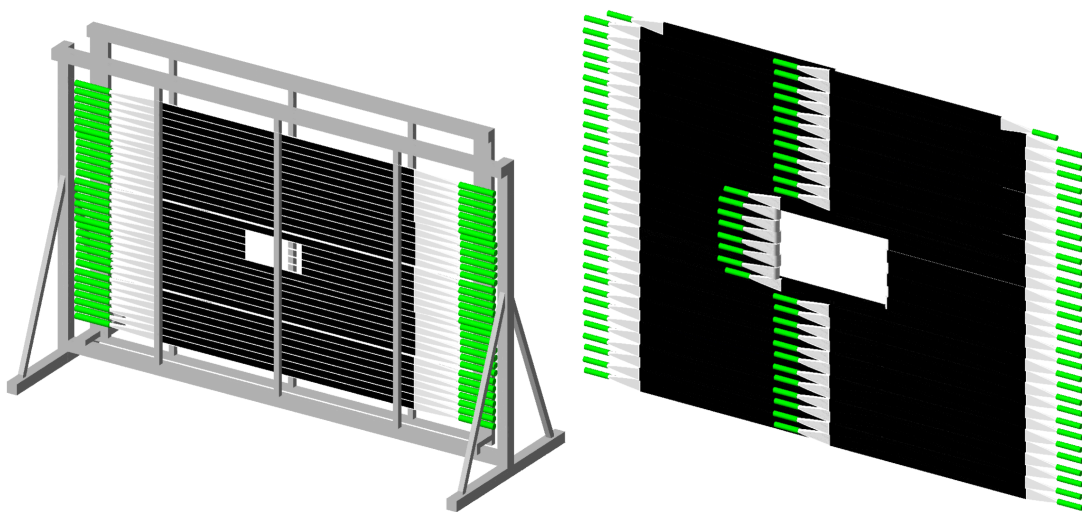


Abbildung 6.10: Die Hodoskope H1 (links) und H2 (rechts) in TGEANT.

Die Szintillatorstreifen werden jeweils beidseitig ausgelesen. Sie sind überlappend montiert, um eine maximale Effizienz zu gewährleisten. Die mittleren Szintillatoren

des H1 haben zentral einen Luft-Lichtleiter der durch eine hochreflektive Folie realisiert wird. Aufgrund der Größe von H2 werden zwei Szintillator-Stationen verwendet. Um zu vermeiden, dass Photomultiplier in der Nähe des Teilchenstrahls montiert werden müssen, werden diese Szintillatoren über 180° gebogene Lichtleiter ausgelesen, wie in Abbildung 6.10 dargestellt.

6.10 Spektrometer-Magnete

Die Dipolmagnete SM1 und SM2 der beiden Spektrometerstufen sind im COMPASS-Experiment unverzichtbar. Das Tracking in CORAL kann nur durch eine exakte Kenntnis der Magnetfeldstärke erfolgen. Diese wird genauestens gemessen und in Magnetfeldstärke-Karten dokumentiert. In TGEANT werden diese Dateien eingelesen und das Magnetfeld neben der Geometrie der Magnete integriert. Die Geometrien für den Magneten SM1 stammen überwiegend aus technischen Zeichnungen [69]. Dokumentationen über SM2 sind nur bedingt vorhanden, da der SM2 bereits beim Vorgängerexperiment im Einsatz war.

In Geant4 werden Magnetfelder einem endlichen Volumen zugewiesen und sind innerhalb dieses Volumens homogen. Je kleiner eine solche Parametrisierung gewählt wird, umso genauer lassen sich komplexere Magnetfelder integrieren. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass damit der Arbeitsspeicherbedarf und die Laufzeit der Simulation steigt. TGEANT bietet deshalb verschiedene Stufen für die Parametrisierung an, die je nach Anwendungszweck entsprechend gewählt werden können.

Die Magnetfeldstärke-Karte für SM1 entspricht einer Feldkarte, die für eine Hälfte des Magneten die gemessenen Feldstärken in einem $4,0 \times 8,0 \times 8,0 \text{ cm}^3$ Gitter enthält. Diese Werte können aus Symmetriegründen auf die andere Hälfte des Magneten übertragen werden. Diese Parametrisierung ist in TGEANT integriert. Für eine genauere Magnetfeldauflösung wird zwischen den Messwerten ein linearer Verlauf angenommen und das Volumen dementsprechend in kleinere Volumina unterteilt. Bei einer geringeren Auflösung werden die Messwerte gemittelt. Abbildung 6.11 zeigt sowohl die Geometrie von SM1 als auch eine Visualisierung der Magnetfeldkarte.

Das Magnetfeld für SM2 liegt als komplizierte Funktion mit vielen Parametern vor. Ein zugehöriges Programm, das in TGEANT integriert wurde, errechnet die charakteristischen Feldvektoren und übernimmt diese in die gewünschte Parametrisierung des Volumens.

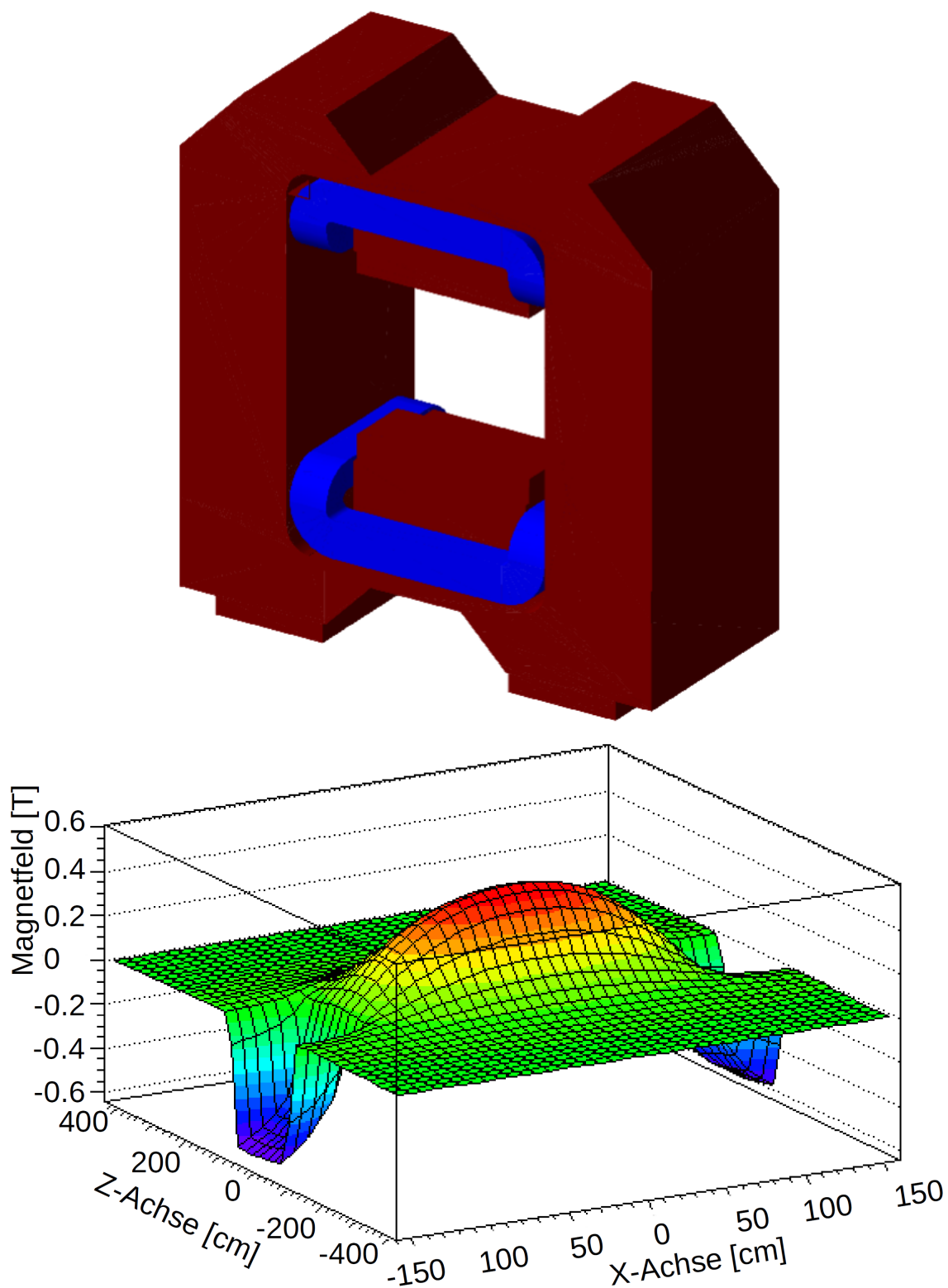


Abbildung 6.11: Der Magnet SM1 in TGEANT (oben) und eine vereinfachte Darstellung seines Magnetfelds (unten).

7. Simulation mit TGEANT

Basierend auf der Grundlage von Geant4 wurde mit TGEANT eine Simulationssoftware für das COMPASS-II-Experiment entwickelt, die alle Detektoren und notwendigen Ereignisgeneratoren beinhaltet, um erste Monte-Carlo-Simulationen durchzuführen.

TGEANT ist besonders für das Studium von Einzeldetektoren geeignet, da die Geometrien und die Detektorauslese sehr genau implementiert sind, wie es am Beispiel des CAMERA-Detektors der Fall ist. Der Vergleich der TGEANT-Ausgabe mit realen Photomultiplier-Pulsen wurde bereits in den vorherigen Kapiteln gezeigt. Darauf aufbauend werden in diesem Kapitel die Simulationsergebnisse für Abschwächungslängen der Szintillatoren mit Daten aus realen Messungen verglichen.

Ebenfalls wird in diesem Kapitel mit von PYTHIA generierten Ereignissen die Detektorfunktionalität in TGEANT getestet und mit Daten aus dem Experiment verglichen. Abschließend folgt ein Überblick über die ersten Simulationen von mittels HEPGen generierten DVCS-Ereignissen im CAMERA-Detektor.

7.1 Simulationen zur Abschwächungslänge (im Szintillatormaterial)

Als Vorbereitung für den Einsatz des neuen CAMERA-Detektors wurde jedes Bauteil auf Funktionalität untersucht und geprüft. Dafür wurden Messungen der Abschwächungslängen für die Ring-B-Szintillatoren durchgeführt. Der experimentelle Aufbau wurde bereits in Abschnitt 5.7.3 und in Abbildung 5.14 vorgestellt. Für die unterschiedlich positionierten Triggerstationen wurden die Signale der kosmischen Myonen gemessen. Die Anzahl der sich im Szintillator ausbreitenden Photonen nimmt dabei exponentiell zu ihrer zurückgelegten Strecke ab. Dabei dient die inverse Abschwächungslänge als Proportionalitätsfaktor für die zugrundeliegende Differentialgleichung. Die gemessenen Amplituden bzw. Integrale der Signale von fünf Triggerpositionen sollten daher einem exponentiellen Verlauf entsprechen.

Für alle fünf Stationen ($z_{TN} = N \cdot 60 \text{ cm}$) wurden die Erwartungswerte der gemessenen Amplitude bestimmt. Diese wurden in Abhängigkeit von der Position z aufgetragen und durch eine Exponentialfunktion angenähert. Der hierbei zu beobachtende Verlauf ist in Abbildung 7.1 (oben) exemplarisch für eine Messreihe zu sehen. Die Messwerte aus der mittleren Region des Szintillators bestätigen den exponentiellen Verlauf bestens. Dagegen weichen die Messwerte der äußeren, nahe an den Lichtleitern und Photomultipliern liegenden Triggerstationen systematisch mit größeren Werten ab. Dieses Verhalten ist symptomatisch für alle vermessenen Szintillatoren.

Um dieses Phänomen zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation mit TGEANT durchgeführt. Entsprechend der in Abschnitt 5.7.3 beschriebenen Randbedingungen wurden die Erwartungswerte der Integralspektren der simulierten Pulse analog zur Auswertung der Realdaten gegen die Position aufgetragen (Abbildung 7.1 (unten)). Dabei ergaben sich die folgenden Abschwächungslängen:

	Steigung	Abschwächungslänge
Experiment	$0,00252(9) \text{ cm}^{-1}$	$(397 \pm 14) \text{ cm}$
TGEANT	$0,002436(7) \text{ cm}^{-1}$	$(410.5 \pm 1.2) \text{ cm}$

Kombiniert mit den gemessenen Werten der anderen Ring-B-Szintillatoren, die ebenfalls mit vergleichbarer Ungenauigkeit um den mit TGEANT simulierten Wert streuen, lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung erkennen. Noch interessanter ist jedoch das Verhalten der beiden Randpunkte, die bei der Monte-Carlo-Simulation ebenfalls systematisch zu größeren Werten abweichen. Eine weitere Monte-Carlo-Simulation mit TGEANT mit nicht variierenden Auftreffpunkten der kosmischen Myonen, die verwendet wurden, um die endliche Größe der Trigger-Szintillatoren zu berücksichtigen, zeigte keinen Unterschied. Erst bei einer Simulation ohne reflektierende Oberflächen, die sich durch die Luftschichten am Photomultiplier ergeben, zeigte sich der erwartete perfekte exponentielle Verlauf. Eine Erklärung für die größere Anzahl nachgewiesener Photonen bei Ereignissen, die an der am weitesten entfernt liegenden Triggerstation ausgelöst wurden, ist somit dessen relative Nähe zu den reflektierenden Oberflächen des gegenüberliegenden Szintillatortendes.

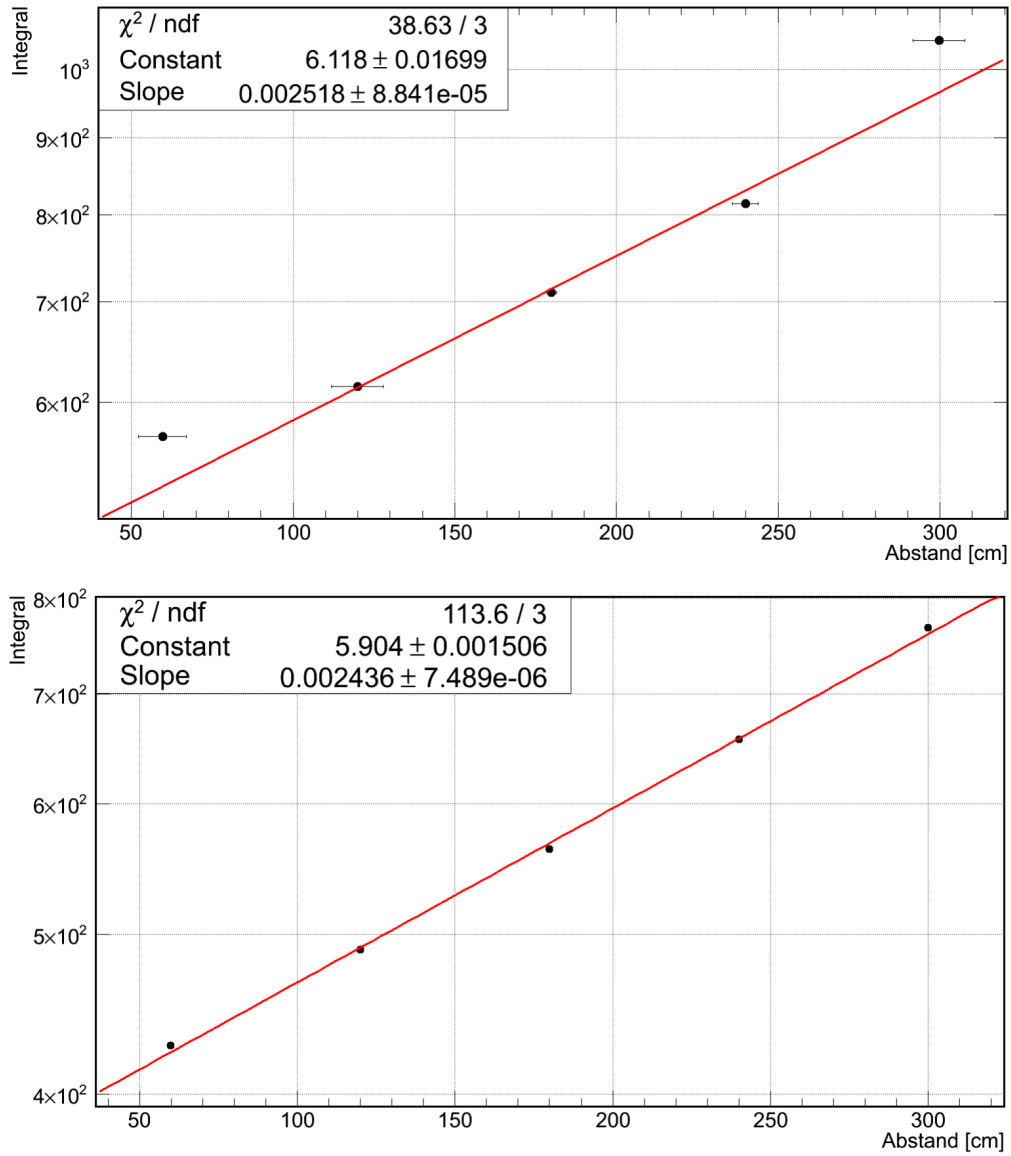


Abbildung 7.1: Vergleich zwischen den Messergebnissen aus dem Experiment (oben) mit der Monte-Carlo-Simulation aus TGEANT (unten) für die Messung der Abschwächungslänge des Ring-B-Szintillators. Die logarithmisch aufgetragenen gemessenen bzw. simulierten Integrale stammen von dem Photomultiplier, der am Lichtleiter des rechtsseitigen Szintillatorendes bei $z = 360 \text{ cm}$ angebracht ist.

Sowohl das Integral des Signals, als auch die maximale Amplitude werden dabei zu groß gemessen. Im Experiment wurde daraufhin die Oberfläche des Photomultipliers mit optischem Silicon behandelt, um die Luftschicht zum Lichtleiter zu verdrängen. Eine erneute Messung der Abschwächungslänge wurde jedoch nicht durchgeführt.

7.2 Simulationen mit PYTHIA und Vergleich mit der COOL-Ausgabe

COOL¹ ist eine am COMPASS-Experiment entwickelte Software zur Darstellung von gemessenen Detektordaten. Diese Software läuft während der Messungen und visualisiert die gemessenen Ereignisse in Form von ROOT-Diagrammen individuell für die verschiedenen Detektorsysteme. Dem Schichtpersonal vor Ort bietet sie somit die Möglichkeit einer zeitnahen Überprüfung der Detektorfunktionalität und eine eventuelle Eingriffsmöglichkeit bei Fehlverhalten. Die von den Detektorexperten zu den COOL-Darstellungen hinzugefügten Referenzlinien – die roten Linien in den Diagrammen aus COOL – ermöglichen eine schnelle Detektorüberprüfung.

Die von COOL dargestellten Messdaten werden lediglich durch das Triggersystem ausgewählt und unterliegen noch keiner Selektion, wie es im Rahmen einer Analyse der Fall wäre. Miteinbezogen sind natürlicherweise die Detektoreffizienzen der verschiedenen Detektorkanäle, die in TGEANT noch nicht berücksichtigt werden. Die Detektoreffizienzen beeinflussen nicht die Berechnung des Trackings in der Monte-Carlo-Simulation selbst, sondern nur die daraus gewonnene Ausgabe. Um einen Vergleich zwischen COOL und den aus TGEANT simulierten Daten zu ziehen, müssen diese Punkte jedoch berücksichtigt werden. In TGEANT werden für die Simulation alle Detektoren eingebunden. PYTHIA wird mit den in Tabelle C.1 aufgelisteten Parametern als Ereignisgenerator ausgewählt. Als Strahlteilchen werden positive Myonen mit einer Energie von 160 GeV ausgewählt, die an einem Proton-Target gestreut werden.

Die MW1 wird als Beispiel für einen Drahtkammer-Detektor ausgewählt. In Abbildung 7.2 sind für zwei ausgewählte Ebenen die registrierten Ereignisse aus dem Experiment und in TGEANT gegen die Kanalnummer der Detektorebenen aufgetragen. Die reduzierten Ereignisraten für die mittleren Kanäle („up“) sind auf die Drahtkammern zurückzuführen, die verkürzt sind, um das zentrale Strahlloch frei zu lassen. Die auf der gegenüberliegenden Seite befindlichen Kanäle („down“) sind separat aufgetragen. Die durch Myonen hervorgerufenen Ereignisse werden für TGEANT ergänzend markiert. Bei der Detektorebene MA02X1, die hinter dem Absorber liegt, werden fast ausschließlich Myonen registriert.

Für die hadronischen Kalorimeter HCAL1 (Abbildung 7.3) und HCAL2 (Abbildung 7.4) werden die Energieverluste für einen bestimmten Run im Vergleich mit dem Simulationsergebnis aus TGEANT dargestellt. Dabei wird in den Darstellungen der gemessene Energieverlust über die Detektorebene aufgetragen. Beim HCAL1-Vergleich in Abbildung 7.3 ist die Übereinstimmung des Strahlschwerpunkts deutlich zu sehen. Dagegen zeigt der Vergleich mit dem COOL-Diagramm für das HCAL2 in Abbildung 7.4 den Einfluss der in TGEANT unberücksichtigten Detektoreffizienzen auf.

¹COMPASS Object Oriented Online

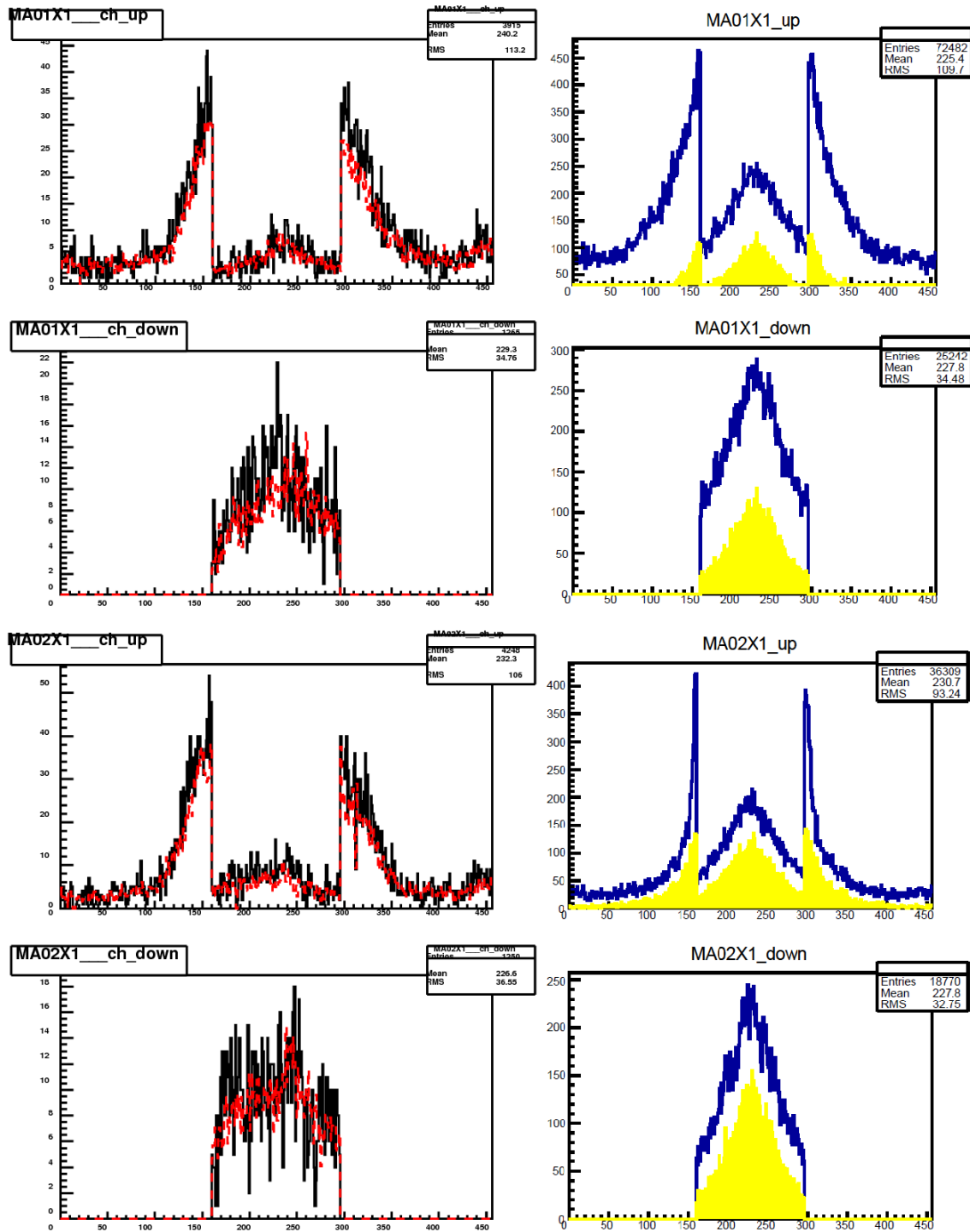


Abbildung 7.2: Vergleich von zwei MW1-Detektorebenen MA01X1 und MA02X1 in COOL (links) mit TGEANT (rechts). Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse über die Kanalnummer der Detektorebenen. Die COOL-Diagramme stammen aus dem „Run“ mit Nummer 79945. Die Datennahme fand mit einem Myonstrahl und einem Proton-Target statt. Die gelbe Fläche in den TGEANT-Darstellungen entspricht den durch Myonen verursachten Ereignissen. Aufgrund von Hadronisierungsprozessen im Absorber entstehen durch Zerfall der Hadronen u. a. Myonen. Die Zahl der Myonen in der Detektorebene MA02X1 hinter dem Absorber steigt daher an, weitere Teilchen werden im Absorber gestoppt.

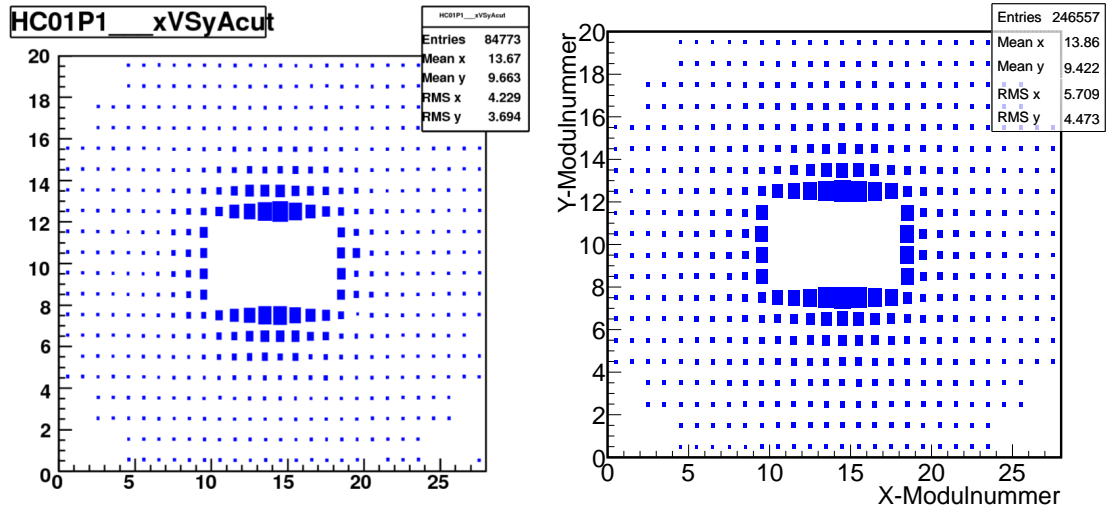


Abbildung 7.3: Vergleich des Energieverlusts im HCAL1 für den Run 105493 (links) mit der Simulation aus TGEANT (rechts).

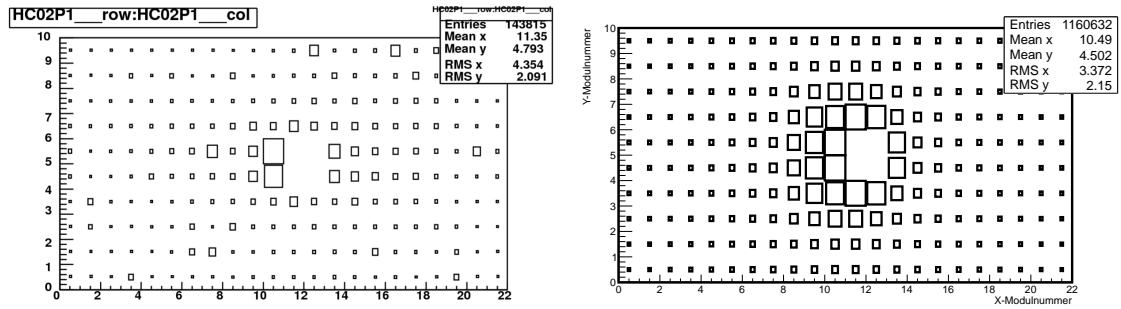


Abbildung 7.4: Vergleich des Energieverlusts im HCAL2 für den Run 89095 (links) mit der Simulation aus TGEANT (rechts).

7.3 DVCS-Simulation im CAMERA-Detektor

Auch wenn die realen Daten der für das Jahresende 2012 geplanten DVCS-Messungen noch nicht vorliegen, können diese Ereignisse mit TGEANT bereits erstmals unter Einbeziehung des CAMERA-Detektors simuliert werden. Im Folgenden liegt der Fokus daher auf den im CAMERA-Detektor nachgewiesenen zurückgestoßenen Protonen.

Die Produktion der Monte-Carlo-Ereignisse wird mit folgenden Einstellungen vorgenommen: Neben dem CAMERA-Detektor wird auch das LH₂-Target inklusive dem ihn umgebenden Kühlapparat einbezogen. Zur Erzeugung des DVCS-Primärvertex wird der Ereignisgenerator HEPGen verwendet. Das einlaufende Myon wird ebenfalls bis zum zufälligen Wechselwirkungspunkt berücksichtigt (vergleiche Abschnitt 5.3). Dank der standardmäßigen „HIT“-Auslese kann dabei über die Teilchenidentifikationsnummer auf Protonen gefiltert werden. Eine Verwechslung mit Ereignissen, die durch Deltaelektronen hervorgerufen wurden, kann somit ausgeschlossen werden.

Ausgangspunkt der folgenden Betrachtung ist das Proton. Das Proton verlässt den Vertex unter einem bestimmten Winkel in Bezug zur Strahlachse mit einer gewissen

Energie bzw. Geschwindigkeit. Abbildung 7.5 zeigt sowohl die kinetische Energie der Protonen am Vertex als auch die aus TGEANT stammende Polarwinkelverteilung und die Flugzeit der Protonen. Beides kann aus den registrierten Ereignissen in den korrespondierenden Ring-A- und Ring-B-Elementen errechnet werden.

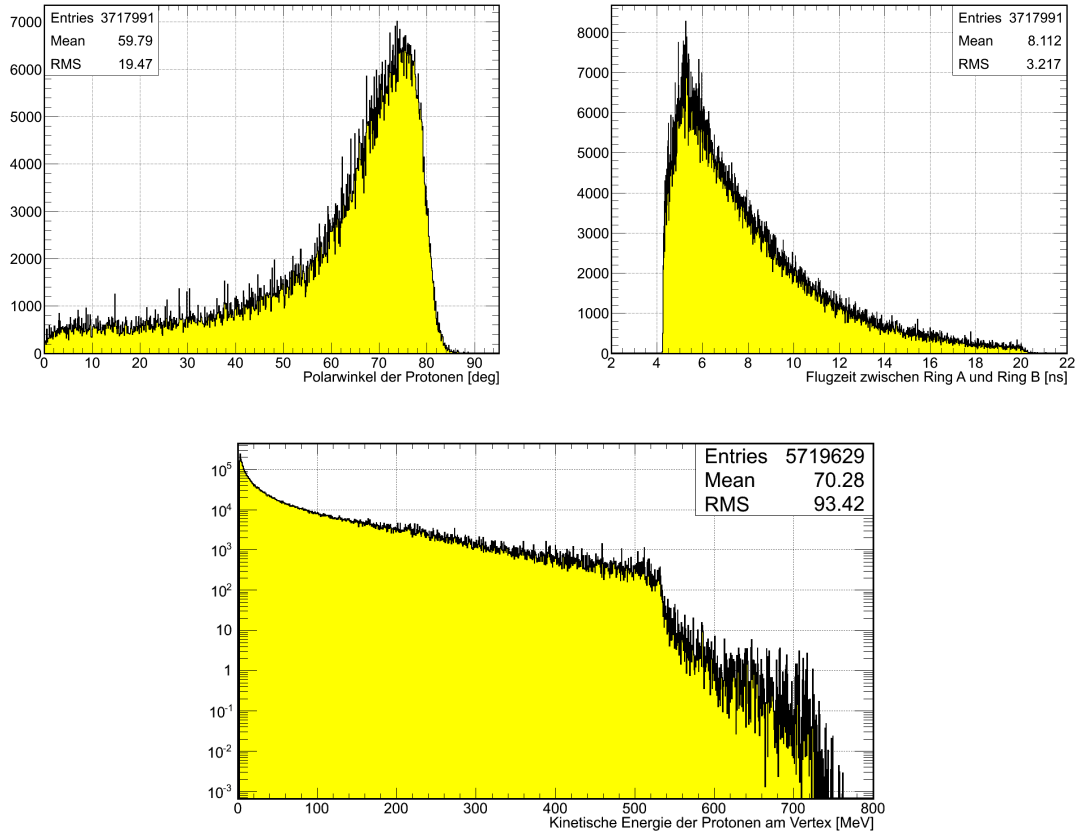


Abbildung 7.5: Die aus TGEANT simulierte Polarwinkelverteilung (oben links) und die Flugzeit (oben rechts) der Protonen zwischen Ring A und Ring B. Aufgetragen ist ebenfalls die kinetische Energie der Protonen am Vertex (unten).

Der simulierte Energieverlust in beiden Ringen kann auch gegen die Teilchengeschwindigkeit β aufgetragen werden (Abbildung 7.6). Die Geschwindigkeit wird in TGEANT aus der Flugzeit und der Strecke zwischen den beiden Ringen berechnet. Bis zu einer Geschwindigkeit von circa $\beta = 0,4$ werden die Protonen im Ring B gestoppt. Schnellere Protonen durchqueren den Szintillator mit abnehmendem Energieverlust gemäß Bethe-Bloch. Aufgrund der Winkelverteilung ergeben sich für durchdringende Protonen unterschiedliche Szintillatordicken. Daraus resultieren sowohl die größeren Energieverluste für Protonen knapp über der Geschwindigkeitsschwelle als auch die Fluktuationen im Energieverlust für durchquerende Protonen bei gleichen Geschwindigkeiten. Abbildung 7.6 (oben) zeigt die entsprechende Verteilung für Ring A. Im Ring A gestoppte Protonen entfallen aus dieser Darstellung, da für diese keine Flugzeit gemessen werden kann.

Ergänzend kann der Energieverlust in Ring A und Ring B auch gegeneinander aufgetragen werden (Abbildung 7.7). Die Ereignisse oberhalb des Umkehrpunktes für große Energieverluste in Ring B entsprechen nach Abbildung 7.6 den in Ring B

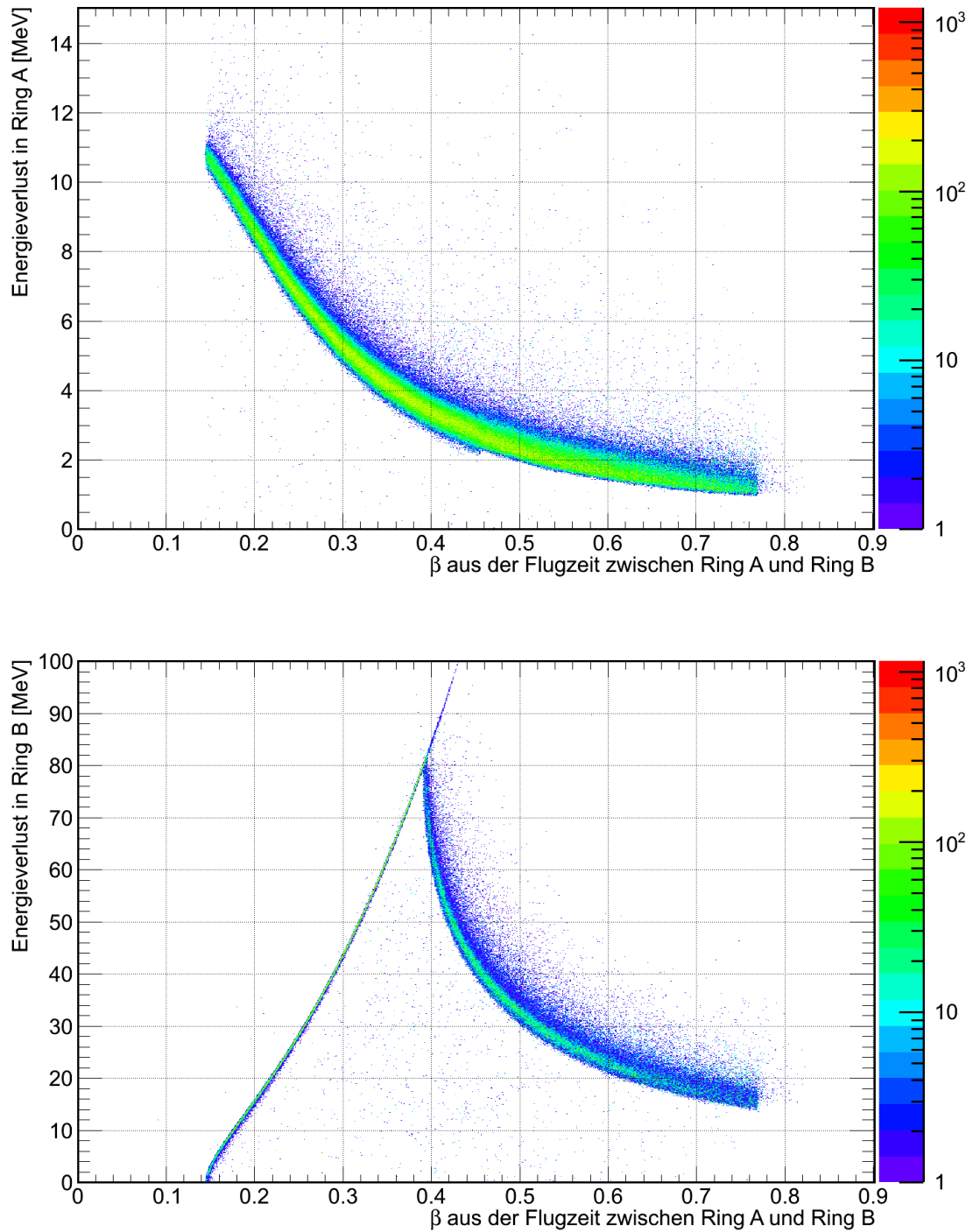


Abbildung 7.6: *Energieverlust der Protonen in Ring A (oben) und Ring B (unten), aufgetragen gegen die aus der Flugzeit zwischen Ring A und Ring B bestimmten Geschwindigkeit β . Aufgetragen sind nur Protonen, die in Ring A und Ring B registriert werden.*

gestoppten Protonen. Der maximale Energieverlust in Ring B liegt bei etwa 80 MeV. Für durchfliegende Protonen konvergiert der Energieverlust in beiden Ringen mit wachsender Geschwindigkeit gegen einen minimalen Energieverlust.

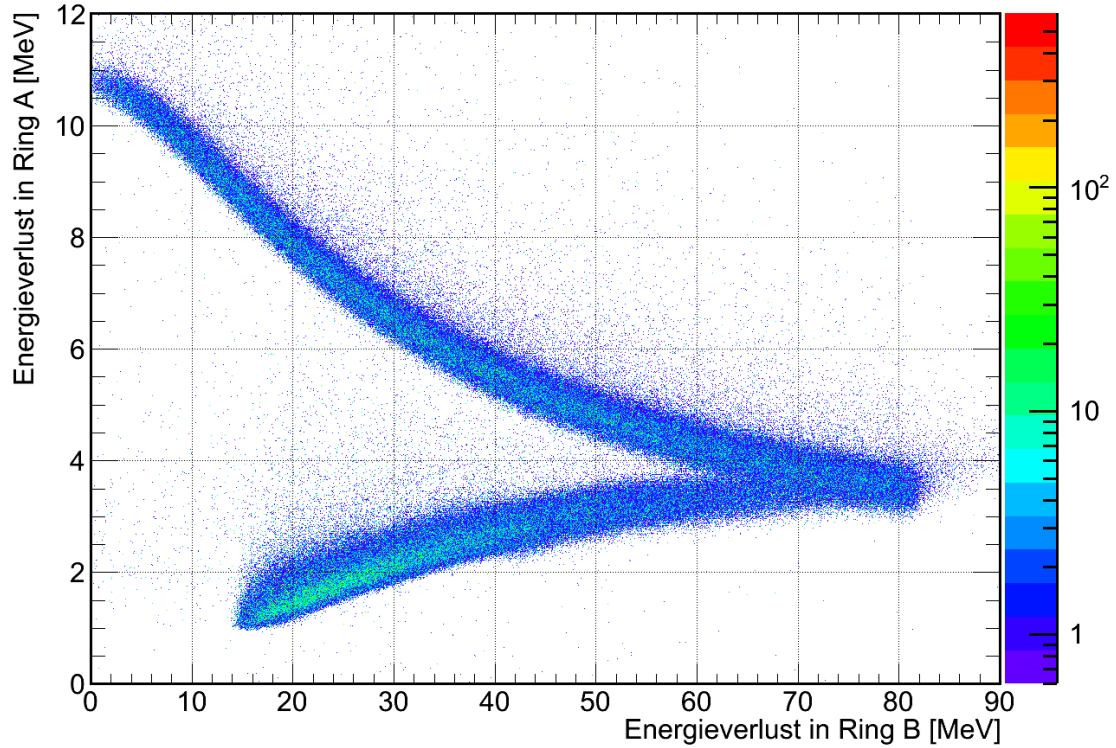


Abbildung 7.7: *Energieverlust der Protonen: Aufgetragen ist der Energieverlust in Ring A gegen Ring B.*

Die Monte-Carlo-Simulation erlaubt eine Untersuchung des Energieverlusts im Target und dessen Hülle in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Dies ist möglich, da die von HEPGen generierten Größen bekannt sind. Die Geschwindigkeit aus HEPGen entspricht der Protongeschwindigkeit am Primärvertex. Diese kann mit der aus der Flugzeit gewonnenen Geschwindigkeit verglichen werden (Abbildung 7.8). Abzüglich des Energieverlusts in der Luft und in Ring A sollte sich ein identischer Wert ergeben. Der Energieverlust langsamer Protonen in Ring A kann dabei aber nicht mehr vernachlässigt werden (Abbildung 7.6 (oben)). Dementsprechend ergibt sich eine Abweichung vom linearen Zusammenhang. Abbildung 7.8 vergleicht ebenfalls die Geschwindigkeiten aus TGEANT mit dem Ausgabewert aus HEPGen einmal ohne Target und einmal mit Target und umgebendem Kühlapparat. Unschwer ist der zusätzliche Einfluss des Targets auf langsame Protonen zu erkennen. Um im Experiment aus der gemessenen Flugzeit auf die Geschwindigkeit im Primärvertex zu schließen, muss dieser Einfluss für Geschwindigkeiten $\beta \leq 0,4$ von Protonen berücksichtigt werden.

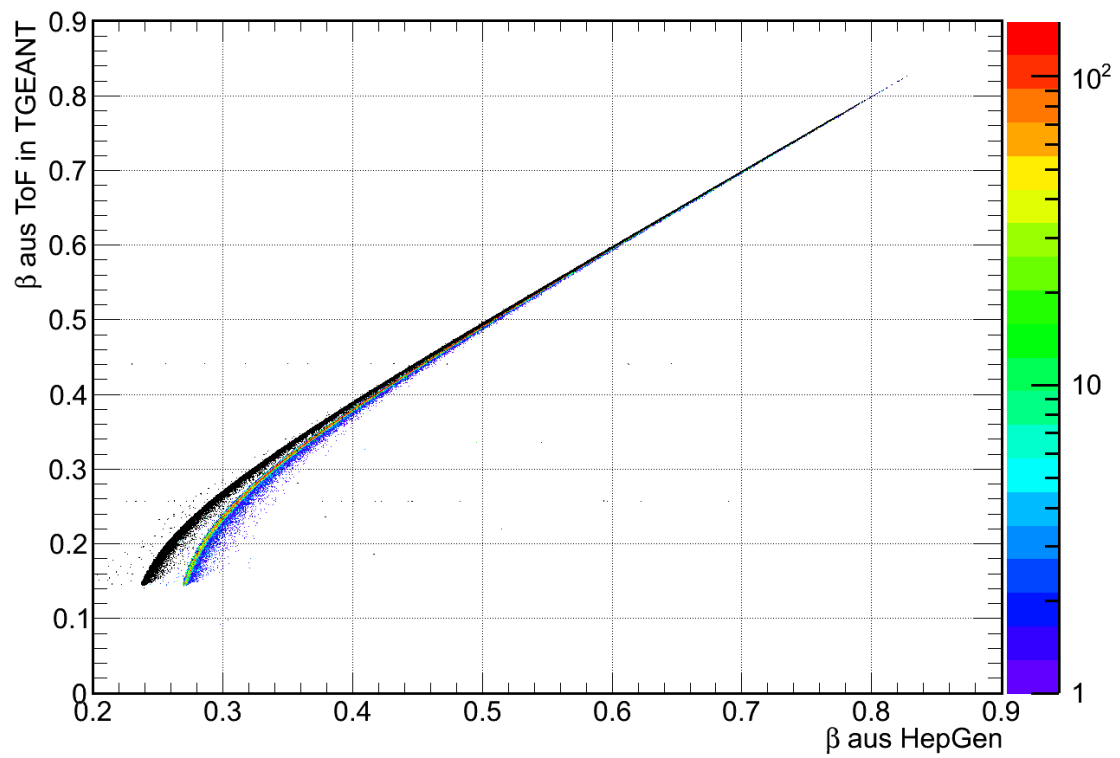


Abbildung 7.8: Vergleich der Geschwindigkeit β der Protonen aus der Flugzeit in TGEANT mit dem Ausgabewert von HEPGen. Simuliert ohne Target (schwarz) und mit Target und umgebender Hülle (bunt).

8. Zusammenfassung und Ausblick

Die Beschreibung des Spins des Nukleons durch seine Konstituenten, den Quarks und Gluonen, ist bis heute noch nicht vollständig verstanden. Ein Konzept zur Beschreibung der Substruktur des Nukleons ist mit den generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen gegeben. Nach Jis Summenregel sind diese direkt mit den Gesamtdrehimpulsen der Quarks verknüpft. Ein vielversprechender Prozess zur Messung der GPDs ist die tief-virtuelle Compton-Streuung, die im Fokus des COMPASS-II-Experiments steht.

Um eine exklusive Messung der tief-virtuellen Compton-Streuung zu gewährleisten, wurde das COMPASS-Experiment um den Proton-Rückstoß-Detektor CAMERA erweitert. Ein neues 2,5 m langes Flüssig-Wasserstoff-Target sorgt für die gewünschte Luminosität. Das neu entwickelte elektromagnetische Kalorimeter ECAL0 gewährleistet die Exklusivität für größere Viererimpulsüberträge.

Eine Analyse der im Experiment gewonnenen Daten lässt sich ohne eine umfassende Monte-Carlo-Simulation nicht bewerkstelligen. Eine vollständige Monte-Carlo-Simulation beinhaltet sowohl Ereignisgeneratoren, wie PYTHIA, LEPTO und HEPGen, welche die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse simulieren, berücksichtigt andererseits auch das Verhalten der nachzuweisenden Teilchen im Spektrometer und ihre Wechselwirkung mit den Detektoren. Eine solche Monte-Carlo-Simulationssoftware mit dem Namen TGEANT wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. TGEANT basiert auf dem Softwarepaket Geant4, einer Softwarebibliothek, die auf die Erstellung beliebiger Geometrien und auf die Berechnung des Trackings von Teilchen mit der Monte-Carlo-Methode spezialisiert ist.

Die zuvor einzige Monte-Carlo-Simulationssoftware für das COMPASS-Experiment, COMGEANT, basiert auf der Vorgängerversion Geant3. Die Weiterentwicklung von Geant3 wurde im Jahre 2000 eingestellt. Die Flexibilität der Simulation ist dahingehend schon von vornherein eingeschränkt, wie auch im Hinblick auf die Detailtreue der Detektorgeometrien. Diese ist jedoch für eine korrekte Beschreibung der Spektrometerakzeptanz sehr wichtig. TGEANT beinhaltet deshalb detailgetreu alle Detektoren, meist einschließlich der dazugehörenden mechanischen Halterungen.

Die Geometrien hierzu wurden überwiegend aus technischen Zeichnungen importiert. Auch die im Rahmen der COMPASS-II-Erweiterung neu entwickelten Detektoren CAMERA und ECAL0 sowie das LH₂-Target sind in TGEANT impliziert.

TGEANT umfasst mehrere Bereiche, die intuitiv voneinander getrennt sind. Dazu gehören die Erzeugung von Detektoren, Magneten und mechanischen Halterungen, die Einbindung physikalischer Modelle, die Anwendung von Ereignisgeneratoren sowie ein eigenes Datenverarbeitungssystem. Alle Bereiche, insbesondere alle Detektoren, sind weitestgehend voneinander unabhängig, um eine flexible Weiterentwicklung der Software innerhalb der COMPASS-Kollaboration zu ermöglichen. Daten werden in TGEANT in einem eigenen Format gespeichert, u. a. basierend auf den weit verbreiteten und standardisierten „ROOT Trees“. TGEANT stellt eine eigene Bibliothek zur Verfügung. Damit können Daten leicht in externe Programme, wie beispielsweise CORAL, dem Datenverarbeitungsprogramm am COMPASS-Experiment, eingelesen werden.

In Vorbereitung zu den für das Jahresende 2012 geplanten DVCS-Messungen können erstmals mittels HEPGen generierte DVCS-Prozesse im CAMERA-Detektor simuliert werden. TGEANT erzeugt hierbei den Primärvertex an einer zufälligen Position im Target: gleichverteilt entlang der Z-Achse und in transversaler Richtung positioniert, entsprechend der Häufigkeitsverteilung aus dem „Beam File“. Einflüsse der Targethülle oder der mechanischen Halterungen können mit Hilfe von TGEANT beobachtet und studiert werden.

Dank der hohen Detailtreue bietet derzeit nur TGEANT die Möglichkeit, sowohl Ereignisse im vollständigen Spektrometer zu simulieren als auch einzelne Detektoren zu untersuchen und darüber hinaus bei deren Entwicklung beizutragen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies anhand des CAMERA-Detektors dargestellt. Mittels Einbindung von optischen Prozessen können der Szintillationsprozess und die Ausbreitung der Photonen im Szintillator simuliert werden. Die dabei simulierte Photomultiplier-Auslese zeigt eine beeindruckende Übereinstimmung mit den im Experiment real gemessenen Pulsen. Die durch Reflexionen bedingten Einflüsse, wie z. B. bei den Messungen der Abschwächungslänge der Szintillatoren beobachtet, konnten analysiert werden.

Erste Vergleiche zwischen unselektierten PYTHIA-Ereignissen in TGEANT mit ungeschnittenen Experimentdaten zeigen eine vielversprechende Übereinstimmung. Alles in allem genügend Gründe, die für eine rasche Weiterentwicklung von TGEANT sprechen.

A. Arbeitsspeicherbedarf und Ladezeit der Geometrien in TGEANT

Tabelle A.1: Übersicht des Arbeitsspeicherbedarfs der Detektorgeometrien sowie der einmaligen Ladezeit für die Geometrien, die Strahlparameter und die physikalischen Modelle der verschiedenen Detektoren bzw. Detektorsysteme.

Detektor	Arbeitsspeicher	Ladezeit
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	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

B. Implementierte Materialien und Oberflächen

Tabelle B.1: *In TGEANT implementierte Elemente und Materialien.*

Name	Name	Name
H ¹	CF ₄	Polypropylen ¹
He ¹	C ₂ H ₆	Polystyren ¹
Be ¹	SiO ₂ ¹	ECAL-Shashlik-Material
C ¹	LH ₂ ¹	TF1
N ¹	Ethan ¹	TF101
O ¹	Luft ¹²	SF5
F ¹	Vakuum	SF57
Ne ¹	BC408 ²	HCAL1-Material
Al ¹	BGO ¹	HCAL2-Material
Ar ¹	G11	MW1-Gas
Cr ¹	Kapton	MW2-Gas
Fe ¹	Inox	DC4-Gas
Ni ¹	Mylar ¹	Straw-Gas
Cu ¹	Edelstahl	W45-Gas
Rb ¹	Beton ¹	GEM-Material
Mo ¹	Bialkali	PGEM-Material
Sb ¹	Carbonfasern	MWPC-Material
Cs ¹	Plexiglas ¹	MWPC-Gas
Au ¹	Glas ¹	Micromegas-Material
Pb ¹	Borosilikatglas ¹	Micromegas-Gas
CO ₂ ¹	Plastikschaum	RichWall-Material
C ₄ F ₁₀ ²	Plastik-Vinyltoluen ¹	RichWall-Gas

Tabelle B.2: In *TGEANT* implementierte Oberflächen und Oberflächenübergänge.

Oberflächen	
von	nach
BC408	Luft
Luft	BC408
BC408	Plexiglas
Plexiglas	Glas
Plexiglas	Luft
Luft	Plexiglas
Glas	Vakuum
Vakuum	Bialkali
Aluminium ³	
Spiegeloberfläche ³	

¹Aus der Geant4 Datenbank geladene Elemente bzw. Materialien

²Diese Materialien sind zusätzlich ohne optische Eigenschaften implementiert. Zur Laufzeitsteigerung der Simulation kann eine Deaktivierung der optischen Physik bei speziellen Detektoren von Vorteil sein.

³Diese Materialien besitzen keinen Brechungsindex, daher können optische Photonen nicht eindringen und werden entweder absorbiert oder reflektiert. Ein weiteres Material zur Definition des Übergangs ist somit hinfällig.

C. Eingebundene Prozesse und Parameter in PYTHIA

Tabelle C.1: Verwendete PYTHIA-Parameter der TGEANT-Simulationen. Eine detailliertere Erklärung der aufgeführten Parameter und der Prozesse befindet sich in [40].

Gruppe	Nummer	Subprozess	Parameter	Wert
Harte QCD	11	$f_i f_j \rightarrow f_i f_j$	CKIN	10,100
	12	$f_i f_i \rightarrow f_k f_k$	MSEL	2
	13	$f_i \bar{f}_i \rightarrow gg$	MSTJ	1
	28	$f_i g \rightarrow f_i g$	MDME	207,1
	53	$gg \rightarrow f_k \bar{f}_k$	Target	p
	68	$gg \rightarrow gg$	Strahlteilchen	μ^+
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	$f_i \gamma \rightarrow f_i \gamma$		
	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	$f_i \gamma_T^* \rightarrow f_i g$		
	134	$f_i \gamma_L^* \rightarrow f_i \gamma$		
	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	$q_i f_j \rightarrow Q_k f_l$		

Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford, “The Structure of the Atom”, Philosophical Magazine Series 6, Volume **27** (1914) 488–498.
- [2] J. Chadwick, “Possible Existence of a Neutron”, Nature, Nr. **3252** (1932) 312, doi:10.1038/129312a0.
- [3] M. Gell-Mann, “A schematic model of baryons and mesons”, Phys. Lett. B, Band 8 (1964) 214, doi:10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [4] G. Zweig, “An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking”, CERN-TH-401, 1964.
- [5] D. Griffiths, “Einführung in die Elementarteilchenphysik”, Akademie Verlag, 1996.
- [6] S. Kullander, “Highlights of the European muon collaboration”, Nucl. Phys. **A518** (1990) 262–296, doi:10.1016/0375-9474(90)90549-2.
- [7] X. Ji, “Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin”, Phys. Rev. Lett. **78** (Jan, 1997) 610–613, doi:10.1103/Phys. Rev. Lett. 78.610.
- [8] R.L.Jaffe, A. Manohar, “The g_1 Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton”, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509–546, doi:10.1016/0550-3213(90)90506-9.
- [9] The COMPASS Collaboration, “The deuteron spin-dependent structure function g_1^d and its first moment”, Phys. Lett. **B647** (2007) 8–17, doi:10.1016/j.physletb.2006.12.076.
- [10] M. Burkardt, A. Miller, W. D. Nowak, “Spin-polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons”, Rep. Prog. Phys. **73** (2010) 016201, doi:10.1088/0034-4885/73/1/016201, arXiv:0812.2208 [hep-ph].
- [11] F. Halzen, A. Martin, “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, J. Wiley & Sons Inc., 1984.
- [12] R. Field, “Applications of perturbative QCD”, Frontiers in physics, Addison-Wesley, The Advanced Book Program, 1995.
- [13] Particle Data Group Collaboration, C. Amsler et al., Phys. Lett. **B667** (2008) 194–201, <http://pdg.lbl.gov>.

- [14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, “Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte”, 8. Auflage, Springer, 2008.
- [15] C. G. Callan Jr., D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.
- [16] F. Gautheron, “COMPASS-II Proposal”, Tech. Rep. CERN-SPSC-2010-014. SPSC-P-340, CERN, Geneva, May, 2010.
- [17] D. Müller, et al., “Wave Functions, Evolution Equations and Evolution Kernels from Light-Ray Operators of QCD”, Fortsch. Phys. **42** (1998) 101, arXiv:hep-ph/9812448.
- [18] A. V. Radyushkin, “Nonforward parton distributions”, Phys. Rev. D **56** (Nov, 1997) 5524–5557, doi:10.1103/PhysRevD.56.5524.
- [19] J. C. Collins, “Proof of Factorization for Deeply Virtual Compton Scattering in QCD”, Department of Physics, Penn State University, 104 Davey Lab., University Park, PA 16802, U.S.A., 02.07.1998, arXiv:hep-ph/9801262.
- [20] A.V. Belitsky, D. Müller, A. Kirchner, “Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon”, Nucl. Phys. B **629** (2002) 323–392, arXiv:hep-ph/0112108.
- [21] A. Freund, “Demystifying generalized parton distributions”, Institut für Theoretische Physik, Universität Regensburg, Germany, 01.02.2008, arXiv:hep-ph/0212017v2.
- [22] M. Burkardt, “Impact Parameter Space Interpretation for Generalized Parton Distributions”, International Journal of Modern Physics A **18**, No. 2 (2003) 173–207, doi:10.1142/S0217751X03012370.
- [23] J. Arrington et al., Jefferson Lab, “Conceptual Design Report (CDR) for The Science and Experimental Equipment for The 12 GeV Upgrade of CEBAF”, (Prepared for the DOE Science Review, April 6-8, 2005).
- [24] X. Ji, “Deeply virtual Compton scattering”, Phys. Rev. D **55** (Jun, 1997) 7114–7125, doi:10.1103/PhysRevD.55.7114.
- [25] E. Burtin, N. d’Hose, et al., “Outline for a Deeply Virtual Compton Scattering Experiment using COMPASS at CERN”, DAPNIA-SPhN, CEA-Saclay, F91191 Gif-sur-Yvette Cedex.
- [26] N. d’Hose, et al., “Possible Measurements of GPDs at COMPASS”.
- [27] COMPASS Collaboration, P. Abbon, et al., “The COMPASS Experiment at CERN”, Nucl. Instrum. Meth. A **577** 455–518, CERN-PH-EP/2007-001 (Jan, 2007), arXiv:hep-ex/0703049v1.
- [28] E. Burtin, N. d’Hose, “CAMERA preparation for the DVCS pilot run in Oct 2012”, COMPASS Collaboration Meeting, Lisboa, April 20, 2012.
- [29] K. Kleinknecht, “Detektoren für Teilchenstrahlung”, 4. Auflage, Teubner, 2005.

- [30] The COMPASS Collaboration, P. Abbon, et al., “Particle identification with COMPASS RICH-1”, Nucl. Instrum. Meth. A **631** (2011) 26–39, doi:10.1016/j.nima.2010.11.106.
- [31] COMPASS Collaboration, “The COMPASS RICH project”, Nucl. Instrum. Meth. A **433** (1999) 207–211, doi:10.1016/S0168-9002(99)00297-1.
- [32] C. Bernet, et al., “The COMPASS trigger system for muon scattering”, Nucl. Instrum. Meth. A **550** (2005) 217–240, doi:10.1016/j.nima.2005.05.043.
- [33] F. Herrmann, “Development and Verification of a High Performance Electronic Readout Framework for High Energy Physics”, Dissertation, Universität Freiburg, August 2011.
- [34] H. Fischer, et al., “The COMPASS Online Data Format Version 4”, COMPASS Note 2002-8, July 10, 2003.
- [35] Geant4 Collaboration, “Geant4 User’s Guide for Application Developers”, Version: geant4 9.5.0 (Dezember, 2011), <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForAppliDev.pdf> (12.09.2012).
- [36] R. Eckhardt, “Stan Ulam, John von Neumann and the Monte Carlo Method”, Los Alamos Science Special Issue 1987.
- [37] L. Lönnblad, CLHEP project, <http://proj-clhep.web.cern.ch/proj-clhep/> (12.09.2012).
- [38] ROOT User’s Guide, Version 5.26, <http://root.cern.ch/drupal/content/users-guide> (12.09.2012).
- [39] Geant4 Collaboration, “Physics Reference Manual”, Version: geant4 9.5.0 (Dezember, 2011), <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> (12.09.2012).
- [40] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, LU TP 06–13, FERMILAB-PUB-06-052-CD-T, März 2006, arXiv:hep-ph/0603175.
- [41] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, “LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering”, DESY 96-057, arXiv:hep-ph/9605286v, April 1996.
- [42] A. Sandacz, P. Sznajder, “HEPGEN generator for hard exclusive leptonproduction”, National Centre for Nuclear Research, Warsaw, Poland, arXiv:1207.0333v1 [hep-ph], Juli 2012.
- [43] COMGEANT, <http://project-gpd-full-chain-mc.web.cern.ch/project-gpd-full-chain-mc/comgeant/index.html> (12.09.2012).

- [44] T. Szameitat, T. Kunz, “TGEANT User’s Manual - A COMPASS Simulation using Geant4”, November 2012.
- [45] T. Kunz, “Entwicklung einer Simulationsumgebung für das COMPASS-II-Experiment mit Geant4”, Diplomarbeit, Universität Freiburg, November 2012.
- [46] BICRON, “BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators”, http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_I/muon/bicron_bc400-416.pdf (13.09.2012).
- [47] J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics”, J. Wiley & Sons Inc., 1975.
- [48] T. Fließbach, “Elektrodynamik”, 4. Auflage, Spektrum, 2003.
- [49] P. Gumplinger, “Optical Photon Processes in GEANT4”, TRIUMF/GEANT4, Users’ Workshop at SLAC, Februar 2002.
- [50] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/6e/Difracao.svg>, (03.10.12).
- [51] HAMAMATSU, “Photomultiplier tube R10533”, http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R10533_TPMH1314E01.pdf (13.09.2012).
- [52] ET Enterprises Ltd., “130 mm (5”) photomultiplier, 9823B series data sheet”, <http://my.et-enterprises.com/pdf/9823B.pdf> (13.09.2012).
- [53] P. Jörg, “Private communications”, 2012.
- [54] E. Burtin, “Private communications”, 2012.
- [55] J. Bernhard, “Aufbau des inneren Rings eines Recoildetektors am COMPASS-Experiment”, Diplomarbeit, Universität Mainz, Dezember 2007.
- [56] N. Doshita, “Private communications”, 17.09.2012.
- [57] N. Doshita, “Status of LH2 Carbon fiber vacuum chamber”, COMPASS Technical Board Meeting, 02.02.2012.
- [58] E. Burtin, “Camera: Space requirements and the integration of the LH2 target”, COMPASS Technical Board Meeting, 15.07.2011.
- [59] V. Anosov, “Private communications”, July 2012.
- [60] ECAL0-Team, “ECAL0 status and 2012 Plans”, COMPASS Technical Board Meeting, 10.11.2011.
- [61] V. Polyakov, “Radiation hard Shashlik calorimeter for COMPASS experiment”, 21.10.2010, http://hallaweb.jlab.org/12GeV/SoLID/download/ec/Shashlyk/shashlik_NA62_2010_mod.ppt (13.09.2012).
- [62] S. Levorato, “Private communications”, 25.05.2012.

-
- [63] COMPASS Collaboration, “The mirror system of COMPASS RICH-1”, Nucl. Instrum. Meth. A **502** (2003) 236–240, doi:10.1016/S0168-9002(03)00280-8.
- [64] J. Marroncle, “Les chambres à dérive DC00, DC01 et DC04”, 28.03.2006, Saclay, <http://wwwcompass.cern.ch/twiki/pub/Detectors/DriftChamber/DC014.pdf> (19.11.2012).
- [65] G. Mallot, et al., “Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS spectrometer tracking system”, Geneva, 2002.
- [66] COMPASS Collaboration, “The large size straw drift chambers of the COMPASS experiment”, Nucl. Instrum. Meth. A **556** (2006) 66–79, doi:10.1016/j.nima.2005.10.026.
- [67] E. Rocco, “Private communications”, 24.07.2012.
- [68] COMPASS Note 2011-5, “Technical Summary of the large angle spectrometer trigger”, August 25, 2011.
- [69] COMPASS Technical Board, Dipole SM1 drawings, 1998, <http://wwwcompass.cern.ch/compass/tech-board/plots/sm1/> (13.09.2012).

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Horst Fischer für die Vergabe des interessanten Themas, die umfassende Betreuung sowie seine wertvollen Anregungen.
- Prof. Dr. Kay Königsmann für die freundliche Aufnahme in seiner Abteilung und für die Chance, am COMPASS-Experiment mitzuwirken.
- Tobias Kunz, der in genialer und freundschaftlicher Weise entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.
- Dr. Florian Herrmann, Katharina Schmidt, Johannes ter Wolbeek und Tobias Kunz für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Diplomarbeit und für ihre konstruktive Kritik.
- Allen Mitgliedern unserer Abteilung für die angenehme Atmosphäre und die vielen hilfreichen Diskussionen.
- Meiner Familie, die mich während meines Studiums liebevoll unterstützt und mir den Rücken gestärkt hat.

Erklärung

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

Freiburg, November 2012