

Energieverlust und e/π -Identifikation
im ALICE Transition Radiation Detector

Diplomarbeit

von

Raphaëlle Bailhache

Unter der Betreuung von

Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger

Gesellschaft für Schwerionenforschung

Darmstadt

August 2005

Abstract

Quantum chromodynamics (QCD), the theory of strong interaction, predicts that nuclear matter at extreme temperature and very high density exists in a deconfined state. Under certain conditions the Quark-Gluon-Plasma (QGP) can form. In the laboratory those conditions can be produced by ultrarelativistic heavy ion collisions. The properties of strongly interacting matter, in particular its phase diagram and the properties of QGP, are studied at very high energy densities. To generate particles with the necessary energies, large particle accelerators, like the Large Hadron Collider (LHC), are needed. The ALICE Experiment (A Large Ion Collider Experiment) will be installed at the LHC and will allow studies of collisions of lead nuclei from the year 2007. One of the detector-systems of ALICE, the Transition Radiation Detector (TRD), will be used to identify electrons and positrons from leptonic decays of heavy Quarkonia. The majority of produced particles will be pions with an abundance of a factor 10^4 times more than electrons.

In this work we are analyzing the performance of four prototypes and of six final chambers of the TRD. The tests were carried out in October 2004 at CERN, using an electron-pion beam. The prototypes make possible the measurement of the ionization energy loss of electrons and pions in the detector gas. We present the spectra and analyse them in terms of the mean and most probable deposited energy. Those values are compared with simulations and with results from beam measurements in 2002 at CERN with the same prototypes. We also study bremsstrahlung and transition radiation generated in the material of the six TRD modules. We aim to reproduce the measurements with simulations. The quality of the electron identification is estimated using a likelihood method on total deposited energy as well as a bidimensional likelihood on energy and position of largest amplitude in the detector depth. With the help of these two methods we calculate the pion efficiency for an electron efficiency of 90% with the final radiator for the momentum range 1-10 GeV.

Zusammenfassung

Die Quantenchromodynamik (QCD) sagt voraus, dass die Kernmaterie bei extrem hohen Temperaturen oder bei sehr hoher Dichte in einen exotischen Zustand übergeht. Unter bestimmten Voraussetzungen kann sich ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) bilden. Im Labor wird versucht, durch ultrarelativistische Kollisionen schwerer Atomkerne diese Bedingungen künstlich zu erzeugen. Die Eigenschaften der Kernmaterie, besonders ihr Phasendiagramm und die Eigenschaften des QGP, werden bei sehr hohen Energiedichten untersucht. Es werden große Teilchenbeschleuniger gebraucht, damit die Teilchen die benötigte Energie erreichen. An dem *Large Hadron Collider* (LHC), der am CERN in 2007 in Betrieb gehen wird, werden Stöße von Bleikernen durch das ALICE Experiment studiert. Eines der Detektorsysteme von ALICE, der *Transition Radiation Detector* (TRD), wird unter anderem für die Identifikation der Elektronen von leptonschen Zerfällen schwerer Quarkonia verwendet. Der überwiegende Teil der erzeugten Teilchen werden Pionen sein, von denen 10^4 mal mehr erwartet werden, als Elektronen.

In dieser Arbeit studieren wir im Detail die Teststrahlresultate von vier kleinen Prototypen und sechs endgültigen, großen Kammern des TRD, die im Oktober 2004 am CERN mit einem Elektronen-Pionen Strahl aufgenommen wurden. Die Prototypen eröffnen die Möglichkeit, die Energieverluste von Elektronen und Pionen durch Ionisation des Detektorgases ($\text{Xe}(85\%)\text{CO}_2(15\%)$) zu messen. Wir stellen hier Ergebnisse für die mittlere und wahrscheinlichste deponierte Energie in den Detektoren vor, die mit Simulationen und den Resultaten der Strahlzeit, die im Jahre 2002 am CERN mit denselben Prototypen gemacht wurde, verglichen werden. Bremsstrahlung und Übergangsstrahlung, die von Elektronen in dem Material von sechs TRD Modulen erzeugt werden, werden ebenfalls mit den Prototypen studiert. Durch Simulationen probieren wir die Daten zu reproduzieren. Die Güte der Elektronenidentifikation wird durch die Likelihood-Methoden, die eindimensional die gesamte deponierte Energie und zweidimensional die deponierte Energie und die Position des größten Clusters in der Tiefe des Detektors verwenden, abgeschätzt. Mit Hilfe dieser Methoden berechnen wir die Pioneneffizienz für eine Elektroneneffizienz von 90 % mit dem endgültigen Radiatormaterial.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Hintergrund	2
1.1	Theorie der starken Wechselwirkung	2
1.1.1	Starke Wechselwirkung	2
1.1.2	Quantenchromodynamik (QCD)	5
1.2	Quark-Gluon Plasma	7
1.2.1	Starke Kräfte und das Phasendiagramm	7
1.2.2	Quark-Gluon Plasma und seine Signaturen	8
1.3	Ultrarelativistische Schwerionenstöße	11
1.3.1	Qualitative Beschreibung eines Schwerionenstoßes	11
1.3.2	Large Hadron Collider (LHC)	12
2	ALICE Transition Radiation Detector (TRD)	14
2.1	Das ALICE Experiment	14
2.2	Physikalische Motivation des TRD	17
2.3	Funktionsweise des TRD	18
2.3.1	Theorie	18
2.3.2	Experimenteller Aufbau	21
3	Teststrahlzeit 2004 am CERN	24
3.1	Versuchsaufbau	24
3.2	Teilchenidentifikation	26
3.2.1	Energieverlustprozesse in Cherenkov und Bleiglas Detektoren	26
3.2.2	π^- und e^- -Identifizierung	27
3.3	Energieverlust im TRD: einige Beispiele	30
4	Energieverlust der Pionen und Elektronen in den Kammern	33
4.1	Ereignisauswahl	33
4.2	Mittlere deponierte Energie	37
4.3	Wahrscheinlichste deponierte Energie	38
4.3.1	Analyse der Daten	39
4.3.2	Simulation mit GEANT 4	41
4.4	Studie der ersten Kammer	43
4.4.1	Einfache Signale	43

4.4.2	Die Rolle des Silizium-Streifenzählers	45
4.4.3	Simulation von Synchrotronstrahlung	47
5	Studie der Strahlung in sechs TRD Schichten	50
5.1	Datenanalyse	50
5.1.1	Versuchsaufbau	50
5.1.2	Impulsabhängigkeit der deponierten Energie	52
5.2	Simulation von Bremsstrahlung und TR	53
5.2.1	Bremsstrahlung	53
5.2.2	Übergangsstrahlung	57
6	e/π-Identifikation	61
6.1	Verschiedene Likelihood-Methoden	61
6.1.1	LQ-Likelihood	61
6.1.2	LQX-Likelihood	63
6.2	Auswertung der Daten	64
6.2.1	Simulationsmethode und Extrapolationsmethode	64
6.2.2	Abschätzung des Fehlers	67
6.2.3	Ergebnisse	69
7	Zusammenfassung und Ausblick	72
A	Photonen-Absorption	74
B	Synchrotronstrahlung	76
C	Bremsstrahlung	80
	Danksagung	83

Einige Einheiten und Konventionen

Die angepaßte Einheit der Länge ist in Kernphysik:

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m} \quad (1)$$

Die Energie wird in Einheiten von

$$1 \text{ MeV} = 1,60218 \cdot 10^{-13} \text{ Nm} \quad (2)$$

gemessen. Infolgenden nehmen wir für die Boltzmann-Konstante, die Lichtgeschwindigkeit und die reduzierte Planck-Konstante an:

$$k_B = 1 \quad c = 1 \quad \hbar = 1 \quad (3)$$

Damit erhält die Temperatur die Dimension der Energie,

$$1 \text{ MeV} = \frac{1 \text{ MeV}}{k_B} = 1,16044 \cdot 10^{10} \text{ K}. \quad (4)$$

Die Länge erhält die umgekehrte Dimension der Energie,

$$1 \text{ fm} = \frac{1}{197,327 \text{ MeV}} \quad (5)$$

Der Druck kann in $(\text{MeV})^4$ gegeben werden,

$$1 \text{ Nm}^{-2} = 6,2415 \cdot 10^{12} \text{ MeV} \cdot \text{m}^{-3} = 4,7957 \cdot 10^{64} \text{ MeV}^4 \quad (6)$$

Die Zeit erhält die umgekehrte Dimension der Energie,

$$1 \text{ s} = 2,99792458 \cdot 10^{-23} \text{ fm}/c = 1,51927 \cdot 10^{-25} \text{ MeV}^{-1} \quad (7)$$

Dadurch folgt für eine Frequenz:

$$1 \text{ Hz} = 6,5821085 \cdot 10^{24} \text{ MeV} \quad (8)$$

In dem Gauß'schen Maßsystem der Elektrodynamik gilt für die Dielektrizitätskonstante:

$$4\pi\epsilon_0 = 1 \quad (9)$$

Kapitel 1

Theoretischer Hintergrund

1.1 Theorie der starken Wechselwirkung

1.1.1 Starke Wechselwirkung

Wir haben uns sehr früh die Frage gestellt, was Materie ist. Dabei suchten wir die Bausteine der Materie. In den letzten Jahren wurde das Standard-Modell entwickelt. Es ordnet die Teilchen ein und beschreibt die Wechselwirkungen, die elektroschwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung, durch die Austauschbosonen als Feldquanten. Um diese Theorie zu konstruieren, werden Symmetrieprinzipien verwendet. Quarks und Leptonen sind die «elementaren» Teilchen, jedoch wurden Quarks noch nie frei beobachtet.

Der Mesonenaustausch nach Yukawa

In 1934 postulierte Yukawa die Existenz eines schweren Bosons, das ein pseudoskalares Isovektorteilchen für die starke Wechselwirkung sein sollte. Damals wurde bekannt, dass diese Wechselwirkung sehr stark ist und eine Reichweite von ungefähr 2 fm[1] hat. Nach der Unschärferelation kann ein Teilchen mit der Energie E , welches kürzer als $1/E$ lebt, nicht beobachtet werden. Die Distanz, die es in dieser Zeit höchstens zurücklegen kann, ist dann:

$$r = \frac{1}{E} \quad (1.1)$$

Ein Pion (π^+ oder π^-) der Masse 140 MeV hat mindestens die Energie, die der Masse entspricht, was eine Reichweite von ungefähr 1,4 fm ergibt. Yukawa sagte eine Masse von ungefähr 100 MeV voraus. Deshalb gab es eine Enttäuschung, als 1938 entdeckt wurde, dass das Muon der Masse 106 MeV nicht der starken Wechselwirkung unterliegt. Aber 1947 wurden Pionen und damit die Yukawa-Austauschteilchen gefunden. Bei großen Abständen kann die starke Wechselwirkung durch den Austausch von ein oder mehreren Mesonen mit mehreren Kopplungskonstanten beschrieben werden.

Postulierte Quarks

Bald zeigte die Spektroskopie der Mesonen, dass sie nicht «elementar» sind. Man versuchte die Mesonen und die Baryonen nach Quantenzahlen Q (Ladung), J (Spin), S (Seltsamkeit) und B (Baryonenzahl) anzuordnen. Da entdeckten Gell-Mann und Ne'eman Multipletstrukture, die sich in einer T_z - Y -Ebene zeichnen lassen. T_z ist die dritte Komponente des Isospins und Y die Hyperladung, die durch die Gell-Mann Nishijima-Relation geschrieben werden kann:

$$Q = \frac{1}{2}Y + T_z \quad (1.2)$$

Der Grund dieser Struktur liegt in der Erhaltung der Seltsamkeit S , die durch das Noether Theorem mit einer Symmetrie des Lagrangian verbunden ist. Die Lagrange-Funktion, die die starke Wechselwirkung eines Systems von Mesonen und Baryonen beschreibt, ist invariant unter einer globalen $SU(3)_f$ -Transformation des Feldoperators. f steht für Flavour.

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \mathbf{U}\Phi \quad (1.3)$$

Die $SU(3)$ -Gruppe ist die Gruppe der (3×3) -unitären Matrizen \mathbf{U} mit Determinante gleich 1. Diese Matrizen gehorchen kommutativen Relationen, die die Algebra der Gruppe definieren. Matrizen mit größerer Dimension aber mit denselben Kommutationsrelationen entsprechen einer höherdimensionalen Darstellung der $SU(3)$ -Algebra. Die niedrigste irreduzible Darstellung der Gruppe heißt Fundamentaldarstellung und hat die Dimension 3. Deshalb muß ein nicht-Singulett Feldoperator mindestens ein Vektor mit drei Komponenten sein. Die $SU(3)$ -Transformation ist:

$$\mathbf{U} = \exp\left(-i \sum_{k=1}^8 \epsilon_k \frac{\lambda_k}{2}\right) \quad (1.4)$$

wobei die (3×3) -Matrizen λ_k die Gruppe generieren. In der Gell-Mann Darstellung haben die λ_k -Matrizen eine besondere Form, wobei λ_3 und λ_8 diagonal sind. Wir können jedoch die $SU(3)$ -Algebra in (3×3) -Dimension mit den Matrizen $-\lambda_k^*$ beschreiben. Die (λ_k) und $(-\lambda_k^*)$ ergeben zwei unäquivalente Fundamentaldarstellungen $\{3\}$ und $\{\bar{3}\}$ [2]. Sie können auch in einer T_z - Y -Ebene aufgetragen werden, aber keine entsprechenden Teilchen wurden gefunden. Es fehlte gerade das Fundamentaltriplett in dem Teilchen-Zoo.

1963 ordneten Gell-Mann und Zweig den Punkten, denen in diesem Diagramm Teilchen fehlten, elementare Teilchen zu, und nannten sie Quarks. Es sind nur insgesamt sechs, mit der Flavours «up», «down», und «strange». $\{3\}$ entspricht den Quarks u , d und s , und $\{\bar{3}\}$ den Antiquarks \bar{u} , \bar{d} und \bar{s} . Jetzt können die Mesonen als Paare von einem Quark und einem Antiquark und die Baryonen als drei Quarks verstanden werden. Die Eigenschaften von diesen

Flavour	T_z	Y	Q	B	S=Y-B
up	+1/2	+1/3	+2/3	1/3	0
down	-1/2	+1/3	-1/3	1/3	0
strange	0	-2/3	-1/3	1/3	-1

Tabelle 1.1: Eigenschaften der drei leichteren quarks.

Quarks sind in Tab.1.1 zusammengefasst.

Jedoch wirft diese Theorie noch weitere Fragen auf. Zunächst sollten die Massen der Multiplettzustände gleich sein, wenn die Symmetrie perfekt wäre. Darüber hinaus gibt es keinen Grund, der die Gell-Mann Nishijima-Relation rechtfertigt. Außerdem ist das Pauli-Prinzip für einige Baryonen verletzt. Deshalb wird ein neuer Freiheitsgrad, die «Farbe» (r,g,b) eingeführt, um das Problem mit dem Pauli-Prinzip zu lösen. Eine entsprechende $SU(3)_c$ -Transformation der Lagrangedichte wird vermutet und die Hadronen sollten sich in $SU(3)_c$ -Multipletts anordnen. Jedoch wurden freie Quarks bisher nicht beobachtet. Daraus ergab sich die Idee, dass die Hadronen Farbsingulets sind. Nur «weiße» Teilchen existieren als freie Teilchen in der Natur.

Experimentelle Spuren der Quarks und Gluonen

Andere Flavours wurden notwendig, um neue Erhaltungsgrößen zu erklären, die durch Teilchenreaktionen entdeckt wurden. Die Quarks Charm (c) und Beauty (b) wurden mit ihren entsprechenden Quantenzahlen eingeführt. Ein letztes Quark, das Top (t) Quark, wurde vermutet. Jedoch hatte man an der wirklichen Existenz der Quarks sehr lange Zweifel. Die tief-unelastische Elektron-Proton oder Muon-Proton Streuung und die Beobachtung der e^+e^- -Annihilation in Hadronen bestätigen das Modell der Quarks und Gluonen.

Durch Analysen der Daten der tief-inelastischen Elektron-Proton Streuung fand man heraus, dass das Proton drei Valenzquarks, einen See von Quarks und Antiquarks, sowie neutrale Partonen enthält, die die Hälfte des Protonen-Impulses tragen, aber nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Die Anwesenheit eines neutralen Partons liefert einen ersten Beweis der Existenz des Gluons. Jedoch wurde ein direkterer Beweis am PETRA-Beschleuniger erbracht. Nach e^+e^- -Annihilationen wurden in einigen Ereignissen drei Jets (Teilchenbündel) beobachtet. Diese Ereignisse entstehen, wenn Quarks bei der Flucht vor ihrem Antipartner Gluonen abstrahlen, die genug aus der Bahn geworfen werden, um das dritte Teilchenbündel zu bilden. Diese e^+e^- -Annihilation liefert auch durch den Vergleich der hadronischen Erzeugung mit QED-Prozessen einen Hinweis auf die Existenz der Farbenwechselwirkung[3].

1.1.2 Quantenchromodynamik (QCD)

Es fehlt noch eine Dynamik für die Quarks, die bis jetzt nur als Bausteine beobachtet wurden. Da die Quantenelektrodynamik (QED) sehr erfolgreich ist, wurde probiert, eine ähnliche Theorie für die starke Wechselwirkung zu entwickeln.

Quantenelektrodynamik

Die Frage ist, wie die Wechselwirkung zwischen einem Dirac-Feld und einem elektromagnetischen Feld eigentlich gebaut wird. Zuerst nehmen wir die Lagrange-Funktion von einem freien Dirac-Feld:

$$L_0 = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi \quad (1.5)$$

Dann wird ∂_μ durch die kovariante Ableitung D_μ ersetzt, um den Lagrangian bei Anwesenheit elektromagnetischer Felder zu erhalten:

$$L_F = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu + iqA_\mu) - m)\Psi = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu \quad (1.6)$$

Zum Schluß müssen wir noch den Lagrangian des freien elektromagnetischen Feldes addieren:

$$L_{em} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad L = L_F + L_{em} \quad (1.7)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.8)$$

Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass die Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} invariant unter der folgenden Eichtransformation sind (ϵ ist eine beliebige Funktion):

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\epsilon(x) \quad (1.9)$$

Wir suchen eine äquivalente Transformation, unter der der Lagrangian L invariant ist. Sie wird die «lokale» Eichtransformation genannt:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{q}\partial_\mu\epsilon(x) \quad (1.10)$$

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \exp(-i\epsilon(x))\Phi \quad (1.11)$$

Die Feldtransformation ähnelt der Feldtransformation der $U(1)_q$ -Symmetrie, obwohl sie diesmal durch die Abhängigkeit von x (durch $\epsilon(x)$) lokal ist. Die Erhaltung der elektrischen Ladung q kommt nämlich von einer $U(1)_q$ -Symmetrie der Felder des Lagrangian, wobei ϵ eine

Konstante ist:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \exp(-i\epsilon)\Phi \quad (1.12)$$

In der selben Weise können D_μ und $F_{\mu\nu}$ mit den Eigenschaften der U(1)-Gruppe interpretiert werden.

Quantenchromodynamik

Die Idee ist jetzt, eine ähnliche Theorie für die starke Wechselwirkung aus einer entsprechenden globalen Symmetrie zu bauen. Diese Symmetrie soll mit der «Ladung» der starken Wechselwirkung verbunden sein. Zuerst wurde die $SU(3)_f$ -Symmetrie ohne Erfolg probiert. Als «Ladung» verwenden wir die «Farbe» und für die Symmetrie, welche die Theorie erzeugt, verwenden wir die $SU(3)_c$ -Symmetrie.

Ein Quark mit Flavour f schreiben wir als Vektor q_f :

$$q_f = (q_f^r, q_f^g, q_f^b) \quad (1.13)$$

Die acht Vektorfelder G_μ^c entsprechen dem Feld A_μ und stellen die acht Eichbosonen, die «Gluonen», dar. Sie bilden ein $SU(3)_c$ -Oktet. Deshalb haben sie die Form:

$$r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g} \quad (1.14)$$

$$\frac{r\bar{r} - g\bar{g}}{\sqrt{2}}, \frac{2(b\bar{b}) - r\bar{r} - g\bar{g}}{\sqrt{6}} \quad (1.15)$$

Der entsprechende Lagrangian wird die Wechselwirkung zwischen den Quarks beschreiben:

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^c F^{c,\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D^\mu - m_f) q_f \quad (1.16)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\lambda^c}{2} G_\mu^c \quad (1.17)$$

Es ergeben sich schon viele Unterschiede zum elektromagnetischen Feld. Die Gluonen sind wie die Photon Eichquanten des Feldes, ohne Masse und mit Spin 1. Es gibt nämlich keinen Masseterm in dem Lagrangian. Aber sie tragen «Farbe». Eine Quelle eines Gluonenfeldes können andere Gluonen sein. Wegen der Selbstkopplung gibt es kein «freies» Gluonenfeld wegen der Selbstkopplung. Diese Unterschiede kommen von den Eigenschaften der U(1)-Gruppe und der SU(3)-Gruppe, eine ist abelsch mit kommutativen Matrizen, die andere nicht. Die Algebra der SU(3)-Gruppe kann durch den Kommutator-Operator der Matrizen $\lambda_k/2$ beschrieben werden:

$$\text{tr}(T^l T^m) = \frac{1}{2} \delta^{lm} \quad [T^l, T^m] = i f^{lmn} T^n \quad (1.18)$$

$$T^l = \lambda_l/2 \quad (1.19)$$

Das Tensorfeld ist dann:

$$F_{\mu\nu}^l = \partial_\mu G_\nu^l - \partial_\nu G_\mu^l - g f^{lmn} G_\mu^m G_\nu^n \quad (1.20)$$

Der Term mit f^{lmn} entspricht der Selbstkopplung der Gluonen, die von der Tatsache, dass f^{lmn} nicht null ist, kommt.

1.2 Quark-Gluon Plasma

1.2.1 Starke Kräfte und das Phasendiagramm

Zwei wichtige Eigenschaften der Kräfte zwischen den Quarks müssen hier betont werden: die asymptotische Freiheit und die Sättigung.

Die effektive impulsabhängige Kopplung wird für große Impulsüberträge Q^2 sehr klein und für kleine sehr groß. Dieses Verhalten ist ein spezielles Merkmal der starken Kraft. In der QED hängt die quadratische Kopplungskonstante nur schwach mit der Impulsübertragung zusammen und steigt mit wachsendem Impuls. In dem Bereich von sehr hohen Q^2 ist die Störungstheorie verwendbar. Das ist die sogenannte «asymptotische Freiheit», die auch durch tiefe unelastische Elektronenstreuung beobachtet wurde. In 2004 haben David J.Gross, H.David Politzer und Frank Wilczek den Nobelpreis für die Entdeckung dieser asymptotischen Freiheit in der QCD bekommen.

Im Gegenteil dazu werden die Kräfte sehr stark mit großen Abständen. Versucht man, Quarks zu trennen, hat man irgendwann genug Energie aufgewendet, um ein $q\bar{q}$ -Paar zu erzeugen. Das Potential ist proportional zu dem Abstand zwischen den Quarks für große Abstände. Das Bag-Modell ist eine intuitive Vorstellung, in der die Quarks und die Farbladung nur im Inneren einer räumlichen Blase existieren. Die Nukleonen sind farblose Blasen im Vakuum. Im Kern wird die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen nicht durch die Kräfte zwischen den Quarks und Gluonen beschrieben, sondern durch eine «Restwechselwirkung», bei der die Mesonen die Rolle der Austauscheteilchen spielen[4].

Die Idee einer kritischen Dichte, über der die Kernmaterie nicht mehr in einem hadronischen Zustand ist, wurde schon in 1951 von Pomeranchuk vermutet. 1975 wurde ein Phasendiagramm das erste Mal skizziert. Jedoch erlaubt die Kompliziertheit der QCD explizite Rechnungen nur in einigen Grenzfällen. 1999 wurde von M.Alford, J.Berges, und K.Rajagopal ein neues Bild des Phasendiagramms der Kernmaterie der QCD entworfen[5]. Seitdem sind weitere Details ergänzt worden. Die Abb.1.1 zeigt eine vereinfachte Version dieses Phasendiagramms, die ein erstes Verständnis der Situation für zwei leichte u und d Quarks und einem schwereren s Quark

in der T - μ Ebene gibt. Gitterrechnungen sagen bei sehr großen Temperaturen (≈ 170 MeV) einen Phasenübergang von einem hadronischen Zustand zu einem Plasma von Quarks und Gluonen voraus. Die Quarks und die Gluonen sind nicht mehr in Hadronen gebunden, können sich aber in einem großen Raumbereich quasifrei bewegen. Die punktierte Linie entspricht dem Bereich, in dem ein Phasenübergang erster Ordnung nicht mehr erwartet wird. Dieses Quark-Gluon-Plasma ist interessant für die Rekonstruktion der Geschichte unseres Universums. Der entgegengesetzte Phasenübergang fand vermutlich 10^{-5} s nach dem Urknall statt. Der Grundzustand der Kernmaterie befindet sich bei $\mu_0=931$ MeV und $T=0$ MeV. Er wird gut durch ein Flüssigkeitsmodell beschrieben. An dieser Stelle trennt die Line die flüssige Phase von der gasförmigen Phase, die durch Nukleus-Nukleus Kollisionen mit niedriger Energie studiert wird. Ein exotischer Zustand wird bei niedrigen Temperaturen, aber hohen Netto-Baryondichten (μ) für die Astrophysik interessant. Durch Experimente bleibt er unerreichbar, wird aber in Neutronensternen erwartet.

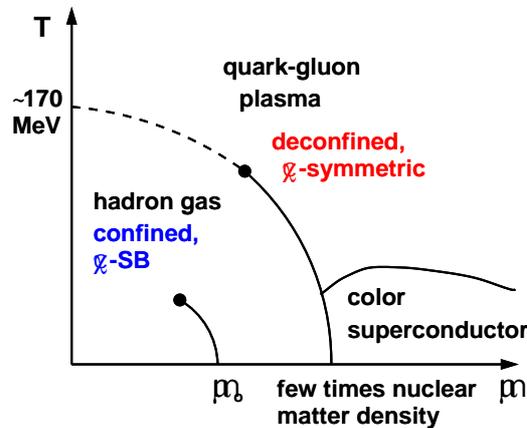


Abbildung 1.1: Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie[6].

1.2.2 Quark-Gluon Plasma und seine Signaturen

Thermodynamische Überlegungen

Das Bag-Modell gibt eine erste Idee des Phasenübergangs. Die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen in den Hadronen. Das perturbative Vakuum nahe den Quarks unterscheidet sich von dem nicht-perturbativen Vakuum in großen Entfernungen von den Quarks, wo die Kopplungsstärke nicht mehr klein ist. Die Druckdifferenz zwischen beiden Vakua ist negativ:

$$\Delta p = p_{pert} - p_{n.pert} = -B < 0 \quad (1.21)$$

Das Quark-Gluon Plasma wird mit Hilfe des thermodynamischen Potentials $J(V,T,\mu)$ im großkanonischen Ensemble behandelt, um den Druck p , die Entropiedichte s , die Energiedichte e , und die Teilchendichte n zu berechnen:

$$J(T, V, \mu) = E(T, V, \mu) - S(V, T, \mu)T - N(V, T, \mu)\mu = -T \ln(Z) \quad (1.22)$$

$$p = -\left(\frac{\partial J}{\partial V}\right)_{T, \mu} \quad s = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_{V, \mu} \quad (1.23)$$

$$n = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial J}{\partial \mu}\right)_{V, T} \quad e = -p + sT + n\mu \quad (1.24)$$

Für ein wechselwirkungsfreies System kann J unter bestimmten Bedingungen einfach berechnet werden. Die Entartung der Energieniveaus wird durch g beschrieben. Die Bosonen (oben) unterscheiden sich durch die Vorzeichen von den Fermionen (unten).

$$J(T, V, \mu) = \pm \frac{gVT}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} p^2 \ln(1 \mp \exp(\frac{\mu - \sqrt{m^2 + p^2}}{T})) dp \quad (1.25)$$

Für $\frac{m}{T} \ll 1$ und $\mu = 0$ ist das Integral lösbar. Mit der Gl.1.25, .1.23 und .1.24 lässt sich Druck und Energiedichte bestimmen. In diesem Fall entsprechen sie einem Stefan-Boltzmann Gas. $\mu = 0$ bedeutet, dass die Quarks und Antiquarks der Anzahl nach gleich sind. Als Resultat erhalten wir:

$$p(T) = \frac{kg\pi^2 T^4}{90} \quad e(T) = 3p(T) \quad (1.26)$$

k ist 1 für Bosonen und $\frac{7}{2}$ für Fermionen. Damit können wir den Druck und die Energiedichte eines Quark-Gluon Plasma für $\mu = 0$ abschätzen. Wir beschränken uns auf die zwei Flavours u und d und vernachlässigen die Masse dieser Quarks ($m_u \approx 5 \text{ MeV}$ und $m_d \approx 10 \text{ MeV}$) gegen die Temperature ($T \geq 100 \text{ MeV}$).

Die Entartung der Quarks und der Gluonen muss noch bestimmt werden. Dazu wird die entsprechende Formel für die Fermionen (Quarks und Antiquarks) und die Bosonen (Gluonen) benützt:

$$g_g = N_{Polarisation} * N_g = 2 * 8 = 16 \quad (1.27)$$

$$g_{q\bar{q}} = 2(2s + 1)N_c N_f = 2 * 2 * 3 * 2 = 24 \quad (1.28)$$

$$p_{QGP}(T) = \frac{\pi^2 T^4}{90} \left(\frac{7}{8} g_{q\bar{q}} + g_g \right) - B \quad (1.29)$$

Wir können näherungsweise für das hadronische Gas ein Gas von Pionen mit vernachlässigbarer Masse nehmen. Ihre Entartung wird durch den Isospin ($I=1$) bestimmt. Ausserdem sind sie Bosonen:

$$g_\pi = 2I + 1 = 3 \quad (1.30)$$

$$p(T) = \frac{g_\pi \pi^2 T^4}{90} \quad (1.31)$$

Die Phasengrenze wird durch die Gibbs'schen Bedingungen für das thermische, chemische und mechanische Gleichgewicht festgelegt:

$$T_\pi = T_{QGP} \quad \mu_\pi = \mu_{QGP} \quad p_\pi = p_{QGP} \quad (1.32)$$

Mit der letzten Gleichung berechnen wir die Phasenübergangstemperatur T_c :

$$T_c^4 = \frac{90B}{\pi^2 \left(\left(\frac{7}{8} g_{q\bar{q}} + g_g \right) - g_\pi \right)} \quad (1.33)$$

Bei dem Phasenübergang ist die Energiedichte unstetig. Darum handelt es sich um einen Phasenübergang erster Ordnung.

$$\Delta e = e_{QGP}(T_c) - e_\pi(T_c) = 3p_{QGP}(T_c) + 4B - 3p_\pi(T_c) = 4B \quad (1.34)$$

Die Ordnung des Phasenüberganges ist durch die Gitterrechnungen noch nicht ganz klar bestimmt. Jedoch erwarten wir für kleine μ ein schnelles «crossover», während für große μ es ein Phasenübergang erster Ordnung wäre. Das erfordert die Existenz eines kritischen Punktes.

Signaturen des QGP

Die Signaturen des QGP sind ziemlich schwer zu identifizieren, da sie auch durch hadronische Prozesse hervorgerufen werden können. Nur einige Beispiele sollen hier erwähnt werden. Weitere Signaturen, die durch den Transition Radiation Detektor nachgewiesen werden können, werden im zweiten Kapitel beschrieben.

- Zunächst kann man globale Variablen beobachten, die Informationen über thermodynamische Größen enthalten, wie wir mit der Bjorken-Gleichung (Abschnitt 1.3.1) schon bemerkt haben. Für die Temperatur kann der mittlere Transversalimpuls pro produziertem Teilchen $\langle p_T \rangle$ hilfreich sein, und für die Entropiedichte die Teilchenrapiditätsdichte $\frac{dN}{dy}$. Damit untersucht man die Zustandsgleichung und die Ordnung des möglichen Phasenübergangs.
- Photonen und Leptonen, die in dem QGP erzeugt wurden, enthalten auch Informationen über die thermische Verteilung der Quarks und Gluonen. Sie wechselwirken nämlich nicht stark in dem Feuerball. Sie kommen aus einer Vernichtung von $q\bar{q}$.
- Quarks, die am Anfang eines Jet produziert werden, müssen einen erheblichen Teil des Feuerballs durchqueren. Sie verlieren dabei viel Energie durch Gluonbremsstrahlung. Deshalb sollte es eine Unterdrückung von Jets und Hadronen mit großem Transversalimpuls (Jet-Quenching) geben oder eine Asymmetrie der Jets.

1.3 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Seit einiger Zeit versucht man, durch Schwerionenstöße die Eigenschaften stark wechselwirkender Materie mit einer sehr hohen Energiedichte zu untersuchen. Das Phasendiagramm wird dabei studiert, und man hofft, ein Quark-Gluon-Plasma durch Phasenübergang von Kernmaterie zu bilden.

1.3.1 Qualitative Beschreibung eines Schwerionenstoßes

Man schießt zwei relativistische Schwerionen auf einander; an dem Treffpunkt werden Quarks und Gluonen durch die hohe Energiedichte erzeugt. Nach der Äquilibrationszeit τ_0 kann das System unter besonderen Bedingungen in einem QGP-Zustand sein. In diesem Fall erwarten wir einen Übergang von einem QGP zur hadronischen Materie. Dann finden das chemische und thermische freeze-out statt.

Man benützt besondere Variablen, um die Resultate von solchen Schwerionenstößen zu beschreiben. Ein Teilchen kann durch seinen Vier-Impuls (E, p_x, p_y, p_z) charakterisiert werden. Wenn die z -Achse durch die Strahlachse definiert ist, stellen wir fest, dass der Transversalimpuls $p_T=(p_x, p_y)$ invariant unter Lorentztransformation ist, aber nicht der Longitudinalimpuls p_z . Deshalb führt man die Rapidity y ein:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + P_z}{E - P_z}\right) \quad (1.35)$$

Für ein masseloses Teilchen ist y gleich der Pseudorapidity.

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (1.36)$$

θ ist der Winkel zwischen \mathbf{p} und der Strahlachse. Der Impuls kann mit sphärischen Koordinaten $(p_T \cos(\phi), p_T \sin(\phi), p_z \cos(\theta))$ geschrieben werden. Die Rapidity verhält sich unter einer Lorentztransformation zwischen zwei Systemen, die sich parallel zur Strahlachse bewegen, additiv. Die transversale Masse gibt auch eine Idee der Transversalenergie.

$$m_T = \sqrt{m^2 + P_T^2} \quad (1.37)$$

Damit ist der Vier-Impuls gleich:

$$(m_T \cosh(y), p_T \cos(\phi), p_T \sin(\phi), m_T \sinh(y)) \quad (1.38)$$

Wenn zwei Schwerionen sich treffen, nehmen die Nukleonen der Kerne in dem Überlappbereich

direkt an der Reaktion teil, während die anderen in erster Näherung unbeeinflusst weiterfliegen. Die ersten Nukleonen bilden einen dichten, heißen Feuerball. In dem Fermi-Landau-Bild stoppen die Nukleonen sich vollständig ab und die neu produzierten Teilchen werden mit ihnen bei mittlerer Rapidity emittiert. Bei höheren Energien durchdringen die Kerne sich im Bjorken-McLerran-Bild vollständig. Die Nukleonen verlassen den Treffpunkt und bilden zwischen sich durch longitudinale Expansion eine hochangeregte baryonenfreie Zone. Das sind die beiden Extremfälle. In den Energiebereichen des LHC erwarten wir eine gute Transparenz der Kerne.

Durch eine einfache Überlegung können wir verstehen, warum besondere Schwerionen mit hochrelativistischer Geschwindigkeit angewendet werden, um ein mögliches QGP zu erzeugen. Bei einem Stoß zweier identischer Schwerionen ist die Schwerpunktenergie $E=2\gamma m_N A$, wo A und γ die Massezahl und der Lorentzfaktor der Ionen sind, und m_N die Masse eines Nukleons (≈ 1 GeV) ist. Der Kernradius hat die Größenordnung $r_o A^{1/3}$ mit r_o ungefähr 1,3 fm. Nach der Äquilibrierungszeit τ_o (≈ 1 fm/c) hat die hochangeregte Zone das Volumen $V \approx \pi(r_o A^{1/3})^2 \tau_o$. Die erreichte Energiedichte wäre:

$$\frac{E}{V} = \frac{2m_N \gamma A}{\pi(r_o A^{1/3})^2 \tau_o} \propto \gamma A^{1/3} \quad (1.39)$$

γ und A spielen hier eine wichtige Rolle. Wenn wir annehmen, dass ein QGP sich gebildet hat, schätzen wir ungefähr die Temperatur durch ein Stefan-Boltzmann Gas mit zwei Flavours ab:

$$\frac{37\pi^2}{30} T^4 \approx \frac{E}{V} \quad (1.40)$$

$$T \approx \gamma^{1/4} A^{1/12} 100 \text{ MeV} \quad (1.41)$$

Natürlich stimmt das nicht. Im Bjorken-Bild lässt sich die erreichte Energiedichte in Abhängigkeit von der Rapiditydichte produzierter Teilchen bei zentraler Rapidity abschätzen.

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_o A} \frac{dE_T}{dy} \quad (1.42)$$

A ist die transversale Überlappfläche der Kerne und E_T die transversale Energie. τ_o ist eine Unbekannte; meistens wird $\tau_o = 1$ fm/c angenommen. Damit können wir die erreichte Energiedichte in verschiedenen Experimenten vergleichen.

1.3.2 Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC soll in 2007 am CERN fertig sein. Er wird für Proton-Proton-Kollisionen und für Blei-Blei-Kollisionen an vier Kollisionspunkten benützt. Der Energiebereich ergänzt die Versuche, die seit 1999 mit der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven

National Laboratory stattfinden. In Tab.1.2 werden einige Parameter der Kollisionen an LHC und RHIC genannt. Die Energiedichten sind sehr konservativ gerechnet, weil τ_0 gleich $1 \text{ fm}/c$ als konstant angenommen wurde. τ_0 selbst hängt von der Energie ab und sollte am LHC viel kleiner sein, als am RHIC. Dadurch ergeben sich deutlich bessere Werte für LHC und RHIC.

	Teilchen	$\sqrt{s_{NN}}(\text{GeV})$	$L(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$\epsilon(\text{GeV}/\text{fm}^3)$
LHC	Pb	5500	10^{27}	11.6?
RHIC	Au	200	$2 \cdot 10^{26}$	4.1

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Kollision am LHC und am RHIC. Die Energiedichte am LHC ist das Resultat einer Extrapolation von niedrigeren Energien.

Die erwartete Energiedichte ist am LHC viel größer als die innerhalb eines Pb-Nukleus ($\epsilon_{Pb}=0.15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$). Die kritische Energiedichte ist für $\mu_B=0$ ungefähr $0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Ein QGP sollte sich auch am RHIC bilden. Jedoch muss die QGP-Phase ein größeres Volumen und eine längere Lebensdauer am LHC haben. Das Problem bei beiden Beschleunigern ist hauptsächlich, die Bildung eines QGP nachzuweisen[6].

Kapitel 2

ALICE Transition Radiation Detector (TRD)

2.1 Das ALICE Experiment

Durch das ALICE Experiment wird die Bildung eines QGP am LHC bei Pb-Pb-Reaktionen studiert. ALICE ist insgesamt 25 m lang mit einem Durchmesser von 16 m und einem Gewicht von ungefähr 1000 t. Der zentrale Detektorteil befindet sich im L3-Magneten von ~ 0.5 T. Ausserhalb dieses Magneten gibt es den Muonarm. Wir beschreiben nun die Rolle der verschiedenen Detektoren, die wir in der Abbildung des ALICE Experiments sehen können, von innen nach draußen:

- Inner Tracking System (ITS): Dadurch wird der Punkt der Kollision und die Zerfallpunkte von Hyperonen und Charm-Teilchen bestimmt. Außerdem kann man auch die Teilchen mit Impulsen kleiner als 100 MeV identifizieren.
- Time Projection Chamber (TPC): Zwischen dem inneren Radius von 90 cm und dem äußeren Radius von 250 cm werden die Spuren der geladenen Teilchen rekonstruiert. Die Identifizierung von Teilchen mit Impulsen oberhalb 100 MeV ist durch den Energieverlust möglich.
- Transition Radiation Detektor (TRD): Seine Rolle ist zusammen mit TPC und ITS, die Teilchenspuren zu rekonstruieren, und Elektronen mit Impulsen größer als 1 GeV zu identifizieren. Der Detektor spielt auch eine Rolle im Trigger-System des Experiments.
- Time Of Flight (TOF): Dieser Detektor ist nützlich für die Identifizierung der Teilchen mit Impulsen zwischen 0.5 GeV und 2.5 GeV. Durch die Flugzeit, die sie vom Kollisionspunkt bis zu dem Detektor ($r_i=3.7$ m) brauchen, kann ihre Masse bestimmt werden.
- High Momentum Particle Identification Detector (HMPID): Er besteht aus einem kleinen Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH) und wird für die Identifizierung der Teilchen mit transversalem Impuls bis 5 GeV benützt.

- Photon Spectrometer (PHOS): Ein elektromagnetisches Kalorimeter, das die in π^0 und η -Zerfällen erzeugte Photonen und direkte Photonen nachweisen kann. Damit kann die Temperatur der Kollision abgeschätzt werden.
- Muon Arm: Er besteht aus einem Kalorimeter, einem Dipolmagneten und mehreren Schichten von Tracking und Trigger Detektoren. Man wird damit insbesondere J/ψ -Teilchen durch seinen Zerfallkanal in zwei Muonen in einem hohen Rapiditätsbereich studieren:

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (5.88\%) \quad (2.1)$$



2.2 Physikalische Motivation des TRD

Die physikalischen Motivationen des TRD sind mit den Signaturen des QGP verbunden. Hier werden einige Kanäle erwähnt[10].

- Unter dem Dielektron-Kanal versteht man das Studium der Zerfälle in ein Elektron und ein Positron. Der Zerfallskanal in e^+e^- kann durch die Methode der invarianten Masse studiert werden. Man trägt die Verteilung der gesamten Energie von e^+ und e^- , die von dem selben Ort kommen, auf. Für die gesuchten Teilchen beobachten wir einen Peak bei der entsprechenden Energie. Das betrifft zum Beispiel die J/ψ und Υ Mesonen. Die J/ψ -Resonanz wurde 1974 entdeckt und besteht aus $c\bar{c}$. Sie hat eine Masse von 3097 MeV, hat aber eine gesamte Breite von nur ~ 87 keV.

$$J/\psi \rightarrow e^+e^- \quad (5.9\%) \quad (2.2)$$

Die Υ -Resonanz entspricht $b\bar{b}$ mit einer Masse von 9460 MeV und wurde in 1978 entdeckt.

$$\Upsilon \rightarrow e^+e^- \quad (2.4\%) \quad (2.3)$$

Die leichten Vektormesonen ρ , ω , und ϕ werden auch beobachtet. Jedoch wird es aufgrund des großen Untergrundes schwer, sie zu messen. Sie sollten im Medium eine reduzierte Masse durch die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie haben. Es hat den Anschein, dass diese Wiederherstellung und das QGP die gleiche kritische Temperatur haben. Zum Schluß gibt es auch eine Messung des Dielektronenkontinuums.

Teilchen	Masse(MeV)	Γ_i/Γ
η	547	5.6×10^{-6}
ρ	771	4.6×10^{-5}
ω	783	7.0×10^{-5}
ϕ	1019	2.9×10^{-4}
$J/\psi(c\bar{c})$	3097	5.9%
$\Upsilon(b\bar{b})$	9460	2.4%

Tabelle 2.1: Mesonen, die in e^+e^- zerfallen.

Mit dem Einelektronkanal können die Hadronen mit Charm oder Beauty Quarks studiert werden, die hauptsächlich in ein Elektron zerfallen, wie zum Beispiel D^\pm :

$$D^\pm \rightarrow e^\pm + X \quad (17.2\%) \quad (2.4)$$

Die Informationen von dem Inner Tracking System, das lokalisiert, wo diese Hadronen zerfallen, werden auch verwendet.

- Um die Υ -Zustände studieren zu können, braucht man einen Trigger auf die Elektronen-Paare, wobei jedes Elektron einen größeren Transversalimpuls als 3 GeV hat. Der TRD sollte fähig sein, einen Trigger innerhalb von 6 μ s nach der Kollision zu geben.
- Die Triggerfunktion kann man anwenden, um das Verhalten der Jetproduktion zu beobachten.

2.3 Funktionsweise des TRD

2.3.1 Theorie

Das Funktionsprinzip des TRD beruht auf der Art und Weise, wie ein Teilchen Energie in Materie verlieren kann. Es gibt verschiedene Wechselwirkungen, bei denen ein geladenes Teilchen in Materie Energie verlieren kann. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist hier jedoch der wichtigste Effekt, besonders der Energieverlust durch Ionisation. Übergangsstrahlung spielt die zentrale Rolle im TRD Detektor.

Bethe-Bloch Formel

Die Coulombwechselwirkung zwischen den elektromagnetischen Feldern des Teilchens und des Mediums verursacht Anregungen und Ionisation der Atome. Der durchschnittliche Energieverlust pro Längeneinheit kann durch die folgende Formel unter bestimmten Bedingungen berechnet werden[7].

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi e^4 Z N_A}{A m_e} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left\{ \frac{2m_e \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right\} - \beta^2 \right\} \quad (2.5)$$

m_e und e entsprechen der Masse und der Ladung des Elektrons. N_A ist die Avogadro-Konstante. Die Materie wird durch ihre atomische Zahl Z , ihre Massezahl A , ihre Dichte ρ und das wirksame Ionisationspotential I charakterisiert. Der Energieverlust hängt nur von der Ladung z und der Geschwindigkeit β des einfallenden Teilchens ab.

Wir müssen hier den Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch Formel betonen: Zuerst wird vorausgesetzt, dass das geladene Teilchen eine große Masse gegen die Masse des Elektrons hat. Deshalb können wir diese Formel für ein Elektron nicht benützen, sondern müssen eine Korrektur einführen. Das Teilchen hat außerdem keinen Spin und ist punktförmig. Das spielt nur bei hohen Energien eine Rolle. Für kleine Geschwindigkeiten β kann das Teilchen Elektronen der Materie einfangen, und später wieder verlieren. Dieses Phänomen ist nicht

berücksichtigt. Außerdem sollte der Energieverlust immer mit $\ln((1 - \beta^2)^{-1})$ steigen, was auch nicht der Fall ist. Jetzt führen wir eine qualitative Überlegung mit Hilfe einer Simulation durch.

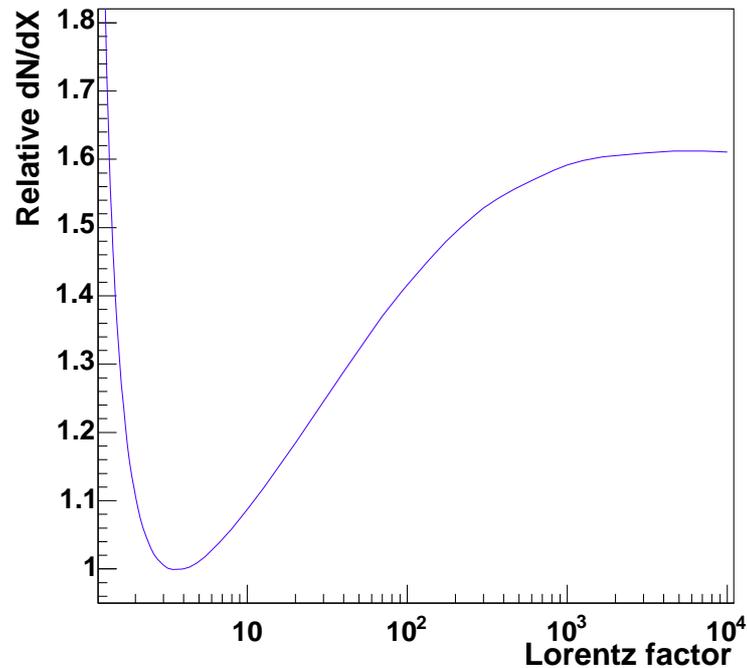


Abbildung 2.1: Anzahl der primären unelastischen Stöße[16].

Abb.2.1 zeigt die Abhängigkeit der Zahl der primären unelastischen Stöße vom Lorentz-Faktor, die mit GEANT 3 simuliert wurden. Die Kurve ist in ihrem Minimum normiert. Zuerst nimmt der Energieverlust als Funktion von γ bis zum Minimum (minimal ionisierendes Teilchen) ab. Wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer wird, sinkt die Wechselwirkungszeit mit den Atomen. Jedoch wächst sein transversales elektromagnetisches Feld durch relativistische Effekte an, und der Wechselwirkungsquerschnitt wird größer; der Energieverlust steigt. Für große Werte von γ schirmen die Elektronen der Atome das transversale elektromagnetische Feld ab; das Teilchen erreicht das Fermi-Plateau.

In einer dünnen Schicht von Materie der Dicke X kommt der gesamte Energieverlust von einer kleinen Zahl von Wechselwirkungen. Jede Wechselwirkung hat einen großen Bereich von möglichen Übertragungsenergien. Durch hohe Übertragungsenergie absorbiert ein einzelnes Hüllenelektron viel Energie und erzeugt ein Ladungscluster. Die Übertragungsenergieverteilung wird durch eine Landauverteilung beschrieben. Eine Näherung wird durch die folgende Formel gemacht[8]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda))\right) \quad (2.6)$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{MP}}{\xi} \quad \xi = \frac{2\pi N_A z^2 e^4 Z}{Am_e} \frac{\rho}{\beta^2} X \quad (2.7)$$

ΔE ist der Energieverlust, ΔE_{MP} ist der wahrscheinlichste Energieverlust und ξ ist der mittlere Energieverlust, der von dem ersten Term der Bethe-Bloch Formel kommt. Die Landauverteilung ist nicht symmetrisch und hat einen «langen» Schwanz, der den primären Elektronen mit viel Energie entspricht. Ein einzelnes Ereignis enthält sehr wenig Informationen über den mittleren Energieverlust.

Wir stellen fest, dass es bei steigenden Impulsen immer schwieriger wird, zwei Teilchen gleicher Ladung und Impuls, aber verschiedener Massen zu identifizieren, denn die Teilchen erreichen das Fermi-Plateau. Deshalb benützen wir in dem Transition Radiation Detektor die emittierte Übergangsstrahlung.

Übergangsstrahlung (TR)

Wenn ein geladenes Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten durchquert, ändert sich die Phasengeschwindigkeit seines elektromagnetischen Feldes und wir beobachten Strahlung, die für $\gamma \gg 1$ bedeutend werden kann[28]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{2\alpha\theta^3}{\pi} \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2}} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2}} \right)^2 \quad (2.8)$$

Dies ist die Übergangsstrahlung (Transition Radiation, TR). Die Gleichung gibt die emittierte Strahlungsenergie, abhängig von der Frequenz ω und dem Abstrahlungswinkel θ des TR-Photons ($\theta \ll 1$), das von einem geladenen Teilchen mit einem Lorentz-Faktor γ ($\gamma \gg 1$) abgestrahlt wird. α ist die Feinstrukturkonstante. ω_1 und ω_2 sind die Plasma-Frequenzen der Medien und sie erfüllen hier die Relation $(\omega_i/\omega)^2 \ll 1$

Zu dieser Formel können wir zwei Bemerkungen machen. Zuerst werden die Photonen in einem engen Kegel ($\theta \approx 1/\gamma$) um die Bewegungsrichtung des Teilchens praktisch in seine Flugrichtung emittiert. Deshalb stören sie die räumliche Auflösung des Detektors nur wenig. Außerdem ist das Frequenzmaximum (für $\gamma \gg 1$) im Röntgenbereich. Aufgrund der hohen Ordnungszahl des Kammergases Xenon werden die Photonen schnell absorbiert.

Die gesamte abgegebene Energie ist[28]:

$$W = \frac{\alpha (\omega_1 - \omega_2)^2}{\pi (\omega_1 + \omega_2)} \gamma \quad (2.9)$$

Hier können wir noch betonen, dass W von γ abhängt. Deshalb ist die Übergangsstrahlung ein gutes Mittel, Teilchen mit hohen Geschwindigkeiten zu identifizieren. Jedoch ist die Anzahl der durchschnittlich emittierten Photonen pro Grenzschicht sehr klein (Größenordnung $\alpha \approx 1/137$); wir brauchen besonders gute Radiatoren.

Bei vielen Grenzschichten spielen Interferenzeffekte eine große Rolle. Die Absorption durch den Radiator ist auch nicht mehr vernachlässigbar. Für ein Elektron mit einem Impuls größer als 3 GeV ist deshalb der Energieverlust in dem Radiator quasi unabhängig von dem Impuls des Elektrons.

2.3.2 Experimenteller Aufbau

Ohne TR ist die Identifikation der Elektronen schwieriger für Impuls größer als 3 GeV, denn sie haben das Fermi-Plateau erreicht. Der Unterschied mit den anderen schweren Teilchen, besonders den Pionen, wird immer kleiner als Funktion des Impulses. Der Ionisationsenergieverlust ist nicht mehr genügend. Wir benützen deswegen einen Radiator, in dem nur die Elektron Übergangsstrahlung erzeugen.

Prinzip

Der Transition Radiation Detektor von ALICE besteht aus 18 Supermodulen mit 5 Segmenten und 6 Ebenen zwischen 2,9 und 3,7m radialem Abstand. Er deckt einen azimuthalen Winkel von 2π und den Pseudorapiditätsbereich $-0,9 \leq \eta \leq 0,9$ um dem Kollisionspunkt der Pb-Ionen ab. Ein TRD-Modul besteht aus einem Radiator von 4,8cm Dicke, einer mit Gas gefüllten Driftkammer von 3,7cm Dicke und der Ausleseelektronik.

Durch den Radiator wird ein TR-Photon quasi in der Richtung des durchquerenden Teilchens emittiert, wenn sein Lorentz-Faktor groß genug ist, wie z.B. für Elektronen mit $p > 1$ GeV. Das Photon wird sehr schnell im Gasvolumen absorbiert (Anhang A), während das geladene Teilchen durch Ionisation des Gases entlang seines Wegs Elektronencluster produziert. Durch das Driftfeld driften die Elektronencluster in Richtung des Verstärkungsbereiches, wo sie wegen des starken Feldes Lawinen erzeugen. Durch die Auslesepedas bekommen wir Informationen über den Ort der deponierten Energie und ihre Gesamtbetrag.

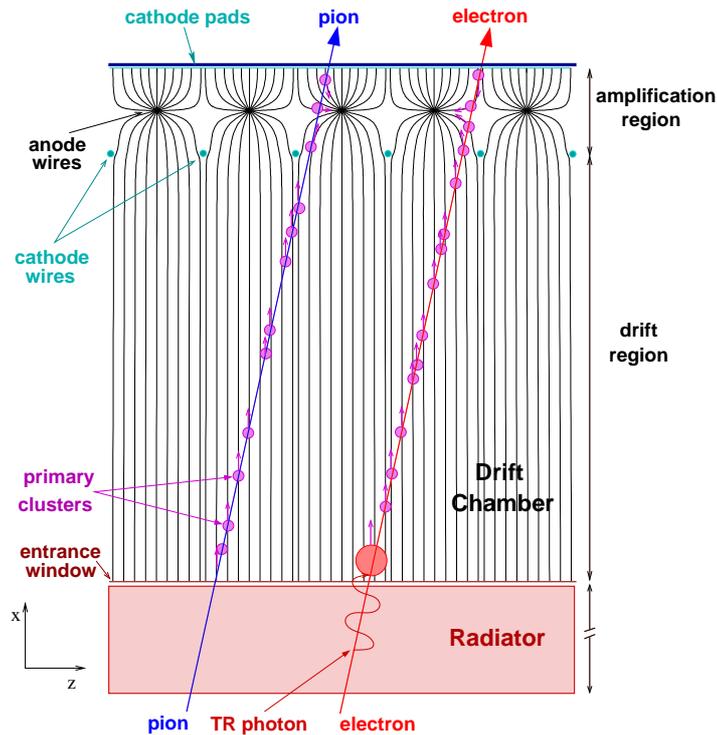


Abbildung 2.2: Das Prinzip des TRD.

Radiator

Der Radiator hat zwei Funktionen. Er muß gute Übergangsstrahlungseigenschaften und gute mechanische Stabilität haben. Er wird direkt mit der Driftelektrode verklebt. Wenn diese Elektrode sich biegt, kann das Driftfeld inhomogen werden. Der Radiator muß gegen das Gewicht der Kammer und den kleinen Überdruck des ständigen Gasaustausches stabil bleiben. Oft werden regelmäßige Radiator wegen ihrer sehr guten Übergangsstrahlungseigenschaften benützt. Jedoch brauchen sie viel inaktives Material, um die gespannten Folien zu halten. In einer zylindrischen Geometrie verursacht die Gravitationskraft weitere Probleme. Deshalb haben wir uns für einen Sandwich aus verschiedenen Materialien entschieden. Diese Sorte von Radiatoren werden Sandwichradiatoren genannt. Außen ist das stabilisierende Element eine 8 mm dicke Schicht *RohacellTM HF71*, die durch ein dünnes Kohlefaserlaminat verstärkt ist. Im Inneren besteht der Radiator aus Fasermatten. Ihre Übergangsstrahlungseigenschaften sind so gut wie für einen Folienstapel. *RohacellTM* trägt auch zur TR-Produktion bei.

Gas

Die Hauptkomponente der TRD Gasmischung ist Xe, da ein hohes Ordnungszahl Z wichtig für die Absorption der TR-Photonen ist ($Z_{Xe}=54$). Das Xenon absorbiert gut die TR-Photonen, aber ist ziemlich schwer und verursacht einen Druckgradienten in dem großen Volumen des Detektors. Jedoch ist es schwer, eine große Verstärkung zu erreichen, ohne dem proportionalen Bereich zu verlassen. Das Edelgas geht zum Grundzustand durch Strahlungsprozesse über, deren Energie groß genug ist, um Metalle zu ionisieren. Das CO_2 wurde als «Quencher» gewählt,

weil es gute Lebensdauereigenschaften hat[8].

Kapitel 3

Teststrahlzeit 2004 am CERN

Die Tests wurden zwischen dem 11. Oktober und dem 5. November am PS (Proton Synchrotron) am CERN im Bereich T9 durchgeführt. Das Hauptziel war, fertige Kammern des Transition Radiator Detektors zu untersuchen. Jedoch wurden die vier kleinen Prototypen von 2002 mit der fertigen Version des Verstärkers PASA wieder getestet. In diese Arbeit werden die kleinen Prototypen untersucht. Sie sind Referenzdetektoren, mit denen das fertige Design bestimmt wurde. Eine neue Strahllinie mit einem größerem Impulsbereich wurde benützt. In dezidierten Runs ohne Radiator wurde der reine Ionisationsenergieverlust für Elektronen mit Impulsen größer als 6 GeV gemessen. Er konnte nur mit diesen Prototypen studiert werden, denn wir haben nicht die Möglichkeit mit der fertigen Kammer den Radiator wegzulassen. Diese Messungen sind wichtig für die TRD-Simulation im ALICE-Experiment.

3.1 Versuchsaufbau

Prototypen

Die Prototypen sind den fertigen Detektoren ähnlich, aber haben einen kleineren aktiven Bereich ($25 \times 32 \text{ cm}^2$). Der Verstärkungsbereich ist 7 mm lang und der Driftbereich 30 mm lang. Die Kathoden-Pads sind mit dem PASA verbunden, der dahinter befestigt wurde. Er enthält einige Unterschiede zu dem in 2002 benützten PASA. Die Daten werden mit dem MBS System verarbeitet, das an der GSI entwickelt wurde. Es funktioniert mit dem VME event builder, RIO2, an dem sechs FADC Module angeschlossen wurden. Ein FADC Modul ist mit 8 Pads verbunden. Wir lesen 16 Pads der zwei ersten Kammern und nur 8 Pads der anderen Kammern aus.

Während der Tests enthielt das $\text{CO}_2\text{-Xe}$ Gas in den Kammern zwischen 17 und 18% von CO_2 . Die Zusammensetzung ist konstant. Die Anteile von O_2 und Wasser sind respektive zwischen 26 und 27 ppm und 330 und 350 ppm.

Ch	Sj	SDj	DCj	Pbgl
Cherenkov-Detektor	Szintillator	Silizium-Streifenzähler	Kammer	Bleiglas-Kalorimeter

Tabelle 3.1: Legende des Versuchsaufbaus

Versuchsaufbau

Der Pionen-Elektronen Strahl wurde durch einen Protonenstrahl erzeugt, der ein Target (Al,Cu,Be oder ZnS) trifft. Wir haben Messungen zwischen 1 und 10 GeV gemacht. Der Elektronenanteil hängt von dem Impuls ab und wird immer niedriger mit größerem Impuls. Für 10 GeV enthält der Strahl ungefähr 3,5 % von Elektronen.

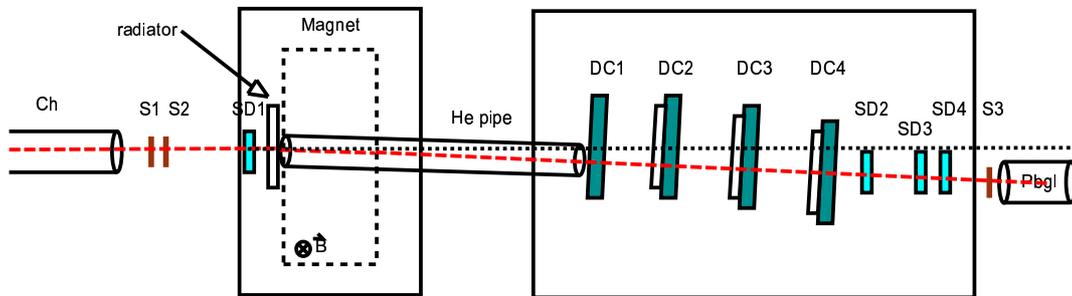


Abbildung 3.1: Der Versuchsaufbau[20].

In Abb.3.1 wird der Hauptversuchsaufbau für die Prototypen dargestellt. Koinzidenzen zwischen den drei Szintillatoren S1, S2 und S3 lösen die Datenauslese aus. Ein Event wird nur gespeichert, wenn es ein Signal in diesen drei Szintillatoren gibt. Mit den vier Silizium-Streifenzählern können wir die Position des Strahls studieren. Der Cherenkov-Detektor und das Bleiglas-Kalorimeter liefern Signale für die Teilchenidentifikation. Das magnetische Feld wurde so eingestellt, das der Strahl durch einen bestimmten Winkel abgelenkt wird. Die geladenen Teilchen werden durch das Magnetfeld abgelenkt, während die Photonen, die durch TRD in dem ersten Radiator erzeugt wurden, unbeeinflusst durch das Strahlrohr weiterfliegen. Damit trennen wir die TR Photonen von dem Strahl und können das TR Spektrum analysieren. Das Helium wurde für das Strahlrohr gewählt, da die Photonabsorptionswahrscheinlichkeit sehr klein in diesem Gas ist, wegen seiner Ordnungszahl (Anhang A). Wir haben auch Messungen ohne den Radiator gemacht, um den Energieverlust von den Elektronen durch Ionisation des Gases zu untersuchen. Verschiedene Radiator wurden vor dem Strahlrohr gestellt. Durch die Analyse der Daten in der ersten Kammer wurden ihre Leistungen verglichen. Der Sandwichradiator war fast identisch mit denen, die für das TRD in ALICE benützt werden.

Die Kammern haben einen Winkel von 5 Grad mit der Strahlachse, um Raumladungseffekte

zu verhindern[11]. Während der Verstärkung des Signals werden positive Ionen und negative Ladungen erzeugt. Die negativen Ladungen werden an den Anodendrähten versammelt, während die positiven Ionen langsam zu den Kathoden-Pads driften. Normalerweise ist die Ladungsdichte in der Elektronen-Ionen Lawine vernachlässigbar im Vergleich mit der Ladungsdichte der Anodendrähte, und nur kleine Störungen werden in dem Signal beobachtet. Jedoch stört es das elektrische Feld erheblich, wenn die Intensität des Strahls sehr hoch ist. Die Verstärkung wird nicht mehr so hoch sein, wie sie sein sollte. Wir verlieren die lineare Abhängigkeit der gesammelten Ladung vom Energieverlust des Teilchens. Bei einem Winkel zwischen der Kathodenebene und dem Strahl ist der Bereich der Verstärkung breiter, und Raumladungseffekte spielen keine wichtige Rolle mehr.

Die Daten wurden mit Hilfe von dem Analyse-Program ROOT analysiert[15]. ROOT ist eine objekt-orientierte Umgebung zur Datenanalyse mit graphischer Oberfläche, die auf der Programmiersprache C++ basiert.

3.2 Teilchenidentifikation

Wir identifizieren Pionen und Elektronen im Strahl durch die Signale des Cherenkov-Detektors und des Bleiglas-Kalorimeters. Zuerst stellt sich die Frage, was in diesen Detektoren passiert, wenn ein Teilchen durchfliegt. Dann zeigen wir, wie wir diese Information anwenden.

3.2.1 Energieverlustprozesse in Cherenkov und Bleiglas Detektoren

Cherenkov-Strahlung

Wenn ein Teilchen durch ein dielektrisches Medium fliegt, emittiert es Cherenkov-Strahlung unter der Bedingung, dass seine Geschwindigkeit größer ist als die Geschwindigkeit des Lichtes in dem Medium. Es polarisiert durch sein Feld die Atome des Mediums. Wenn seine Geschwindigkeit unter der Lichtgeschwindigkeit ist, ist das Polarisationsfeld symmetrisch und man beobachtet in größerer Entfernung kein resultierendes Feld. Im Gegensatz dazu sind die Atome nicht durch das Elektron polarisiert, wenn seine Geschwindigkeit größer ist, als die Lichtgeschwindigkeit. Es resultiert ein Dipolfeld in Richtung der Elektronenspur. Wenn wir n den Brechungsindex des Mediums und β die Geschwindigkeit des Teilchens nennen, wird die Voraussetzung so geschrieben:

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad (3.1)$$

Für ein Teilchen mit einem Impuls P und einer Ruhemasse M wird seine Geschwindigkeit durch die folgende Formel gegeben:

$$\beta = \frac{P}{\sqrt{p^2 + M^2}} \quad (3.2)$$

Die Masse des Pions ist ungefähr 139,6 MeV, während die des Elektrons nur 0,511 MeV ist. Deshalb haben die Pionen mit demselben Impuls eine kleinere Geschwindigkeit als die Elektronen. Jetzt brauchen wir nur ein Medium, wo die Schwelle $1/n$ zwischen der Geschwindigkeit

der Pionen und der Elektronen ist. Damit erzeugen nur die Elektronen ein Signal. Das wird durch einen gasförmigen Cherenkovradiator produziert, wo wir mit dem Druck des Gases die Schwelle steuern. Das Gas erfüllt die notwendigen Bedingungen (geeignete Cherenkov-Schwelle und eine UV-Transparenz in dem relevanten Wellenlängenbereich der emittierten Photonen).

Elektromagnetische Schauer und hadronische Prozesse

In dem Bleiglas Kalorimeter verlieren die Elektronen ihre gesamte Energie durch elektromagnetische Schauer, wobei viele Photonen und Leptonen produziert werden. Wenn die Ordnungszahl Z groß genug ist, werden Photonen hauptsächlich durch Bremsstrahlung erzeugt. Sie produzieren dann Elektronen und Positronen durch Paarbildung unter der Voraussetzung, dass ihre Energie über der Schwelle ($2m_e = 1.02 \text{ MeV}$) ist, die der Masse der zwei Teilchen, Elektronen und Positronen, entspricht. Um genauer zu sein, kann dieser Prozess nur in der Umgebung eines Atoms wegen der Impulserhaltung stattfinden. Das Atom der Masse M bekommt eine Rückstoßenergie, und die Energie E_γ des Photons muß deshalb größer als $2m_e + \frac{2m_e^2}{M}$ sein. Jedoch ist der Term $\frac{2m_e^2}{M}$ vernachlässigbar. In den kleinen Energiebereichen verlieren die Photonen Energie durch Compton Scattering und dann durch photoelektrische Absorption. Die Elektronen mit niedriger Energie verlieren ihre Energie durch Ionisation[7]. So kann sich eine Kaskade von Photonen und Elektronen ausbilden. Die Schauerkaskade bricht bei der Energie ab, bei der die Wahrscheinlichkeit für einen Bremsstrahlungsprozeß gleich der Ionisationswahrscheinlichkeit ist.

Bei Pionen gibt es außerdem hadronische Prozesse. Die Wechselwirkungslänge ist in dem Bleiglas größer als die Wechselwirkungslänge für reine elektromagnetische Prozesse. Sie bezeichnet die mittlere freie Weglänge eines Hadrons zwischen zwei Wechselwirkungen. Hadronische und elektromagnetische Prozesse sind an dem Schauer beteiligt. Die Pionen verlieren weniger Energie in dem Detektor. Wir benützen diese Abweichung zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen.

3.2.2 π^- und e^- -Identifizierung

Die Signale der e^- und π^- müssen wir gut genug unterscheiden können, damit wir weniger als 2 pro 1000 Teilchen falsch identifizieren. Diese Felhergrenze ist wichtig, um den Fehler in der weiteren Analyse vernachlässigen zu können.

Signale der Detektoren

Die Elektronen verlieren mehr Energie in den zwei Detektoren als die Pionen. Deshalb ist es erforderlich, dass das Signal über einer bestimmten Schwelle in den zwei Detektoren ist, um dem Teilchen den Name Elektron zu geben, und unter einer bestimmten Schwelle, um ihm den Name Pion zu geben. Dazu haben wir nur die Ereignisse, deren Energieverlust in dem Bleiglas über einem besonderen Wert (900 a.u für einen Impuls von 10 GeV) war,

gespeichert, um ungefähr dieselbe Größenordnung von Elektronen und Pionen zu haben. Mit der Abb.3.2 bestimmen wir die Zusammensetzung des Strahles. Links wird das Signal des Cherenkov-Detektors als Funktion des Signals des Bleiglas-Detektors aufgetragen. Die Ereignisse rechts oben, die Signale über 40 a.u in dem Cherenkov-Detektor und über 1700 a.u in dem Bleiglas-Detektor haben, entsprechen Elektronen. Die Ereignisse links unten, die Signale unten 20 a.u in dem Cherenkov-Detektor und unten 1400 a.u in dem Bleiglas-Detektor haben, entsprechen Pionen. In Abb.3.2 rechts können wir auch das Signal des Bleiglas-Detektors allein sehen. Die Tatsache, dass es kein Ereignis mit einem Signal kleiner als 900 a.u gibt, kommt von unserem Trigger. Der Peak bei höheren Energie (≥ 1700 a.u) wird als Elektronen-Ereignisse identifiziert. Wir haben die untere Schwelle für die Elektronen in dem Bleiglas in Tab.3.2 geschrieben, die wir für den Run mit einem Sandwichradiator vor jeder Kammer benützt haben. Die obere Schwelle für die Pionen war immer in diesem Detektor die Schwelle der Elektronen dividiert durch 1,2. Zur Selektion von Elektronen im Cherenkov-Detektor wurde als untere Schwelle 40 Kanäle, zur Selektion von Pionen wurde als obere Schwelle 20 Kanäle gewählt.

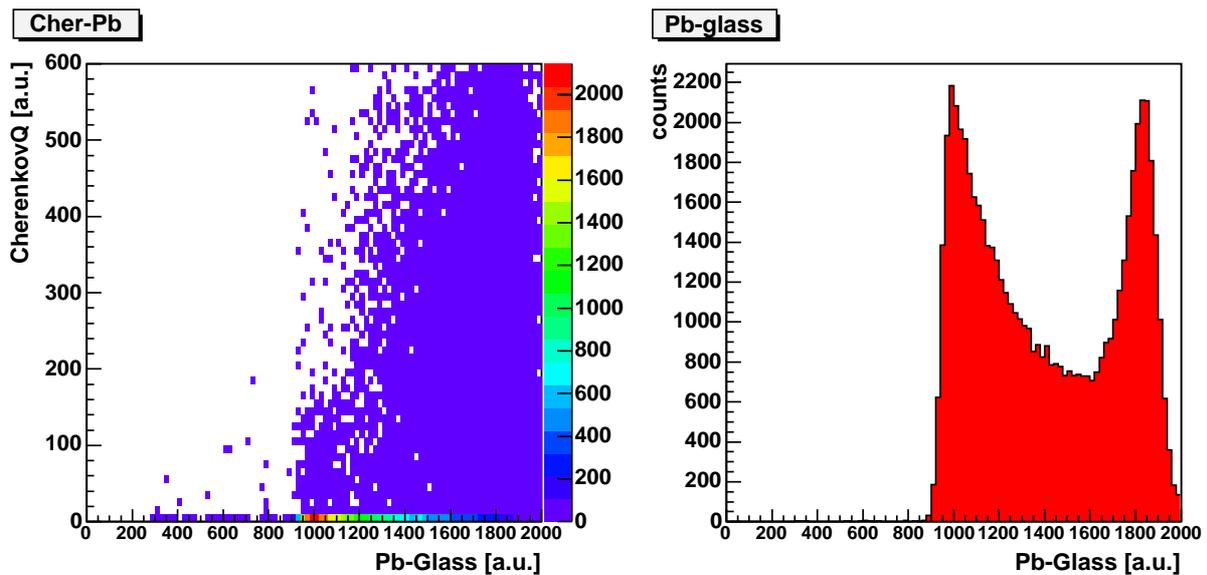


Abbildung 3.2: Cherenkov-Detektor und Bleiglas-Kalorimeter Signale für $p=10$ GeV

Impuls GeV	$P_{bgl} \geq$ [channel]
1	130
1,5	220
2	300
3	440
4	580
5	720
6	880
7	1060
8	1250
9	1500
10	1700

Tabelle 3.2: Schwelle des Runs mit dem Sandwichradiator.

Mögliche Kontamination

Für die Analysen ist es wichtig zu wissen, wie genau diese Identifikation ist. Um eine Idee von der Kontamination zu haben, haben wir nur die Schwelle in einem Detektor festgelegt und das Signal des anderen in Abb.3.3 beobachtet. Die Geraden geben die Werte der Schwelle, die wir fordern. Oben handelt es sich um die untere Schwelle für die Identifikation der Elektronen und unten um die obere für die Pionen. In Tab.3.3 wird die Kontamination der Elektronen-Ereignisse für einige Impulse gegeben. Die Kontamination der Pionen-Ereignisse ist kleiner als 0,06 %. In unserer Analyse haben wir auch geprüft, dass unsere Resultate nicht sehr verschieden von anderen vernünftigen Schwellen sind.

Impuls GeV	Kontamination der Elektronen-Ereignisse %
1	0,17
2	0,06
4	0,05
6	0,06
8	0,13
10	0,1

Tabelle 3.3: Kontamination der Elektronen-Ereignisse.

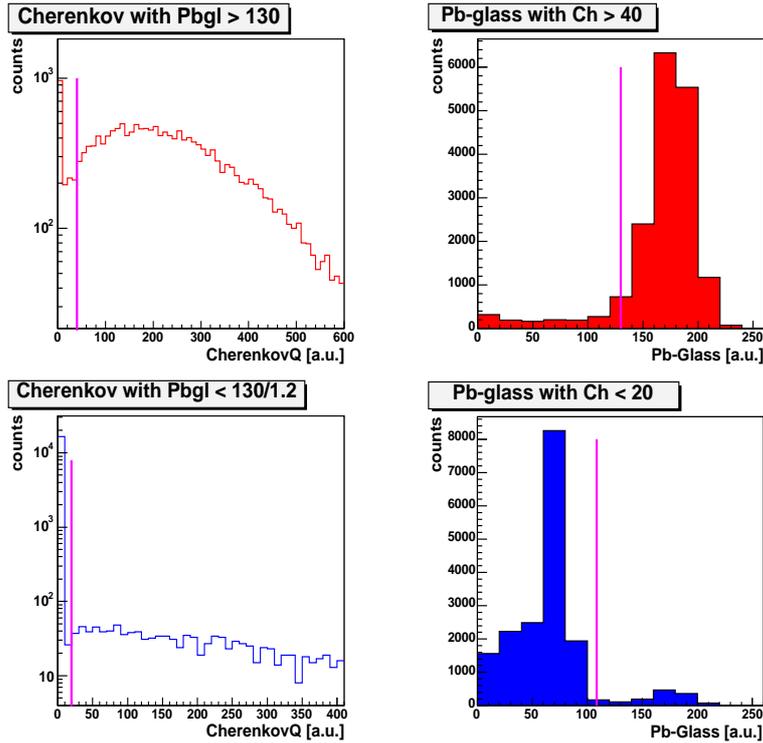


Abbildung 3.3: Studie der Kontamination für $p=1$ GeV. Oben entsprechen die Histogramme den Elektronen, unter den Pionen.

3.3 Energieverlust im TRD: einige Beispiele

Wir zeigen in diesem Teil einige Ausgangssignale der Kammern, mit denen wir später arbeiten werden.

Das gemittelte Signal

Mit dem gemittelten Driftsignal können wir sehen, wo und mit welcher Intensität Energie deponiert worden ist. Die Tiefe in der Kammer ergibt sich aus der Driftzeit und der Driftgeschwindigkeit. Die FADC Module haben eine Sampling-Frequenz von 20 MHz. Ein Time Bin entspricht deswegen 50 ns. Die Driftgeschwindigkeit wurde so eingestellt, dass das Signal ungefähr $2,6 \mu\text{s}$ dauert. In Abb.3.4 sind typische Einzelsignale eines Elektrons (rechts) und eines Pions (links) mit einem Radiator zu sehen. Der Verstärkungsbereich spielt eine wichtige Rolle für das Pion, während Photonen für den Elektron am Eintritt der Kammer absorbiert wurden.

Das gemittelte Driftsignal wird für die Elektronen und Pionen ohne Radiator in Abb.3.5 links dargestellt. Der erste Peak entspricht dem Verstärkungsbereich zwischen den Kathodenebenen, einer aus Drähten, der anderen aus Kathodenpads. Es gibt Ionisation auf zwei Seiten der Anoden-Drähte, deshalb ist das Signal größer. Der flache Teil des gemittelten

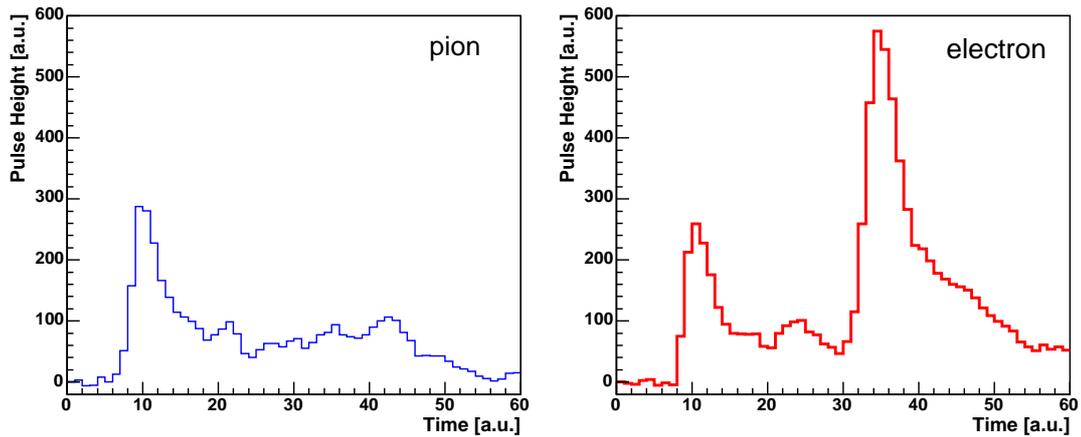


Abbildung 3.4: Typische Signals in Funktion von der Driftzeit mit einem Sandwichradiator.

Driftsignals entspricht dem Driftbereich, wo die Elektronen, die durch Ionisation erzeugt wurden, mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit und einer konstanten Rate in der Richtung des Verstärkungsbereichs driften. Ohne Radiator gibt es in der Signalform keinen Unterschied zwischen Elektronen und Pionen, die Amplitude der Elektronen ist nur größer wegen ihres größeren Lorentz-Faktors.

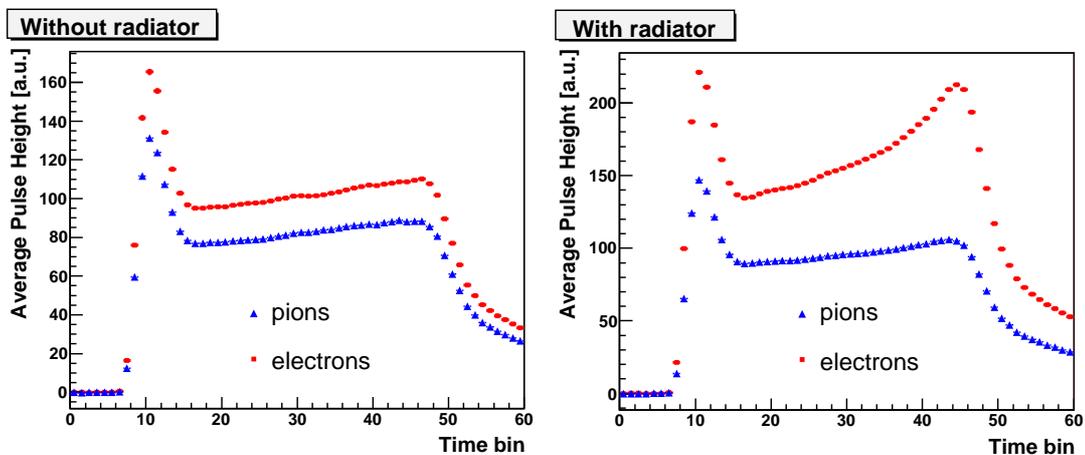


Abbildung 3.5: Beispiele von gemittelten Signalen des Detektors in Funktion der Driftzeit an 10 GeV

In Abb.3.5 rechts wurden die gemittelten Driftsignale mit einem Radiator vor der Kammer dargestellt. Dieses Mal können wir auch einen Peak am Ende des Signals der Elektronen, das heißt am Anfang des Driftbereichs, sehen. Die Elektronen produzieren Photonen durch Transition Radiation in dem Radiator. Sie werden kurz nach ihrer Ankunft in der Kammer absorbiert. Die Weglänge ist besonders klein in der Mischung $\text{CO}_2\text{-Xe}$. Im Gegenteil dazu verlieren Pionen keine Energie durch Transition Radiation und ihre gemittelten Driftspekten ohne oder mit Radiator sind gleich.

Energiespektren

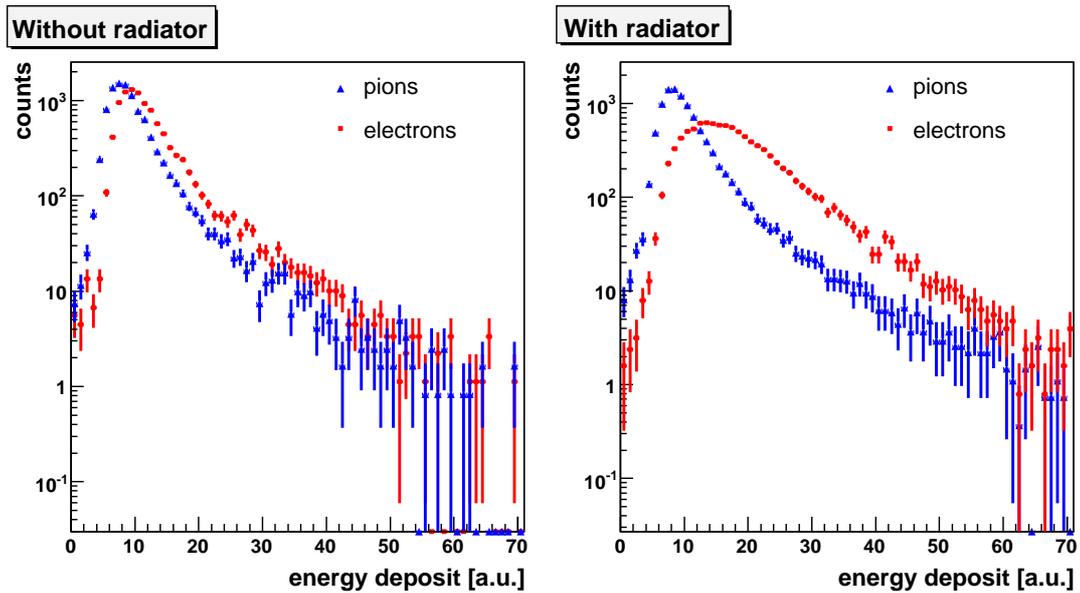


Abbildung 3.6: Energiespektren für 10 GeV

Das Energiespektrum zeigt die Verteilung der gesamten deponierten Energie in der Kammer. In Abb.3.6 erkennen wir die Landau-Verteilung durch Ionisationverlust in dem Detektor ohne Radiator (Kapitel 2). Die Spektren wurden auf ihr Integral normiert. Die Elektronen verlieren durchschnittlich mehr Energie als die Pionen wegen ihres Lorentz-Faktors aber die zwei Spektren sind recht ähnlich. Mit Radiator erhält das Elektronenspektrum einen größeren Schwanz durch TR-Photonen, während die Pionenverteilung mit oder ohne Radiator gleich ist. Eine bessere Trennung der Pionen und der Elektronen wird jetzt erwartet.

Kapitel 4

Energieverlust der Pionen und Elektronen in den Kammern

In diesem Kapitel analysieren wir die Energiespektren ohne und mit Radiator. Wir vergleichen unsere Ergebnisse mit den Resultaten der Strahlzeit im Jahre 2002 am CERN.

4.1 Ereignisauswahl

Um eine quantitative Analyse der e^-/π^- -Identifikation durchzuführen, müssen wir «saubere» Ereignisse auswählen, das heisst, Ereignisse, für die wir sicher sind, dass ein Teilchen den Detektor durchquert hat. Bei der ersten Analyse der Energiespektren bemerkten wir einen Peak bei $\frac{dE}{dx} = 0$, besonders in der letzten Kammer, wie wir in Abb.4.1 für 1 GeV mit dem Sandwichradiator sehen können. Er entspricht Ereignissen, bei denen es eigentlich kein Teilchen gibt, das durch den Detektor fliegt. Diese Ereignisse dürfen in der Analyse nicht berücksichtigt werden. Deshalb haben wir nach Bedingungen gesucht, um sie auszuschliessen.

Der Strahl durchfliegt die Detektoren in folgender Reihenfolge: Zuerst S_1 (ein Szintillator mit der Oberfläche $5 \times 5 \text{ cm}^2$), S_2 (Szintillator; $2 \times 2 \text{ cm}^2$), SD_1 (Silizium-Streifenzähler; $3,2 \times 3,2 \text{ cm}^2$), die vier Kammern ($25 \times 32 \text{ cm}^2$), SD_2 (Silizium-Streifenzähler; $3,2 \times 3,2 \text{ cm}^2$) und S_3 (Szintillator; $6 \times 6 \text{ cm}^2$). Ein Ereignis wurde gespeichert, wenn ein Signal in den drei Szintillatoren S_1 , S_2 und S_3 , registriert wurde. Aufgrund ihrer kleinen Oberflächen im Vergleich mit den vier Kammern haben wir zuerst gedacht, dass es ausreichend würde, um die Ereignisse ohne Teilchen in den Detektoren auszuschliessen. Weitere Bedingungen sind jedoch notwendig, wie Abb.4.1 zeigt. Die erste Idee war die zwei Silizium-Streifenzähler, SD_1 und SD_2 , zu benutzen, um eine zusätzlichen Triggerbedingung zu haben. Der Peak wird dadurch unterdrückt, aber wegen den kleineren Oberflächen verlieren wir auch viele «gute» Ereignisse. Je kleiner der Impuls ist, desto grösser ist die Zahl der verlorenen Ereignisse. Für den Fall mit Sandwichradiator vor jeder Kammer ist die Statistik für verlorene Ereignisse in Tab.4.1 dargestellt.

File	Impuls	Zahl von Events	Events mit der Bedingung	Pionen	Elektronen
130	1GeV	36010	19458 (54%)	9334	8597
129	1.5 GeV	31845	19701 (62%)	13770	4607
128	2GeV	37229	24837 (67%)	10744	10818
127	3GeV	60398	46428 (77%)	19449	19216
126	4GeV	59641	49485 (83%)	22088	18181
125	5GeV	57734	34440 (60%)	16862	11433
124	6GeV	53677	48566 (90%)	24984	13034
123	7GeV	58572	54719 (93%)	28559	11217
122	8GeV	59079	56072 (95%)	30423	12392
121	9GeV	62056	59887 (97%)	39313	10578
120	10GeV	63201	61562 (97%)	29149	15364

Tabelle 4.1: Statistik der Runs 120-130

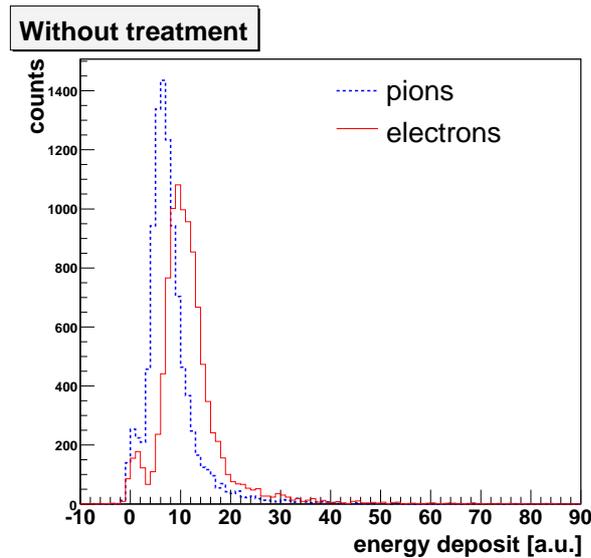


Abbildung 4.1: Deponierte Energie in der letzten Kammer für 1 GeV.

A priori sollten wir nicht so viele «gute» Ereignisse durch den Zusätzlichen Trigger mit SD₁ und SD₂ verlieren, denn SD₁ und SD₂ haben jeder eine größere Oberfläche als S₂, der für die Speicherung der Ereignisse benützt wurde. Die Abhängigkeit vom Impuls der verlorenen Ereignissen ließ uns vermuten, dass wir sie durch Multiple Scattering verlieren. Die Verteilung der projizierten Winkel auf einer Ebene wird durch die Theorie von Moliere unter bestimmten Bedingungen beschrieben. Sie wird durch eine Gaußverteilung um null abgeschätzt. Bei kleinem Winkel lässt sich eine Verbindung zwischen dem projizierten Winkel und dem räumlichen Winkel schreiben.

$$(\theta_{space})^2 = (\theta_{proj}^x)^2 + (\theta_{proj}^y)^2 = 2(\theta_{proj})^2 \quad (4.1)$$

Für eine dünne Schicht von Material ($10^{-3} \leq \frac{x}{X_0} \leq 100$) ist die Breite der Verteilung des Streuwinkels θ_{proj} eines Teilchen der Ladungszahl z , Masse M , Impuls P und Geschwindigkeit β mit einem Fehler von 11 % gleich[9]:

$$\theta_0 = \frac{\theta_{space}^{rms}}{\sqrt{2}} = \frac{z13,6MeV}{P\beta c} \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0,038 \ln(\frac{x}{X_0})) \quad (4.2)$$

x und X_0 sind die Dicke und die Strahlungslänge des Materials. Das Phänomen ist bei kleinen Impulsen wichtiger und kommt von der Summe vieler Streuungen, die allein durch die Rutherford-Formel beschrieben werden können, aber insgesamt statistisch behandelt werden, wenn die Zahl der Streuung groß (≥ 20) ist. Anhand Abb.4.2 können wir feststellen, dass der Strahl für kleine Impulse (1 GeV) hinter SD_1 nicht gut lokalisiert ist. Einige Teilchen fliegen nicht durch SD_2 aber treffen trotzdem S_3 , der eine größere Fläche hat. Deshalb ist ein zusätzlicher Trigger mit SD_1 und SD_2 keine gute Lösung, um die «sauberen» Ereignisse auszuwählen.

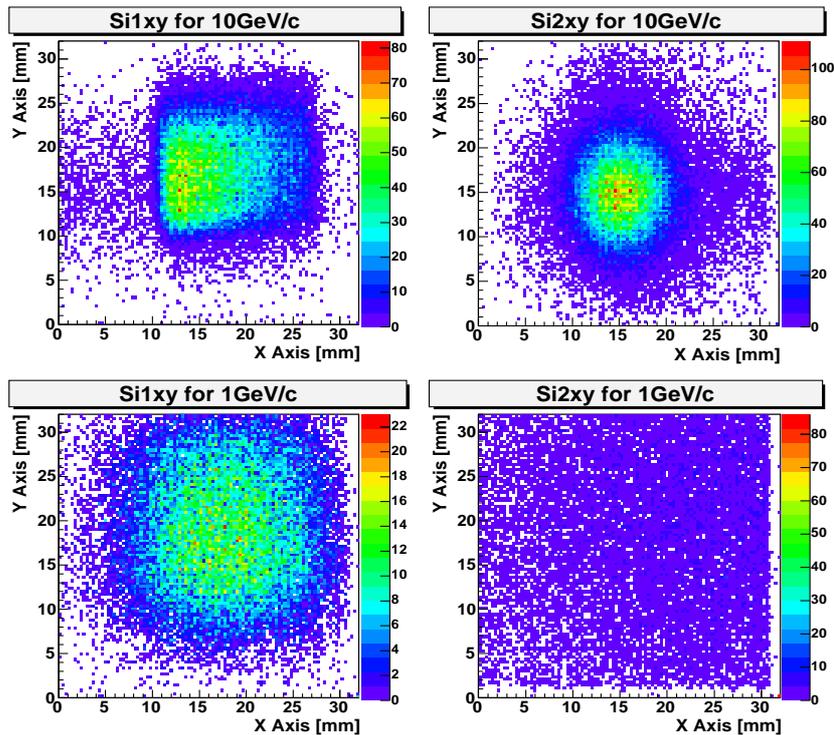


Abbildung 4.2: Signal der Silizium-Streifenzähler für 1 GeV (unten) und 10 GeV (oben).

Ein anderer Effekt addiert sich hier mit dem Multiple Scattering. Er kommt von der Ablenkung in dem magnetischen Feld und der Ungenauigkeit im Impuls der Teilchen in dem Strahl. Im Anhang B sehen wir, dass der Radius der Bahn eines Teilchens in einem magnetischen Feld durch die folgenden Formel gegeben wird:

$$\rho[m] = \frac{p[GeV]}{0.3 \times z \times B[T]} \quad (4.3)$$

Für kleinere Impulse ist der Radius kleiner. Zwischen dem Ablenkwinkel α , der Länge unseres Magnetfelds d und dem Krümmungsradius ρ besteht folgende Beziehung:

$$\alpha[rd] \approx \sin(\alpha) = \frac{d}{\rho} \quad (4.4)$$

Damit bekommen wir eine Breite der Deflektionswinkelverteilung, die eine Folge der Ungenauigkeit des Impuls ist.

$$\Delta\alpha[rd] = 0.3 \times z \times d \times B[T] \frac{\Delta p[GeV]}{p^2[(GeV)^2]} \quad (4.5)$$

Das magnetische Feld war nicht konstant, sondern wurde zwischen 0,2 und 0,5 T variiert, was im Vergleich mit dem Impulsbereich klein ist. Deshalb wird der Strahl auch in den Detektoren breiter für kleine Impulse, wenn wir annehmen, dass Δp in derselben Größenordnung bleibt. Wenn wir dazu die Tatsache berücksichtigen, dass der Winkel zwischen den Detektoren und dem Strahl gleich dem deflektierten Winkel ist, erwarten wir einen leicht assymetrischen Strahl in den Kammern, breiter in der Seite der kleineren Impuls. Dieser Effekt ist allerdings in diesem Versuchsaufbau nicht zu beobachten denn die Detektoren waren ziemlich nah an dem magnetischen Feld.

Für die Ereignisauswahl haben wir uns entschieden, eine Bedingung für die größte deponierte Energie auf einem Pad zu nehmen. Wir können in Abb.4.1 sehen, dass die Ereignisse, wenn das Teilchen die Kammer nicht durchfliegt, gut isoliert sind. Deshalb können wir sie durch eine Schwellenenergie ausschliessen. Als Bedingung fordern wir, dass die Energie des zentralen Pads größer ist, als eine bestimmte Schwellenenergie. Dadurch verlieren wir viel weniger Ereignisse und wir haben den Peak bei $\frac{dE}{dx} = 0$ unterdrückt.

4.2 Mittlere deponierte Energie

Wir integrieren in diesem Abschnitt die deponierte Energie nur über die drei Pads mit den größten Signalen, um den Effekt von sekundären Teilchen zu unterdrücken.

Ohne Radiator

In Abb.4.3 sehen wir die Mittelwerte des Energiespektrums ohne Radiator aus den Jahren 2002[16] und 2004 als Funktion des Impulses. Die Daten von 2004 wurden anhand der Pionen-Daten von 2002 normiert. Der Energieverlust der Elektronen hat schon das Fermi-Plateau erreicht, während er bei den Pionen noch in der relativistischen Steigung ist.

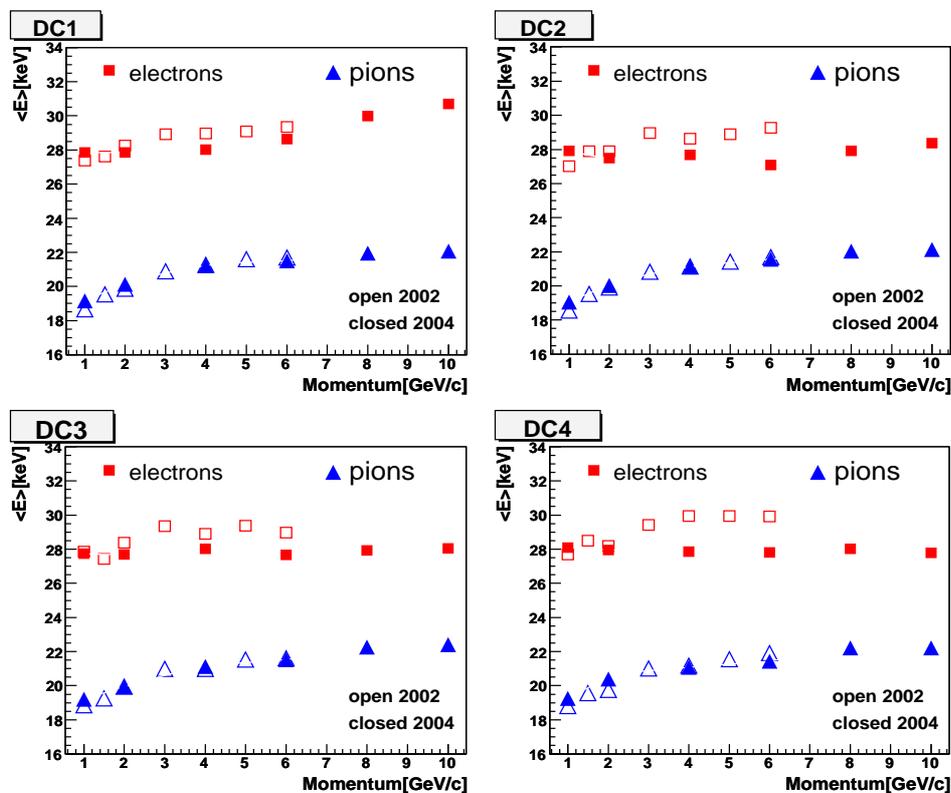


Abbildung 4.3: Mittelwerte der Energiespektren ohne Radiator.

Die erste Kammer (DC1) zeigte 2004 eine geringe Abweichung der Abhängigkeit der Energie vom Impuls gegenüber den anderen Kammern. Die Elektronen verlieren mehr Energie in dem Gasvolumen im hohen Impulsbereich. Die möglichen Gründe dafür sind Synchrotronstrahlung im magnetischen Feld, Übergangsstrahlung durch die verschiedenen Fenster (Strahlrohr, S_1 , SD_1) und Bremsstrahlung in dem Silizium-Streifenzähler SD_1 .

Der Unterschied zwischen den Elektronen-Daten aus den Jahren 2002 und 2004, die wir für die zweite und vierte Kammer sehen können, kann von Bremsstrahlung in dem Detektormaterial und den Anschlüssen für das Datenauflesen kommen, die im Jahre 2004 abwesend war. Mögliche Photonen, die durch Bremsstrahlung zum Beispiel in der Kathodenebene erzeugt

wurden, könnten sich in der nächsten Kammer ausbreiten und in deren Gasvolumen absorbiert werden.

Mit Sandwichradiator

Wir analysieren die Mittelwerte des Energiespektrums mit dem Sandwichradiator nur in den drei letzten Kammern. Hier werden die TR-Photonen nahe dem Strahl absorbiert. Die drei Kammern haben sehr ähnliche Resultate im Jahre 2004, während wir im Jahre 2002 eine leicht Steigung des Elektronenenergieverlusts als Funktion der Detektornummer beobachten konnten[16]. Wir vermuten wieder, dass Bremsstrahlung in dem Detektormaterial und dem Radiator dafür verantwortlich ist. Die Punkte sind nicht ganz regelmäßig wegen kleinerer Effekte, wie die Schwankungen der Temperatur, des Drucks oder die CO_2 -Konzentration.

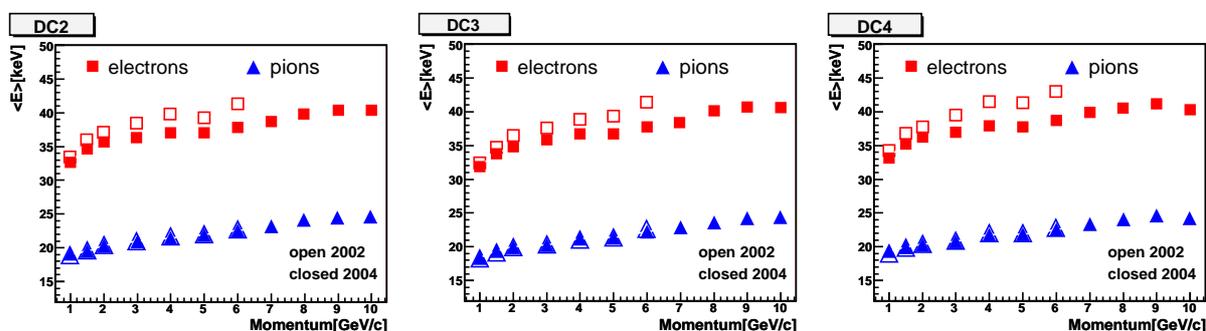


Abbildung 4.4: Mittelwerte der Energiespektren mit Radiator.

Zusammenfassung

Wir haben die Resultate für den mittleren Energieverlust in den drei letzten Kammern mit und ohne Radiator verglichen. Im Allgemeinen war der Unterschied zwischen Pionen und Elektronen im Jahre 2002 größer als im Jahre 2004. Die Identifikation der Elektronen sollte dadurch ein klein bisschen schlechter sein. Wir vermuten, dass die Elektronen damals mehr Energie durch Bremsstrahlung in dem anwesenden Material und Anschlüssen verloren haben. 2002 wurde der gesamte Fehler über die mittlere Energie auf 5% abgeschätzt. Die Energiekalibrierung wurde aber mit einer ^{55}Fe Quelle durchgeführt. In unseren Daten haben wir die Pionen benützt, um die Energiekalibrierung durchzuführen. Die Normalisierung ist gleich über dem ganzen Impulsbereich für einen Run. Wir erwarten dieselbe Größenordnung des Fehlers mit einer leichten Erhöhung.

4.3 Wahrscheinlichste deponierte Energie

Wir interessieren uns in diesem Abschnitt für die wahrscheinlichsten Werte (MPV) des Energiespektrums. Dieses Mal fitten wir das Spektrum mit einer besonderen Funktion, um diesen

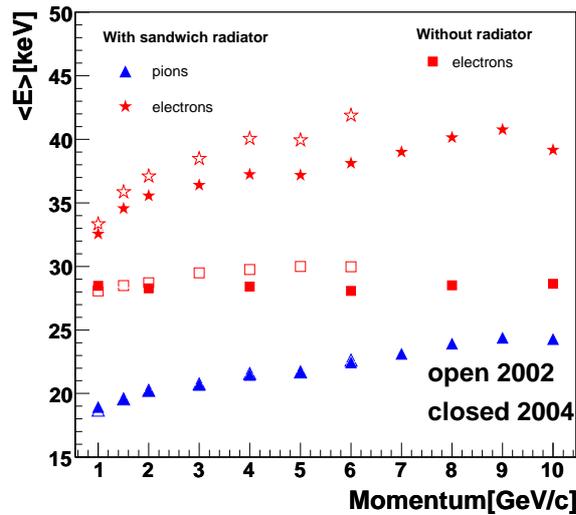


Abbildung 4.5: Mittelwerte der Energiespektren mit und ohne Radiator.

Wert abzuschätzen. Deswegen arbeiten wir immer ohne Radiator. Wir haben Analysen mit Simulationen verglichen.

4.3.1 Analyse der Daten

Bestimmung der wahrscheinlichsten Werte

Ohne Radiator verlieren die Elektronen und die Pionen Energie durch Ionisation in dem Detektor. Deshalb benützen wir die Summe einer Landaufunktion und einer Gaussfunktion, um die wahrscheinlichsten Werte des Energiespektrums abzuschätzen (Kapitel 2). Wir fordern, dass die zwei Funktionen dieselben wahrscheinlichsten Werte haben, um uns weitere Rechnungen zu ersparen. In Abb.4.6 wird ein Beispiel dargestellt. Der Fehler der Abschätzung ist im Vergleich zum gesamten Fehler immer vernachlässigbar.

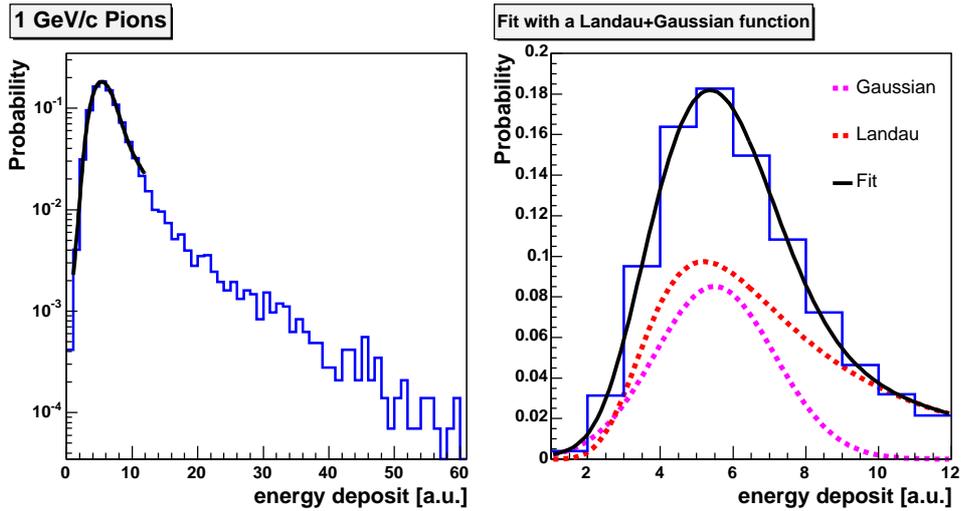


Abbildung 4.6: Beispiel von einem Fit.

Ergebnisse

Abb.4.7 zeigt, dass die drei letzten Kammern vergleichbare MPV haben. Die Pionen-Daten wurden jedesmal mit den Pionen von 2002 normiert. Wir hatten auch für die mittlere Energie, die in diesen Detektoren deponiert wurde, ähnliche Resultate gefunden.

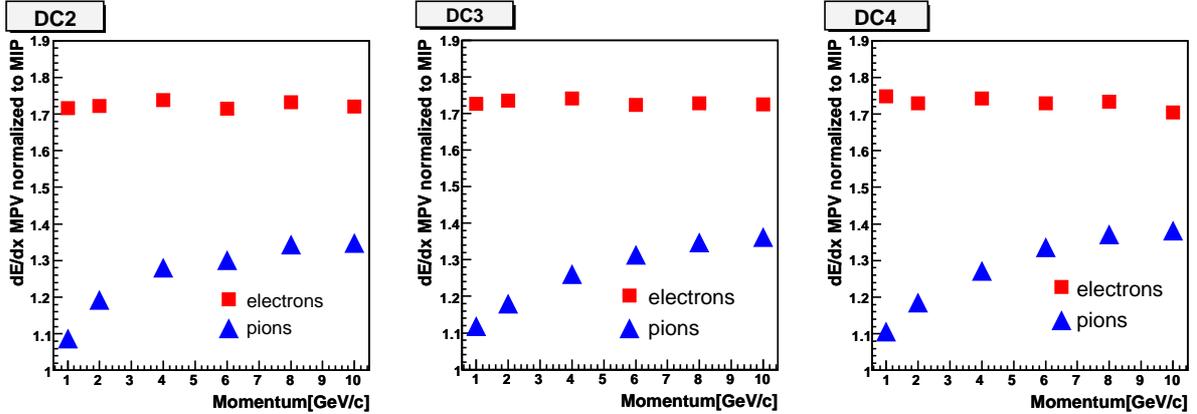


Abbildung 4.7: Most Probable Value der Daten von dem Jahr 2004 als Funktion des Impuls.

In Abb.4.8 haben wir unsere Ergebnisse zusammen mit der Studie, die nach den Tests im Jahre 2002 gemacht wurden[10], aufgetragen. Es handelt sich um durchschnittliche Werte über die drei letzten Kammern. Die simulierte Kurve wurde mit dem Programm GEANT 3 bestimmt und auf ihr Minimum normiert. Die Resultate von 2002 wurden mit dem wahrscheinlichsten Wert der Pionen, die einen Lorentz-Faktor von 21 (3 GeV) haben, auf die Kurven normiert. Zum Schluß haben wir unsere Ergebnisse mit den Pionen-Daten von 2002 kalibriert. Die neuen Daten bestätigen das geänderte Fermi-Plateau der Elektronen, das in 2002 gefunden wurde[16]. Die Pionen passen aber nicht so gut zu der Simulation. Für den Impuls größer als 6 GeV wird der MPV überbewertet, während die Daten kleiner für 1 GeV sind, als die Simulationen

vorraussagen. Deshalb haben wir probiert, den MPV mit dem Programm GEANT 4 zu rechnen.

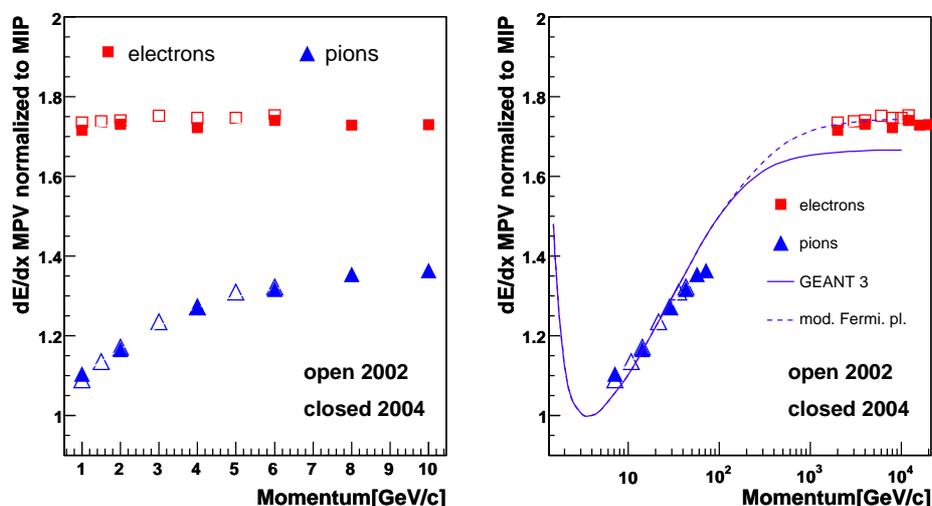


Abbildung 4.8: Vergleich den Most Probable Values als Funktion des Impuls zwischen den Jahren 2002 und 2004.

4.3.2 Simulation mit GEANT 4

GEANT 4[17] ist eine Werkzeugsammlung für die Simulation von Teilchen, die Material durchfliegen. Es wird in Hochenergiephysik, in der Medizin, in Kernphysik und für Beschleuniger verwendet. GEANT 4 unterscheidet sich von GEANT 3 durch seine Struktur. Die Tatsache, dass GEANT 4 auf der Programmiersprache C++ und nicht FORTRAN wie GEANT 3 basiert, vereinfacht den Quellcode. Der Benutzer muß die Geometrie und das Material des Versuchsaufbaus definieren. Dann präzisiert er die Teilchen, die verschiedenen Prozesse, die benötigt werden, und weitere Informationen, um ein Ereignis zu simulieren. Ionisationsverluste, Vielfachstreuung und Bremsstrahlung wurden betrachtet. Wir haben Strahlen von Pionen mit einem Impuls zwischen 92 MeV und 42 GeV und von Elektronen von 511 MeV bis 10 GeV simuliert. Von GEANT 4 haben wir die Energiespektren bekommen und dann haben wir dieselbe Methode wie für die Daten-Analyse angewendet, um die wahrscheinlichsten Werte der Spektren zu bestimmen.

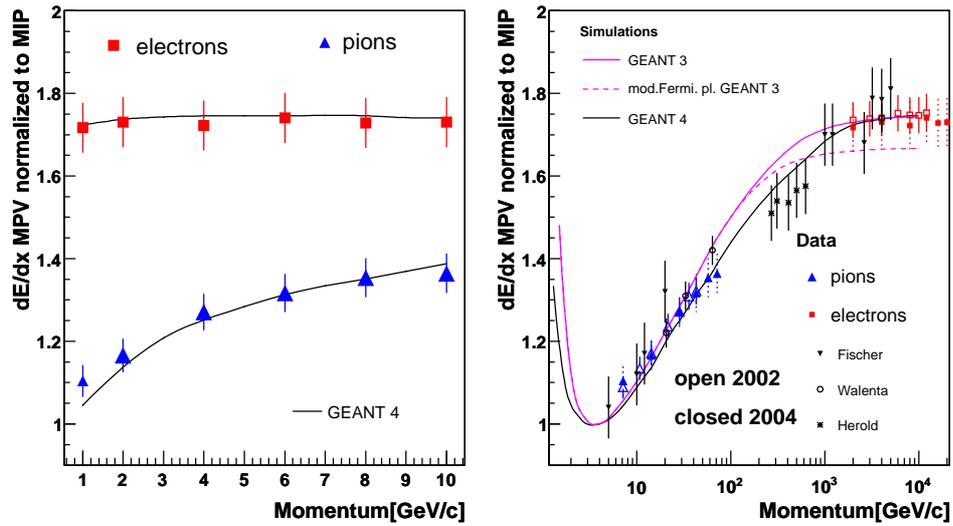


Abbildung 4.9: Simulation der MPV mit GEANT 4.

In Abb.4.9 sind die simulierten Ergebnisse zusammen mit gemessenen Daten von J.Fischer[12], A.H. Walenta[13] und W.D.Herold[14] zu sehen. Wir finden ein Fermi-Plateau, das dem modifizierten Fermi-Plateau von GEANT 3 entspricht. Es passt anscheinend besser zu den Daten. Wir brauchen nicht das Fermi-Plateau zu ändern und die simulierte Kurve beschreibt die Daten der Pionen mit einem Impuls größer als 6 GeV. Wir haben einen Gesamt-Fehler von 7 % für die Daten von 2004 angenommen. Er kommt hauptsächlich von der Energiekalibration und von statistischen Fehlern.

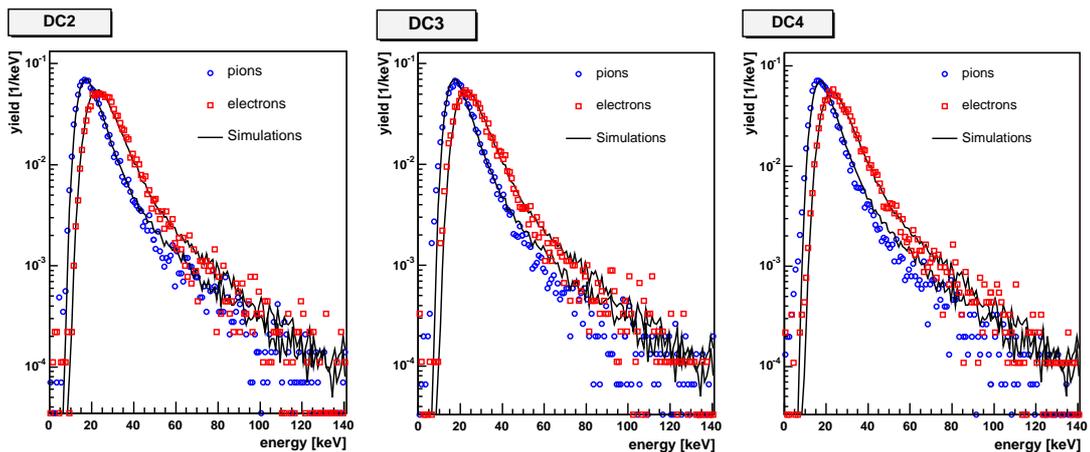


Abbildung 4.10: Vergleich der Energiespektren für 6 GeV.

Abb.4.10 zeigt den Vergleich der experimentalen Energiespektren für 6 GeV mit simulierten Energiespektren, mit denen wir die wahrscheinlichsten Werte abgeschätzt haben. Die Energiekalibration wurde durch die wahrscheinlichsten Werte der Pionenspektren erhalten. Im Allgemeinen gibt es eine gute Übereinstimmung der Daten mit der simulierten Kurve, besonders für

die Elektronen. Der Schwanz der Elektronenspektren werden auch gut reproduziert. Nur für die Pionenspektren könnten wir vermuten, dass die Simulationen die Tendenz hat, zu viel primäre Elektronen mit großem Energieübertrag zu erzeugen.

4.4 Studie der ersten Kammer

Wir haben in den letzten Abschnitten ein größeres Signal für die Elektronen mit einem Impuls zwischen 6 GeV und 10 GeV ohne Radiator in der ersten Kammer beobachtet. Hier versuchen wir mehr Informationen darüber zu erhalten. Wir untersuchen zuerst einfache Signale, wie die Verteilung über die verschiedenen Pads der deponierten Energie, ihre Verteilung in der Zeit, und die Rolle des Silizium-Streifenzählers. Dann studieren wir die Möglichkeit, dass dieses größere Signal von Synchrotronstrahlung im dem magnetischen Feld kommt.

4.4.1 Einfache Signale

Mittlere Verteilung der Amplituden auf den Pads

Mit mittleren Verteilungen der Amplituden auf den Pads lokalisieren wir den Strahl und mögliche Photonen in der ersten Kammer. Energieverlust durch TR-Photonen wird für die anderen Kammer mit $\frac{dE}{dx}$ gemischt. In Abb.4.11 können wir die mittlere Energie sehen, die die Elektronen und die Pionen auf jedem ausgelesenen Pad der Detektoren ohne Radiator hinterlassen haben. Normalerweise erwarten wir nur eine Spur in der ersten Kammer, da kein Radiator vor der He-Pipe angebracht wurde. Trotzdem bemerken wir hier eine nicht abgelenkten Spur für Elektronen mit einem Impuls von 10 GeV. Die Pionen haben keine weitere Wechselwirkung wegen ihrer größeren Masse. Die zusätzliche Wechselwirkung der Elektronen hängt vom Impuls ab und ist quasi null für 1 GeV. Der Vergleich zwischen 1 und 10 GeV zeigt auch die schlechtere Fokussierung des Strahls für kleine Impulse, die im letzten Kapitel (4.1) diskutiert wurde.

Bremsstrahlung im Silizium-Streifenzähler sollte Photonen erzeugen, die deutlich vom Strahl getrennt sind. Im Gegenteil sollte Synchrotronstrahlung in dem magnetischen Feld eine stetige Verteilung von Photonen produzieren. Übergangsstrahlung wird aufgrund der sehr kleinen Anzahl der emittierten Photonen pro Grenzschicht ausgeschlossen (Kapitel 2). Wie wir sehen können, kann Synchrotronstrahlung die beobachteten Resultate gut erklären.

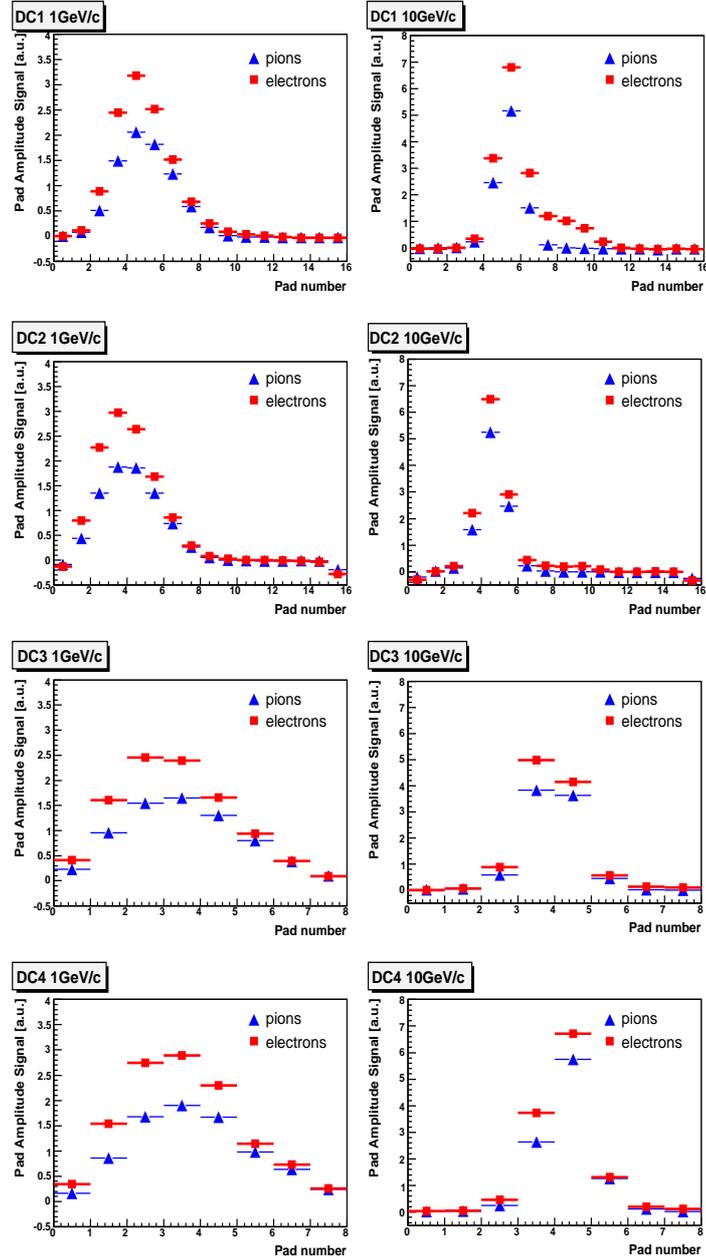


Abbildung 4.11: Mittlere Verteilung der Amplituden auf den Pads für 1 GeV (links) und 10 GeV (rechts).

Gemitteltes Signal als Funktion der Zeit

Das gemittelte Signal enthält ebenfalls räumliche Informationen, allerdings als Funktion der Tiefe der Kammer. Mit dem Sandwichradiator werden TR-Photonen am Anfang des Detektors absorbiert, deswegen nimmt das gemittelte relative Elektron/Pion Signal als Funktion der Zeit zu. Wir vergleichen in Abb.4.12 die vier Kammern für verschiedene Impulse. Die erste Kammer verhält sich bei höheren Impulsen deutlich anders als die anderen Kammern, die sehr nah beieinander bleiben. Die Steigung mit der Zeit ist größer, aber das durchschnittliche Signal ist auch höher.

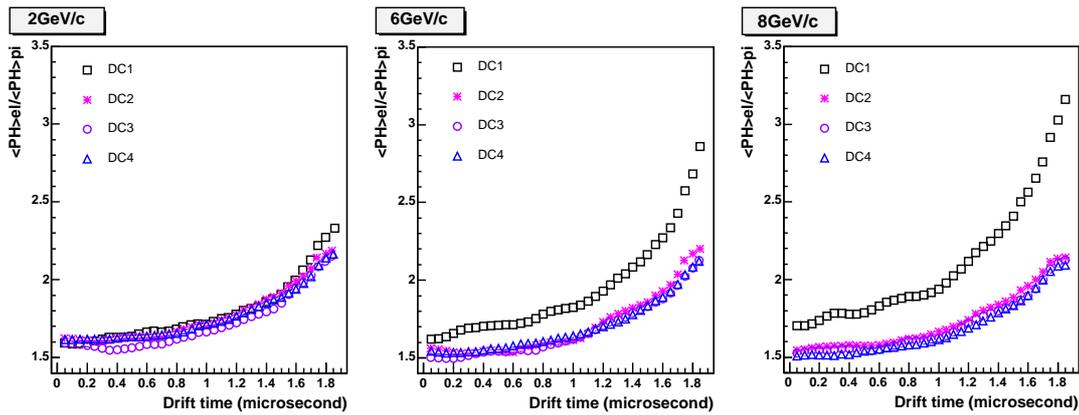


Abbildung 4.12: gemittelte relative Elektron/Pion Signal als Funktion der Driftzeit.

4.4.2 Die Rolle des Silizium-Streifenzählers

Wir wollen herausfinden, ob die erste Kammer einen zusätzlichen Hintergrund hat, oder ob die anderen Kammern einige Signalverluste, wie Raumladungseffekte, zeigen. Die TR-Photonen sind nämlich vom Strahl in der ersten Kammer getrennt. Wir untersuchen hier die Rolle des Silizium-Streifenzähler SD_1 . Dafür haben wir die Energiespektren mit und ohne SD_1 für 4 und 8 GeV in Abb.4.13 aufeinandergelegt. In beiden Fällen ist der Sandwichradiator vor dem Strahlrohr montiert. Die Runs ohne SD_1 enthalten weniger Ereignisse, und der Schwanz der Spektren ist unregelmässig. Jedoch verlieren die Elektronen mit einem Impuls von 8 GeV durchschnittlich weniger Energie ohne SD_1 . Sie strahlen wahrscheinlich Photonen durch Bremsstrahlung in diesem Detektor ab, die in der Kammer teilweise absorbiert werden.

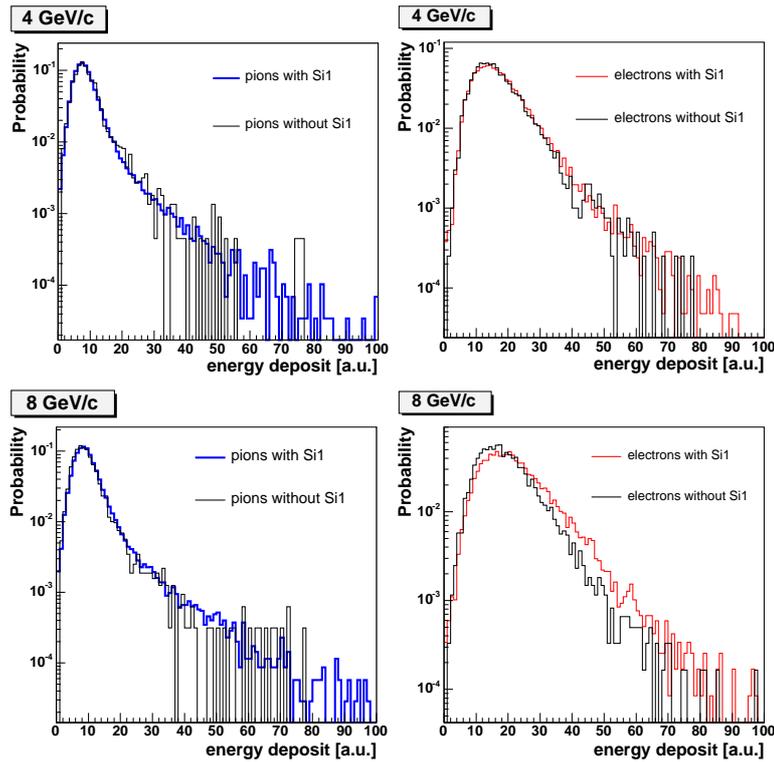


Abbildung 4.13: Energiespektren in der ersten Kammer ohne und mit SD_1 .

Wir stellen uns jetzt die Frage, ob dieser Unterschied groß genug ist, um den Untergrund zu erklären. Deshalb vergleichen wir die mittlere gesamte deponierte Energie in der ersten Kammer, mit und ohne SD_1 , mit der durchschnittlichen Energie, die auf den drei wichtigsten Pads in den anderen Kammern deponiert wurde. Der Effekt ist viel niedriger als der gesamte Unterschied zwischen der ersten Kammer und den anderen, wie wir in Abb.4.14 links sehen können. Nebenbei können wir bemerken, dass dieser Effekt in einer viel größeren Größenordnung liegt, als die vermutliche Bremsstrahlung im Jahre 2002 in dem Detektormaterial, worüber wir in den letzten Abschnitten gesprochen haben. Rechts sind die mittleren Energien, die die Elektronen über die gesamten Pads oder nur die drei wichtigsten Pads in der Strahlachse deponiert haben, als Funktion des Impulses gezeigt. Diesmal gibt es keinen Radiator mehr aber das magnetische Feld ist noch da. Die möglichen zusätzlichen erzeugten Photonen werden noch von dem Strahl getrennt. Die größeren mittleren Werte über die gesamten Pads bestätigen die Anwesenheit einer zweiten Spur, die wir in den mittleren Verteilungen der Amplituden auf den Pads schon beobachtet haben. Der Radiator und der Silizium-Streifenzähler sind nicht für das größere Signal in der ersten Kammer verantwortlich.

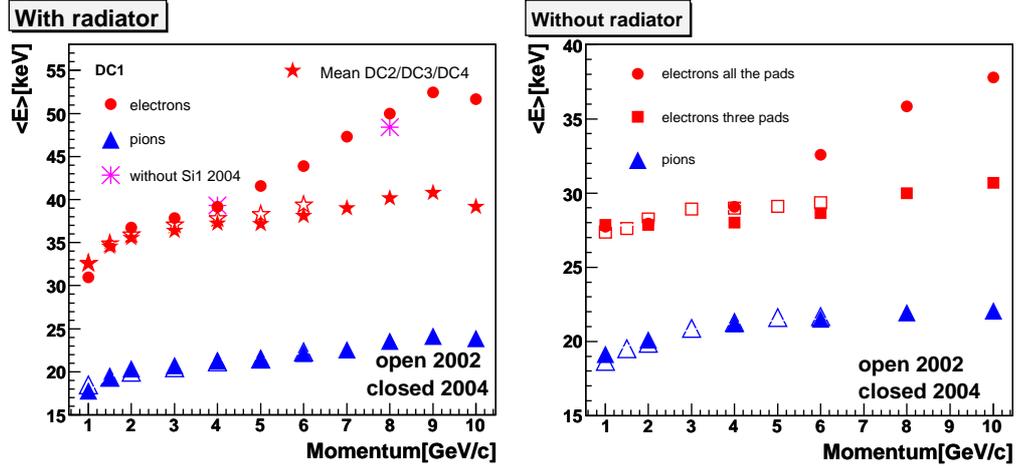


Abbildung 4.14: Links: mittlere deponierte Energie als Funktion des Impulses ohne und mit SD_1 . Rechts: mittlere deponierte Energie über die gesamten Pads oder nur die drei wichtigsten Pads als Funktion des Impulses ohne Radiator.

4.4.3 Simulation von Synchrotronstrahlung

Die Elektronen können durch Synchrotronstrahlung in dem magnetischen Feld Photonen abstrahlen, die das Strahlrohr ungestört durchqueren können, um im ersten Detektor absorbiert zu werden. Dieses Phänomen könnte den wichtigen zusätzlichen Energieverlust der Elektronen in der ersten Kammer erklären.

Im Anhang *B* wird die Synchrotronstrahlung klassisch beschrieben. In der Simulation interessiert man sich jedoch für die Photonen, die durch Synchrotronstrahlung erzeugt werden. Wir nehmen Elektronen mit dem Lorentz-Faktor γ an, deren gekrümmte Bahn eine Länge L hat. Insgesamt gibt es durchschnittlich $\langle N \rangle$ erzeugte Photonen pro Elektron[19]:

$$\langle N \rangle \approx 10^{-2} \frac{L \gamma}{\rho} . \quad (4.6)$$

Ihre Energieverteilung wird durch die mittlere Anzahl $\frac{d\langle N \rangle}{d\omega}$ der Photonen, die pro Elektron mit einer Energie ω produziert werden, beschrieben[15].

$$\frac{d\langle N \rangle}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha \frac{L \gamma}{\rho} \frac{1}{\omega_C} \int_{\omega/\omega_C}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta . \quad (4.7)$$

$\alpha = \frac{1}{137}$ ist die Feinstrukturkonstante, ρ der Krümmungsradius der Bahn und $K_{5/3}$ die MacDonald Funktion (modifizierte Bessel Funktion der zweiten Sorte). $\omega_C = 1.5 \frac{\beta}{\rho} \gamma^3$ ist die sogenannte charakteristische Energie der Synchrotronstrahlung.

Um Synchrotronstrahlung zu simulieren, kann man folgendermaßen vorgehen:

- man erzeugt eine Anzahl von Photonen anhand einer Poisson-Verteilung, deren Mittelwert durch Gl.4.6 bestimmt wird.

- man gibt ihnen Energie, die der durch Gl.4.7 beschriebenen Verteilung folgen.
- man berechnet die Absorption dieser Photonen in der Materie des Aufbaus. Sie fliegen durch das Eintrittsfenster des He-Rohres, das He-Rohr (Länge ungefähr 1 m), eine Schicht von 2 cm Luft zwischen den verschiedenen Elementen, das Eintrittsfenster des Detektors und den Detektor.

Die Photonen werden detektiert, wenn sie in der 3,7 cm dicken Gasschicht in dem Detektor absorbiert werden. Eine Energieauflösung von 32 %, die durch den ^{55}Fe gemessen wurde, wird auch berücksichtigt.

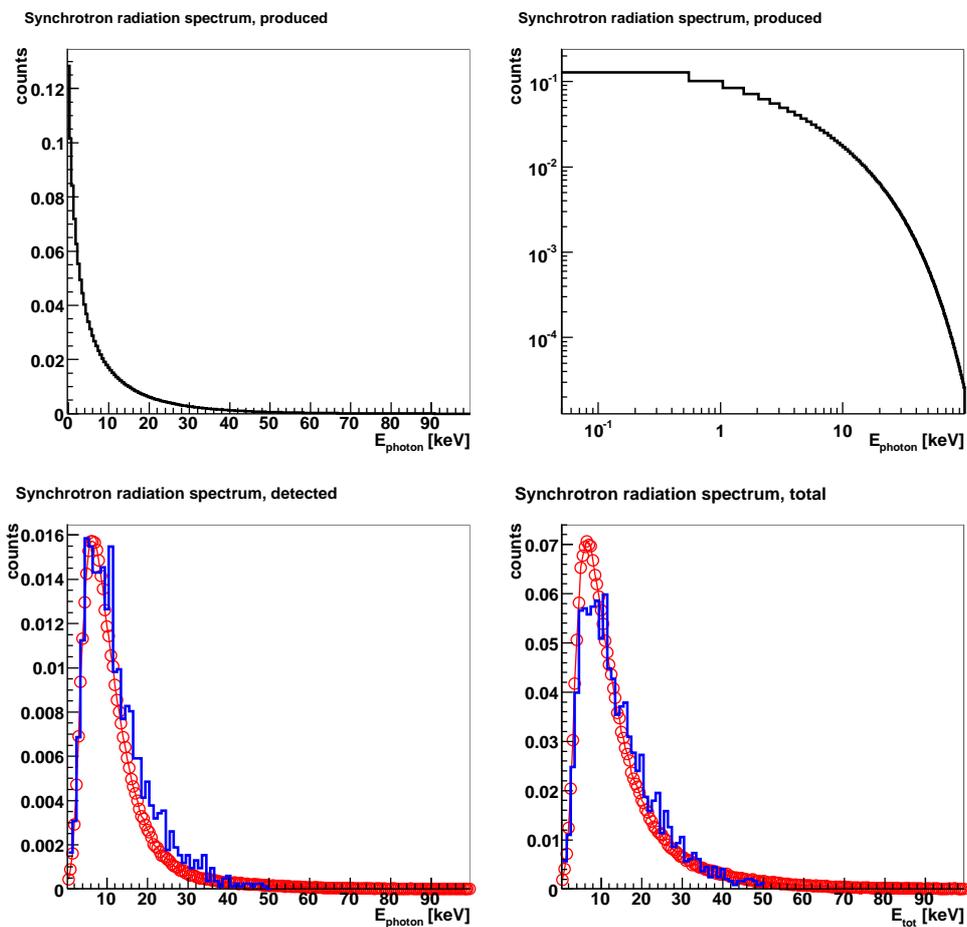


Abbildung 4.15: Simulation von Synchrotronstrahlung für 8 GeV Elektronen mit den Parametern, die in dem Text geschrieben werden. Oben: simuliertes Energiespektrum der erzeugten Photonen in linearer und logarithmischer Skala. Unten: Vergleich der simulierten und gemessenen Energiespektren, der ein Photon (links) und ein Elektron (rechts) in dem Detektor lässt.[20].

10^6 Ereignisse wurden ungefähr simuliert. Ein Krümmungsradius von 65 m, was ein magnetisches Feld von 0,5 T für einem Impuls von 10 GeV entspricht, wurde genommen, um die Daten

zu reproduzieren. Jedoch sollte der Krümmungsradius nur 33 m sein. Abb.4.15 zeigt ein Beispiel für Elektronen mit einem Impuls von 8 GeV. Oben können wir das simulierte Energiespektrum der erzeugten Photonen sehen. Unten links wird das simulierte Energiespektrum (Kreise) der Photonen, die in dem Detektor absorbiert werden, mit den Messungen (Histogramm) verglichen. Die mittlere Energie, die ein Photon in dem Gas deponiert, ist 11,9 keV in der Simulation und 12,8 keV in der Messung. Unten rechts werden die simulierten und gemessenen Energiespektren der gesamten Energie, die pro Elektron durch Synchrotronstrahlung in dem Detektor deponiert wurde, aufgetragen. In Abb.4.16 wird die Abhängigkeit der Anzahl der entdeckten Photonen ohne Radiator für die Messungen und die Simulationen gezeigt. Für einen Impuls von 8 GeV ist die mittlere Zahl der simulierten Photonen, die pro Elektron erzeugt wurden, 1,27, aber die mittlere Zahl der simulierten Photonen, die in dem Detektor pro Elektron absorbiert wurden, ist nur 0,38. Im Vergleich dazu wurden 0,45 Photonen in der Messung entdeckt.

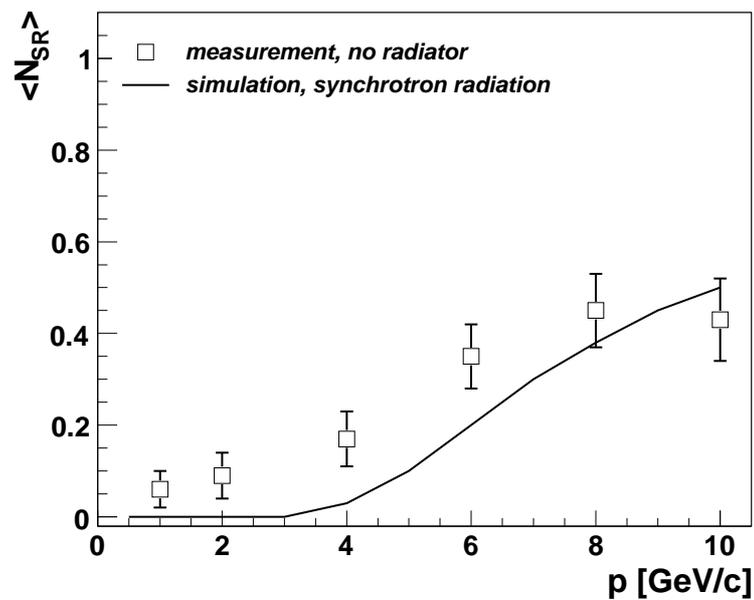


Abbildung 4.16: Vergleich der gemessenen Zahl der in der ersten Kammer entdeckten Photonen ohne Radiator als Funktion des Impulses mit einer Simulation der Synchrotronstrahlung[20].

Die Simulationen und die Messungen stimmen gut überein. Deshalb ist Synchrotronstrahlung der wahrscheinlichste Grund für die Steigung der gemessenen deponierten Energie mit dem Impuls in der ersten Kammer.

Kapitel 5

Studie der Strahlung in sechs TRD Schichten

In diesem Kapitel wird die Strahlung (Übergangsstrahlung und Bremsstrahlung), die von Elektronen durch das Material und die elektronischen Anschlüsse von sechs TRD Modulen erzeugt werden, untersucht. Die im Transition Radiation Detector erzeugte zusätzliche Strahlung, die uns keine Informationen über die primäre Kollision geben, soll die folgenden Detektoren nur minimal stören. Es ist wichtig diese Strahlung klein zu halten. Zuerst stellen wir den Versuchsaufbau vor, und analysieren die Signale, die in den kleinen Prototypen gemessen wurden. Dann probieren wir sie durch Simulationen zu verstehen.

5.1 Datenanalyse

5.1.1 Versuchsaufbau

Ab der dritten Woche der Strahlzeit wurden sechs endgültige große Kammern mit ihren Radiatoren, die in Heidelberg gebaut wurden, an Stelle des Magnets vor den vier Prototypen aufgestellt. Das Hauptziel war, die Fähigkeiten fertiger Kammern zu überprüfen. Die vier Prototypen wurden in dem Versuchsaufbau hinter den sechs großen Detektoren aufgestellt. In Abb.5.1 können wir ein Photo des Versuchsaufbaus sehen. Der Strahl kommt von rechts und trifft die sechs TRD Module, die nicht genau senkrecht mit der Strahlachse sind, sondern können bewegt werden, um einen besonderen Winkel zu haben. Dahinter befinden sich die vier Prototypen mit ihren Sandwichradiatoren, die mit Hilfe von Klebestreifen festgemacht wurden.

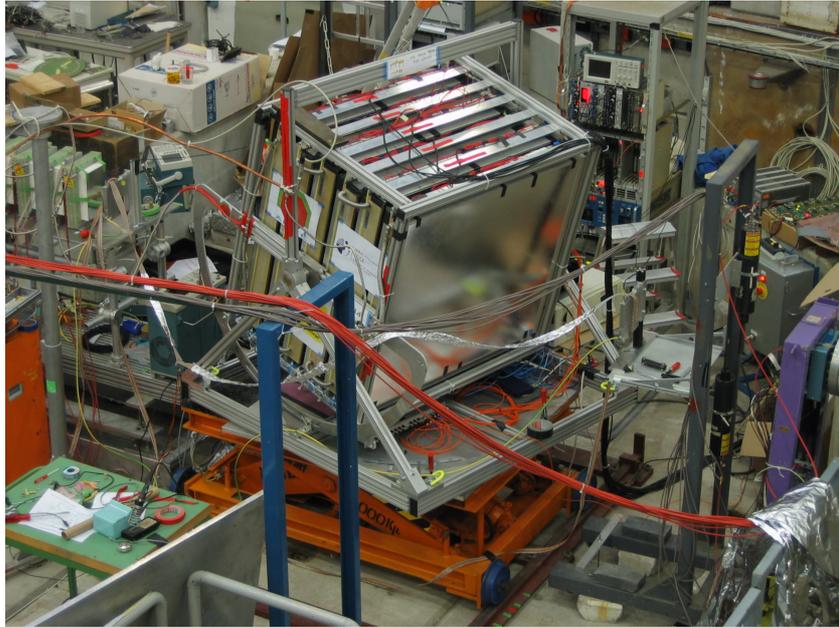


Abbildung 5.1: Photo des Versuchsaufbaus.

Eine Erhöhung des Signals wird im Vergleich mit dem Fall ohne die sechs großen Kammern durch Strahlung in der Materie und den elektronischen Anschlüssen der Detektoren für Elektronen beobachtet. Als Referenz dienen die Messungen mit Sandwichradiatoren vor jeden Prototypen, die schon im vierten Kapitel gezeigt wurden. Aufgrund der Synchrotronstrahlung in der ersten Kammer können wir die Daten des ersten Prototypen DC1 nicht verwenden. In Abb.5.2 werden die gemittelten Signale als Funktion der Zeit für die vier Kammern im neuen Versuchsaufbau mit dem mittleren Resultat der drei letzten Kammern nur mit dem Sandwichradiator für zwei verschiedene Impulse, 2 GeV und 6 GeV, verglichen. Das Signal ist geringfügig

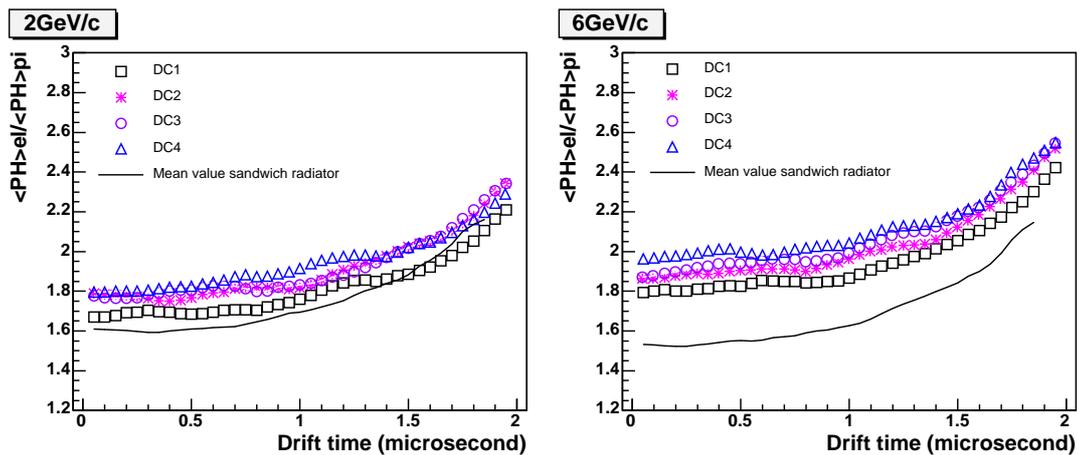


Abbildung 5.2: Vergleich der gemittelten Spektren als Funktion der Zeit mit und ohne der sechs großen Kammern.

höher mit den großen Detektoren für einem Impuls von 2 GeV. Der Unterschied ist allerdings größer, wenn der Impuls größer (6 GeV) ist. Immer mehr Strahlung wird in den Prototypen absorbiert. Außerdem finden wir eine Erhöhung des Signals als Funktion der Tiefe der Schichten

der Detektoren.

5.1.2 Impulsabhängigkeit der deponierten Energie

Wir haben beschlossen, den mittleren Energieunterschied, $\Delta E_{mit/ohne} = \langle E_e \rangle - \langle E_\pi \rangle$, der in jedem Prototypen mit und ohne den Beitrag der sechs großen Kammern deponiert wurde, zu substrahieren ($\Delta E_{stack} = \Delta E_{mit} - \Delta E_{ohne}$). Damit bekommen wir eine Abschätzung der mittleren Energie, die aufgrund der Strahlung in den sechs Detektoren zusätzlich in den kleinen Kammern absorbiert wird.

In Abb.5.3 können wir die Abhängigkeit der mittleren deponierten Energie vom Impuls mit und ohne der sechs Detektoren (respektiv «with the big stack» und «with the radiator») für jede Kammer sehen. Die Energie wurde durch den Mittelwert $\sum_{p=1}^{10 GeV} \langle E_\pi(p) \rangle$ kalibriert. Die Pionen verlieren nämlich keine Energie durch Strahlung in der Materie wegen ihrer größeren Masse, und die Energie, die sie durch Ionisation in den ganzen Volumen vorher verlieren, ist vernachlässigbar im Vergleich mit ihrer eigenen Energie. Deswegen erwarten wir keinen Unterschied für die Pionen mit und ohne der sechs großen Kammern.

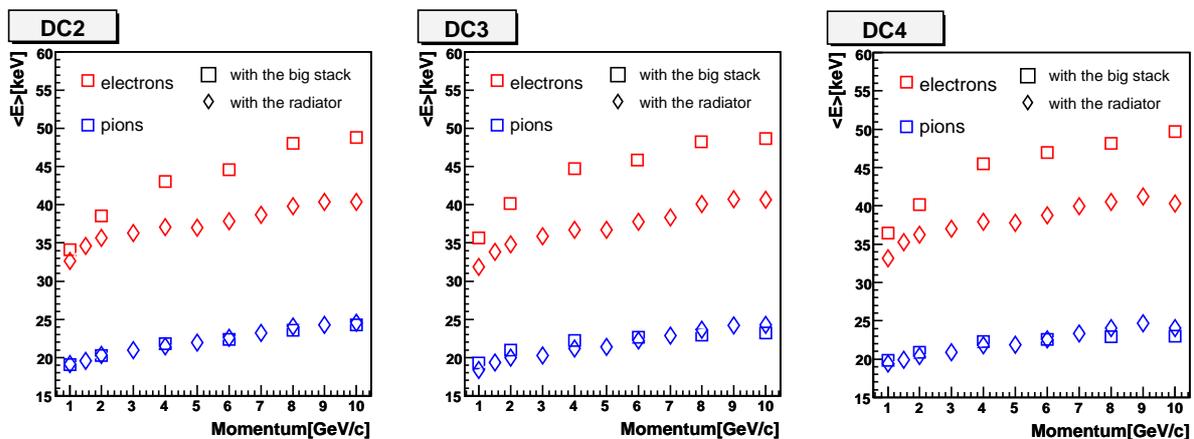


Abbildung 5.3: Mittlere deponierte Energie als Funktion des Impulses mit und ohne der sechs großen Detektoren.

Abb.5.4 fasst unsere Resultate zusammen. Wir stellen fest, dass der Unterschied zwischen den Kammern klein ist, aber dass die Abhängigkeit vom Impuls deutlich gegeben ist. Es gibt einen Anstieg der Strahlung mit dem Impuls.

Hier müssen wir bemerken, dass im Gegensatz zu den Pionen können Elektronen einen nicht mehr vernachlässigbaren Teil ihrer gesamten Energie durch Bremsstrahlung verlieren können. Deshalb sollte die Substrahierung der mittleren deponierten Energie mit Vorsicht durchgeführt werden. Um herauszufinden, welcher Effekt eine Änderung Δp des Impulses eines

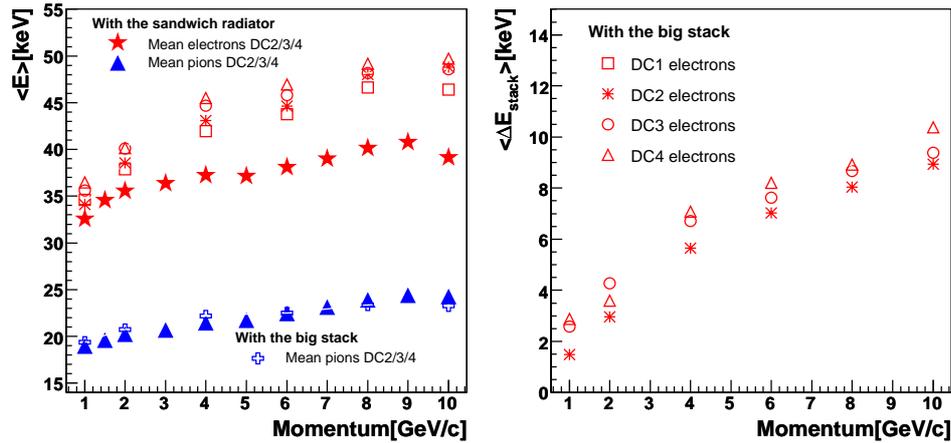


Abbildung 5.4: Zusätzlich deponierte Energie in den Prototypen aufgrund der Strahlung in den sechs großen Detektoren. Links: Mittelwerte der Energiespektren. Rechts: Abschätzung der mittleren deponierten Energie, die in den TRD Modulen abgestrahlt wurde (ΔE_{stack}^{data}).

Elektrons durch Energieverlust hat, sollten wir $\langle E_e^{mit}(p) \rangle - \langle E_e^{ohne}(p - \Delta p) \rangle$ berechnen. Das bedeutet, dass ΔE_{stack} , wie wir sie berechnen, nicht genau der Teil der Bremsstrahlungsenergie ist, der in dem Detektor absorbiert wird. Jedoch folgen wir der selben Rechenmethode in den Simulationen. Der Unterschied ist nur die Abwesenheit von Übergangsstrahlungen in einem Radiator. Nach Simulationen von regelmäßigen Radiatoren sollte die Übergangsstrahlungsenergie, die ein Elektron im Detektor deponiert, für Impulse größer als 3 GeV konstant bleiben. Deshalb sollte sie keine Rolle in diesem Bereich spielen. Jedoch haben wir im vierten Kapitel gesehen, dass es einen Anstieg in der mittleren deponierten Energie in den Messungen gab.

5.2 Simulation von Bremsstrahlung und TR

Wir haben versucht, die Abhängigkeit von ΔE_{stack} vom Impuls durch Simulationen zu reproduzieren. Zunächst haben wir nur die Bremsstrahlung in den sechs großen Kammern berücksichtigt. Dann haben wir auch die Photonen, die in den Radiatoren jeder großen Kammern durch Übergangsstrahlung erzeugt wurden, berücksichtigt.

5.2.1 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung wird mit der Strahlungslänge X_0 der Materie charakterisiert (Anhang C). Die kritische Energie E_c entspricht der Energie, bei der gleichviel Energie durch Ionisation und durch Bremsstrahlung verloren sind:

$$\frac{dE^{rad}}{dx}(E_c) = \frac{dE^{ion}}{dx}(E_c) \quad (5.1)$$

Eine Abschätzung für Elektronen kann durch die folgende Formel für Flüssigkeit und Festkörper

berechnet werden:

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (5.2)$$

Simulation mit Kohlenstoff

Z	A	X ₀ (g/cm ²)	X ₀ (cm)	E _c (MeV)
6	12.01	43	18.8	90

Tabelle 5.1: Eigenschaften des Kohlenstoffs.

Die Eigenschaften von Kohlenstoff (*C*) werden in Tab.5.1 zusammengefasst. Wir sind in dem Energiebereich, wo die Elektronen hauptsächlich durch Bremsstrahlung in *C* Energie verlieren. Deshalb verwenden wir dieses Material, um Bremsstrahlung zu simulieren.

Die einfachste Möglichkeit ist, ein Volumen aus Kohlenstoff mit der Dicke *d* in der Simulation vor einen Detektor zu positionieren, und die durch im Kohlenstoffvolumen entstandene Bremsstrahlung, die in dem Detektor Energie deponiert, zu simulieren. Um zu überprüfen, ob die verschiedenen Gasschichten (Xe-CO₂) eine besondere Rolle spielen, haben wir auch sechs große Kammern simuliert. Unsere Simulationen wurden mit dem Programm GEANT 3 durchgeführt.

$\frac{x}{X_0}$ (%)	5	10	15	20	25	30
E ^{rad} (GeV) <i>p</i> =10 GeV	0.49	0.95	1.39	1.81	2.21	2.59
E ^{rad} (GeV) <i>p</i> =5 GeV	0.24	0.48	0.70	0.91	1.11	1.30
E ^{rad} (GeV) <i>p</i> =2 GeV	0.10	0.19	0.28	0.36	0.44	0.52

Tabelle 5.2: Energieverlust durch Bremsstrahlung für einem Impuls von 10, 5 und 2 GeV.

Wir haben verschiedene Dicken des Volumens verwendet. Es ist interessant, abzuschätzen, welchem Energieverlust jede Dicke entspricht. Wir haben sie für Impulse von 10, 5 und 2 GeV in Tab.5.2 berechnet.

$$E^{rad}(x) = E_0(1 - \exp(-\frac{x}{X_0})) \quad (5.3)$$

Die abgeschätzte Dicke von sechs TRD Modulen wird zwischen 15 und 20 % *X*₀ liegen.

In Abb.5.5 werden die Spektren der deponierten Elektronenenergie als Funktion der Dicke des Volumens für einem Impuls von 6 GeV (links) und als Funktion des Impulses für eine Dicke von 20 % (rechts) aufgetragen. Der erste Peak kommt von dem Energieverlust durch Ionisation, wie wir mit dem Spektrum ohne das Kohlenstoffvolumen überprüfen können. Es ändert sich

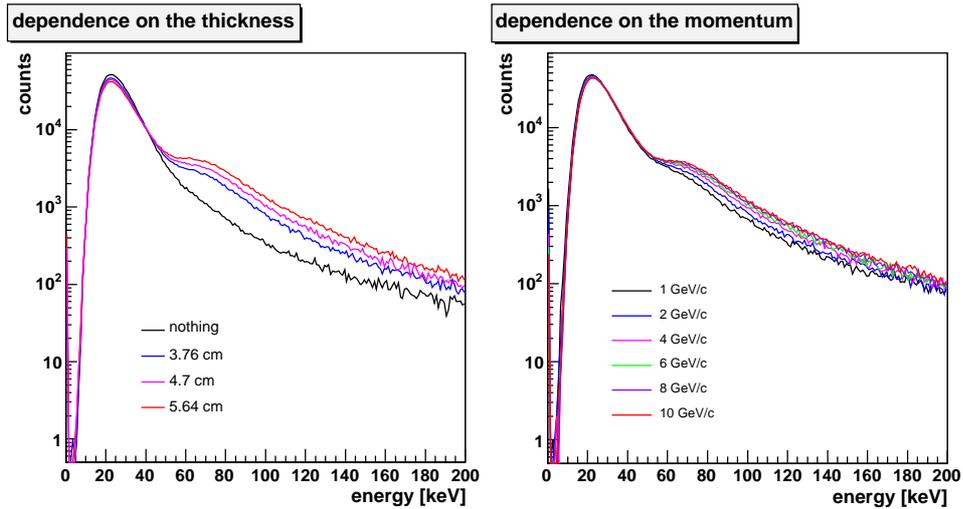


Abbildung 5.5: Spektren der deponierten Energie als Funktion der Dicke des Volumens für einen Impuls von 6 GeV (links) und als Funktion des Impulses für eine Dicke von 20 % (rechts).

nur durch die Normalisation des Spektrums mit der konstanten Zahl der simulierten Ereignisse (10^6). Die zweite Struktur entspricht der Bremsstrahlung und wird mit der Dicke des Volumens oder der Größe des Impulses immer größer.

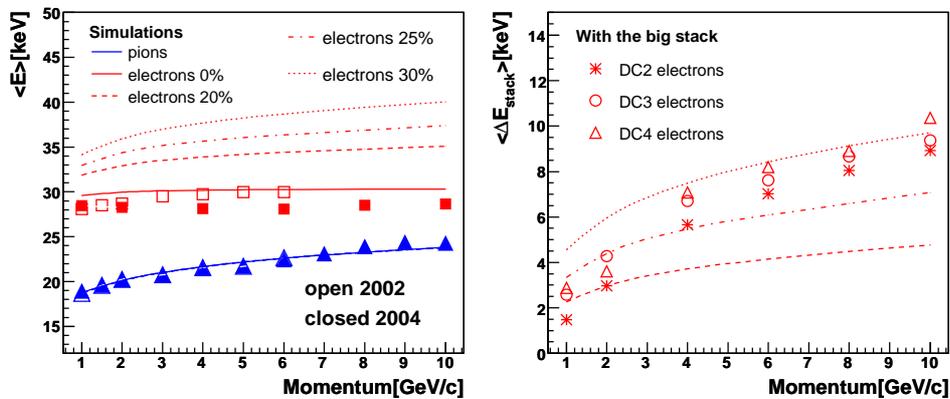


Abbildung 5.6: Mittlere simulierte und gemessene deponierte Energie als Funktion des Impulses (links) und Vergleich der mittleren zusätzlich durch Bremsstrahlung deponierten Energie (Simulation) mit den Daten.

Jetzt vergleichen wir die mittlere Energie, die durch Strahlung zusätzlich deponiert wird ($\Delta E_{Brem} = \langle E_{mit\ Volumen} \rangle - \langle E_{ohne\ Volumen} \rangle$), mit unseren Daten. In Abb.5.6 können wir dazu links die simulierten und gemessenen mittleren deponierten Energien als Funktion des Impulses sehen. Die Abhängigkeit von ΔE_{stack} wird nicht gut reproduziert und leider nähert sich die Simulationen der gemessenen Abhängigkeit bei großen Impulsen nur für große Dicken (30 %) an. Eine solche Dicke ist allerdings unzweifelhaft zu groß.

Hinzufügung der Gasschichten (Xe-CO₂)

Wir haben uns gefragt, ob die Gasschichten eine Rolle spielen könnten. Deshalb haben wir zehn identische Kammern simuliert. Die sechs ersten Kammern entsprechen den sechs TRD-Modulen, während die vier letzten Kammern die vier kleinen Prototypen darstellen. Jede Kammer besteht aus zwei Schichten von Kohlenstoff und dazwischen eine Schicht von Xe-CO₂. Die Dicke des Gasvolumens ist 3.7 cm. Sie entspricht einer Länge von 0,22% X_0 , wie wir aus Tab.5.3 rechnen können. Die Strahlungslänge einer Materialmischung wird durch die folgende Formel mit den Gewichtsanteilen w_i berechnet.

$$\frac{1}{X_{Misch}} = \sum_i \frac{w_i}{X_i} \quad (5.4)$$

Gas	Xe	CO ₂	Xe(85 %)-CO ₂ (15 %)
X_0 (cm)	1447,6	18310	1679,6

Tabelle 5.3: Eigenschaften der Gase.

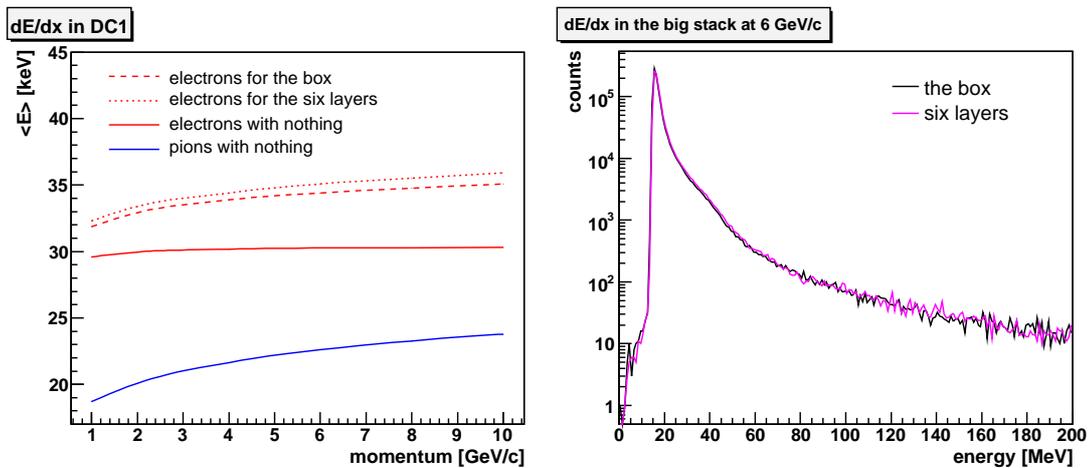


Abbildung 5.7: Links: Vergleich der mittleren deponierten Energie in einem Prototypen für ein Kohlenstoffvolumen («the box») und sechs Schichten von einem Sandwich aus Kohlenstoff und Gas («six layers») als Funktion des Impulses. Rechts: Vergleich der Spektren der deponierten Energie in diesen Volumina.

Wenn wir eine gesamte Dicke von x (in % von X_0) mit den sechs ersten Kammern simulieren wollen, muß eine einzige Kammer $\frac{x}{6}$ % dick sein. Das heißt, die gesamte Dicke von Kohlenstoff einer Kammer ist $(\frac{x}{6}-0,22)$ %. Der Beitrag der ersten Schicht, die den Radiator und das Eintrittsfenster darstellt, beträgt 60 %, während die zweite Schicht (die Kathodenebene) 40 % entspricht.

Wir haben unsere Simulationen («six layers») mit dem Fall des einfachen Volumens («the box») verglichen. In Abb.5.7 links wird die mittlere Energie, die in der siebten Kammer deponiert wird, für x gleich 20 % mit dem Fall eines Kohlenstoffvolumens von 20 % als Funktion des Impulses aufgetragen. Der Unterschied kommt von der Anwesenheit einer zusätzlichen Schicht von Kohlenstoff, die den Radiator der siebten Kammer repräsentiert. Abb.5.7 (rechts) demonstriert, dass die Spektren der deponierten Energie für beide Fälle sehr ähnlich sind. Die Gasschichten spielen keine wichtige Rolle.

5.2.2 Übergangsstrahlung

In diesem Abschnitt wollen wir nun auch die TR-Photonen, die in den sechs Kammern erzeugt werden, und aus der letzten großen Kammer austreten, berücksichtigen. Sie werden teilweise in den kleinen Prototypen absorbiert. Wir haben sie getrennt von der Bremsstrahlung simuliert. Die Übergangsstrahlung wird nämlich nicht gut von GEANT 4 reproduziert und ist nicht in GEANT 3.21 integriert.

Theorie

Das Energiespektrum, das ein geladenes Teilchen mit dem Lorentz-Faktor γ über den gesamten Raumwinkel durch Übergangsstrahlung abstrahlt, wird durch $dW/d\omega$ beschrieben[9]. Das durchquerte Material ist ein regelmäßiger Radiator mit N_f Folien der Dicke l_1 und Plasma-Frequenz ω_1 , die durch Schichten (von Gas) der Dicke l_2 und Plasma-Frequenz ω_2 getrennt sind[29].

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{4\alpha}{\sigma(\kappa + 1)} (1 - \exp(-N_f \sigma)) \times \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n \left(\frac{1}{\rho_1 + \theta_n} - \frac{1}{\rho_2 + \theta_n} \right)^2 [1 - \cos(\rho_1 + \theta_n)] \quad (5.5)$$

$$\rho_i = \frac{\omega l_i}{2} \left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right) \quad \kappa = \frac{l_2}{l_1} \quad \theta_n = \frac{2\pi n - (\rho_1 + \kappa \rho_2)}{1 + \kappa} \geq 0 \quad (5.6)$$

$$\sigma = \mu_1^* l_1 + \mu_2^* l_2 \quad (5.7)$$

μ_1^* und μ_2^* sind die Absorptionskoeffizienten in μm^{-1} eines Radiators, das aus einer Folie und einer Schicht von Gas besteht. Mit unseren Einheiten ($\hbar=1$ und $c=1$) haben ρ_i , κ , θ_n , σ und $\frac{dW}{d\omega}$ keine Dimension. In unseren Simulationen haben wir die Summe bis $n = 30$ gerechnet. Die folgenden Termen sind nur eine kleine Korrektur. Die Werte von l_1 , l_2 und N_f wurden durch Vergleich von TR-Simulationen mit den Data bestimmt. l_1 , l_2 und N_f sind respektiv gleich $12 \mu m$, $400 \mu m$ und 235 . Das Integral des Energiedichtespektrums gibt die mittlere Anzahl der Photonen pro Elektron, die in dem Radiator erzeugt werden, und sein Mittelwert gibt die mittlere Energie dieser Photonen.

Für die Absorption der TR-Photonen benutzen wir den Massenabsorptionskoeffizienten $\mu(\text{cm}^2/\text{g})$, die Dichte $\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$, und die Dicke $X(\text{cm})$ des Materials, die sie durchfliegen

(Anhang A).

$$\frac{dW^{after}}{d\omega}(\omega) = \frac{dW^{previous}}{d\omega}(\omega) \times \exp(-\rho X(\mu(\omega))) \quad (5.8)$$

Das absorbierte Spektrum ist einfach:

$$\frac{dW^{absorbed}}{d\omega} = \frac{dW^{previous}}{d\omega} - \frac{dW^{after}}{d\omega} \quad (5.9)$$

Der mittlere Wert $\langle E_{ab} \rangle$ dieses Spektrums gibt die mittlere Energie der Photonen, die in diesem Material absorbiert werden, während sein Integral die mittlere Anzahl dieser Photonen $\langle n_{ab} \rangle$ angibt. Die mittlere absorbierte Energie pro Elektron ist dann $\langle n_{ab} \rangle \times \langle E_{ab} \rangle$.

Ergebnisse der Simulation

Wir simulieren insgesamt zehn Schichten von Kammern. In den sechs ersten erzeugen wir TR-Photonen in den Radiatoren. In den nächsten Schichten berücksichtigen wir immer die TR-Photonen, die nicht in dem Gasvolumen und der Kathodenebene der letzten Schichten absorbiert werden. In den letzten vier Kammern wird lediglich Absorption (keine weitere Produktion) von TR Photonen simuliert.

Abb.5.8 zeigt die absorbierten Spektren in dem Gasvolumen der ersten und letzten großen Kammer für Elektronen mit Impuls 2 GeV. Sichtbar ist die Schalenstruktur des Xenons und die Bindungsenergie der *K*-Schale bei 34,58 keV (Anhang A). Die mittlere Anzahl der absorbierten Photonen $\langle n_{ab} \rangle$ nimmt leicht zu.

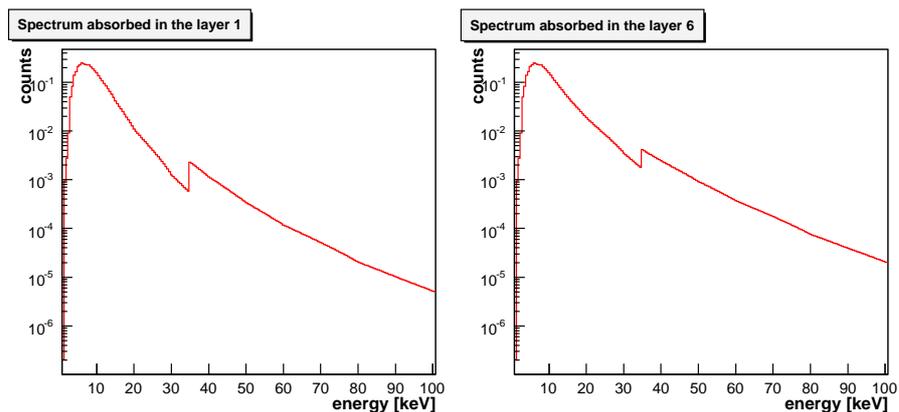


Abbildung 5.8: Simulierte absorbierte Spektren der TR-Photonen in dem Gasvolumen der ersten und sechsten großen Kammer für einen Elektronenimpuls von 2 GeV.

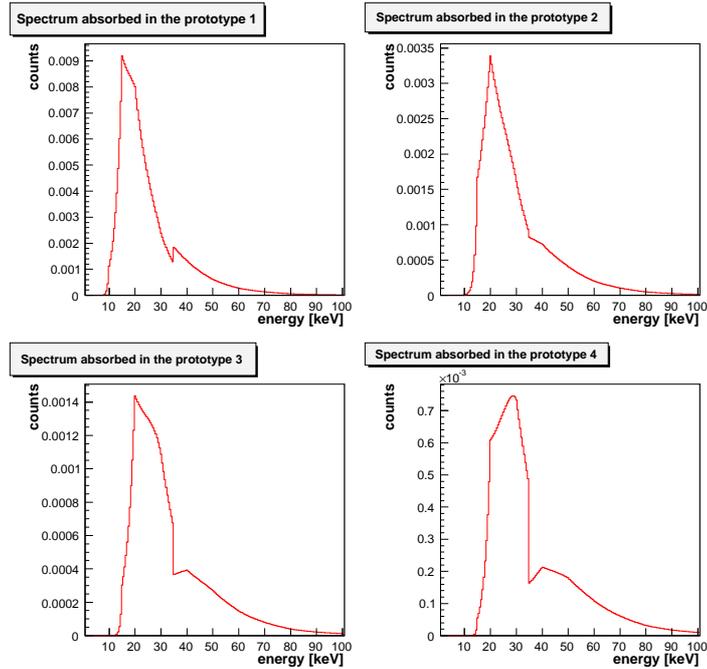


Abbildung 5.9: Absorbierte Spektren der TR-Photonen in den vier simulierten Prototypen für einen Elektronenimpuls von 2 GeV.

In Abb.5.9 sind die absorbierten Spektren in den vier Prototypen für 2 GeV aufgezeigt. Die mittlere Anzahl der absorbierten TR-Photonen wird immer kleiner, aber ihre mittlere Energie nimmt zu. Insgesamt wird die mittlere absorbierte Energie trotzdem immer kleiner. Der Beitrag der Absorption der TR-Photonen, die aus den sechs großen Kammern kommen, nimmt mit der Zahl der Prototypenschichten ab.

Vergleich mit den Daten

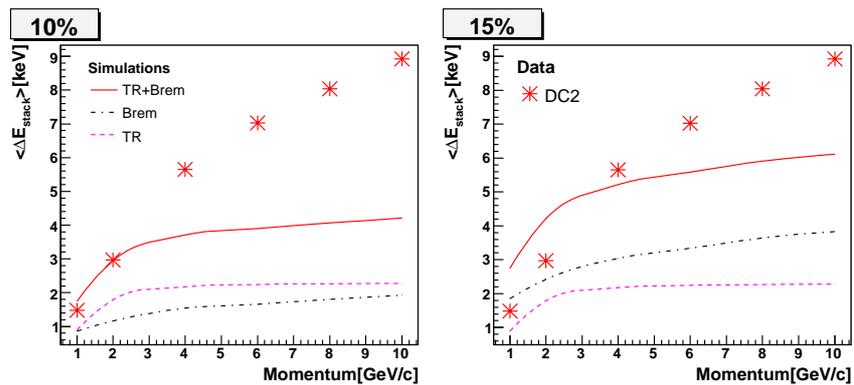


Abbildung 5.10: Vergleich der simulierten Energie, die durch Übergangsstrahlung und Bremsstrahlung zusätzlich in dem zweiten Prototypen deponiert wird für zwei verschiedene Beiträge von Bremsstrahlung, mit den Daten.

Zum Schluß addieren wir den Beitrag der TR-Photonen $\langle E_{TR} \rangle$ und der Bremsstrahlung $\langle E_{Brem} \rangle$. Abb.5.10 zeigt jeden Beitrag und die gesamte zusätzlich deponierte Energie in

dem zweiten Prototypen für Bremsstrahlung bei 10% und 15%. Wie erwartet ist $\langle E_{TR} \rangle$ flach oberhalb 3 GeV. Sie wird an der Steigung der gesamten Energie mit dem Impuls nicht teilnehmen. Kleinere Beiträge von Bremsstrahlung, das heißt kleinere x , müssen im Vergleich mit dem einfachen Volumen gewählt werden, um die Größenordnung der Daten anzupassen. Das bedeutet auch, dass die Steigung kleiner wird. Deshalb entfernen sich unsere Simulationen von den Daten.

Auf Grund der Anwesenheit des Radiators sind die Daten nicht leicht zu analysieren. Das könnte eine Quelle von Fehlern sein. Eine zusätzliche Wechselwirkung oder Komponente in dem Strahl müssen noch untersucht werden.

Kapitel 6

e/ π -Identifikation

In diesem Kapitel analysieren wir nur Runs mit einem Sandwichradiator vor jedem Prototypen ohne TRD Module.

6.1 Verschiedene Likelihood-Methoden

Die Ladung, die ein geladenes Teilchen beim Durchqueren des Detektors erzeugt, wird für die e/ π -Separation benutzt. Die gesamte deponierte Energie und ihre Verteilung im Detektor werden verwendet, um Elektronen zu identifizieren. Wenn wir nur die gesamte deponierte Energie anwenden, um Elektronen zu erkennen, nennen wir die Methode «LQ-Likelihood». Mit der zusätzlichen Information über ihre Verteilung im Detektor bekommen wir allerdings bessere Ergebnisse. Diese Methode heißt «LQX-Likelihood».

6.1.1 LQ-Likelihood

Aus dem normierten Energiespektrum für eine Teilchensorte ergibt sich die Wahrscheinlichkeit $P(E|e$ oder $\pi)$, dass es eine bestimmte Energie E in dem Detektor deponiert. Wir betrachten sechs Kammern. Für ein Teilchen bekommen wir sechs deponierte Energien E_j und sechs Wahrscheinlichkeiten $P^j(E_j|e$ oder $\pi)$, dass es in dem Detektor j die Energie E_j lässt. Wenn die sechs Kammern identisch sind, wie in dem Fall der Simulationsmethode, können wir einfach $P(E_j|e$ oder $\pi)$ schreiben. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die Reihe (E_j) in den Detektoren lässt, wird durch die folgende Formel gegeben.

$$P_e^{LQ}(E) = \prod_{j=1}^{j=6} P^j(E_j|e) = \prod_{j=1}^{j=6} P(E_j|e) \quad (6.1)$$

$$E = (E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E_6) \quad (6.2)$$

Analog wird die Gesamtwahrscheinlichkeit für ein Pion, die Energien E_j zu deponieren, formuliert.

$$P_{\pi}^{LQ}(E) = \prod P^j(E_j|\pi) = \prod P(E_j|\pi) \quad (6.3)$$

Wir definieren die Likelihood eines Teilchens durch die relative Wahrscheinlichkeit $L_{e \text{ oder } \pi}$, es wie ein Elektron zu identifizieren.

$$L_{e \text{ oder } \pi} = \frac{P_e(E^{e \text{ oder } \pi})}{P_{\pi}(E^{e \text{ oder } \pi}) + P_e(E^{e \text{ oder } \pi})} \quad (6.4)$$

Die Likelihood ist eine Zahl zwischen 0 und 1. Um die sogenannte «Pionenunterdrückung» zu berechnen, simulieren oder analysieren wir die Ereignisse in sechs Kammern und füllen die Werte L_e und L_{π} in zwei verschiedene Histogramme. Diese Histogramme sind die Likelihood-Verteilungen $f^{e \text{ oder } \pi}$. Im Allgemeinen wird die Elektroneneffizienz ϵ_e auf 90 % festgelegt. Das bedeutet, dass 90 % der Elektronen in einer Analyse korrekt identifiziert werden. Der kleinste Wert der Likelihood a , die akzeptiert wird, um das Teilchen als Elektronen zu identifizieren, wird durch die folgende Gleichung festgelegt:

$$0.9 = \frac{\int_{a(\epsilon_e=90\%)}^1 f^e(L_e)}{\int_0^1 f^e(L_e)} \quad (6.5)$$

In Abb.6.1 können wir die simulierte Likelihood der zweiten Kammer für einen Impuls von 6 GeV sehen. Wenn wir 90 % der Elektronen korrekt identifizieren, berücksichtigen wir die Ereignisse, deren Likelihood größer als $\approx 0,78$ ist. Dadurch wird allerdings ein Teil der Pionen falsch identifiziert. Die Pioneneffizienz ϵ_{π} charakterisiert die relative Anzahl der missidentifizierten Pionen bei der jeweiligen Elektroneneffizienz.

$$\epsilon_{\pi} = \frac{\int_{a(\epsilon_e=90\%)}^1 f^{\pi}(L_e)}{\int_0^1 f^{\pi}(L_e)} \quad (6.6)$$

Die Pionenunterdrückung ist der Kehrwert der Pioneneffizienz. Eine Pionenunterdrückung von 100 wird mit sechs Schichten von TRD-Kammern des TRD für Transversalimpulse größer als 3 GeV gefordert.

Wir haben bis jetzt nur die größere insgesamt deponierte Energie der Elektronen durch Übergangsstrahlung und Ionisation angewendet, um sie von Pionen zu unterscheiden.

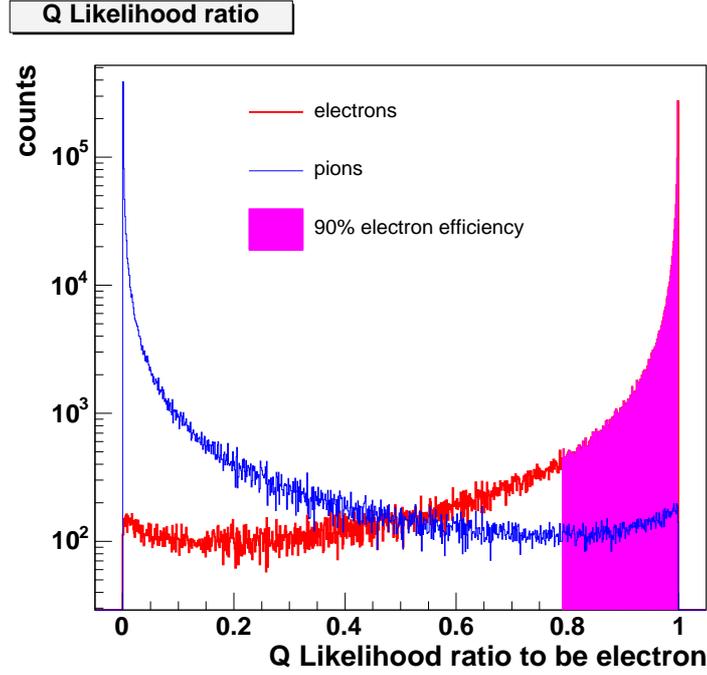


Abbildung 6.1: LQ-Likelihood für 6 GeV.

6.1.2 LQX-Likelihood

In der LQX-Likelihood benutzen wir zusätzlich die Tatsache, dass die TR-Photonen mit der größten Wahrscheinlichkeit am Anfang der Kammern absorbiert werden. Die Ladungs-Cluster, die durch die TR-Absorption erzeugt werden, sind groß. Deshalb ist die Verteilung der Position X des größten Cluster interessant, um die LQ-Likelihood zu verbessern. Diese Verteilung wird genau wie die Verteilung der deponierten Energie verwendet. Jetzt haben wir nur für ein Ereignis eine Reihe von 12 Messwerten, die den deponierten Energien E_j und den Positionen des größten Clusters X_j in dem Detektor j entsprechen.

$$P_e^{LQX}(E) = \prod_{j=0}^{j=6} P^j(E_j|e) \cdot \prod_{j=0}^{j=6} P^j(X_j|e) \quad (6.7)$$

$$P_\pi^{LQX}(E) = \prod_{j=0}^{j=6} P^j(E_j|\pi) \cdot \prod_{j=0}^{j=6} P^j(X_j|\pi) \quad (6.8)$$

Die Definitionen der Likelihood und der Effizienz werden nicht geändert. Die LC-Likelihood enthält nur die Position des größten Clusters.

$$P_e^{LC}(E) = \prod_{j=0}^{j=6} P^j(X_j|e) \quad P_\pi^{LC}(E) = \prod_{j=0}^{j=6} P^j(X_j|\pi) \quad (6.9)$$

In Abb.6.2 haben wir die Verteilung der simulierten LC-, LQ- und LQX-Likelihood von der zweiten Kammer für einen Impuls von 6 GeV aufgetragen.

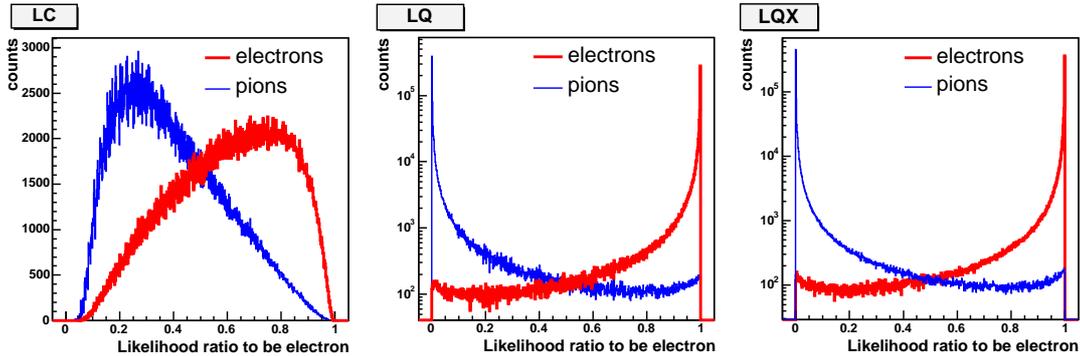


Abbildung 6.2: LC-,LQ-,LQX-Likelihood für 6 GeV.

Je mehr Informationen wir benützen, desto deutlicher trennen sich die zwei Likelihoodverteilungen L_e und L_π voneinander. Als Konsequenz wird die Pioneneffizienz immer kleiner.

6.2 Auswertung der Daten

Während der Strahlzeit von 2004 wurden nur 4 Detektoren verwendet. Um die Pionenunterdrückung für sechs Kammern abzuschätzen, gibt es verschiedene Möglichkeiten: die Simulationsmethode oder die Extrapolationsmethode. Wir haben hier nur die Simulationsmethode verwendet.

6.2.1 Simulationsmethode und Extrapolationsmethode

Simulationsmethode

Wir stellen fest, dass wir nur vier Kammern in unserem Versuchsaufbau haben. Wir können nur 4 oder 8 Messwerte für jedes Ereignis speichern, wenn wir die Runs direkt analysieren. Deswegen haben wir zuerst die Simulationsmethode verwendet. Um ein Teilchen zu simulieren, erzeugen wir 6 deponierte Energien und 6 Positionen des größten Clusters, die der entsprechenden Energieverteilung und Clusterverteilung für Pionen und Elektronen in einer Kammer folgen. Damit durchquert das simulierte Teilchen 6 Detektoren, die identisch mit der gewählten Kammer sind. Wir können mit dieser Methode die individuellen Leistungen der 4 Kammern vergleichen. Wir haben in unserer Arbeit jedes Mal 10^6 Elektronen und 10^6 Pionen simuliert.

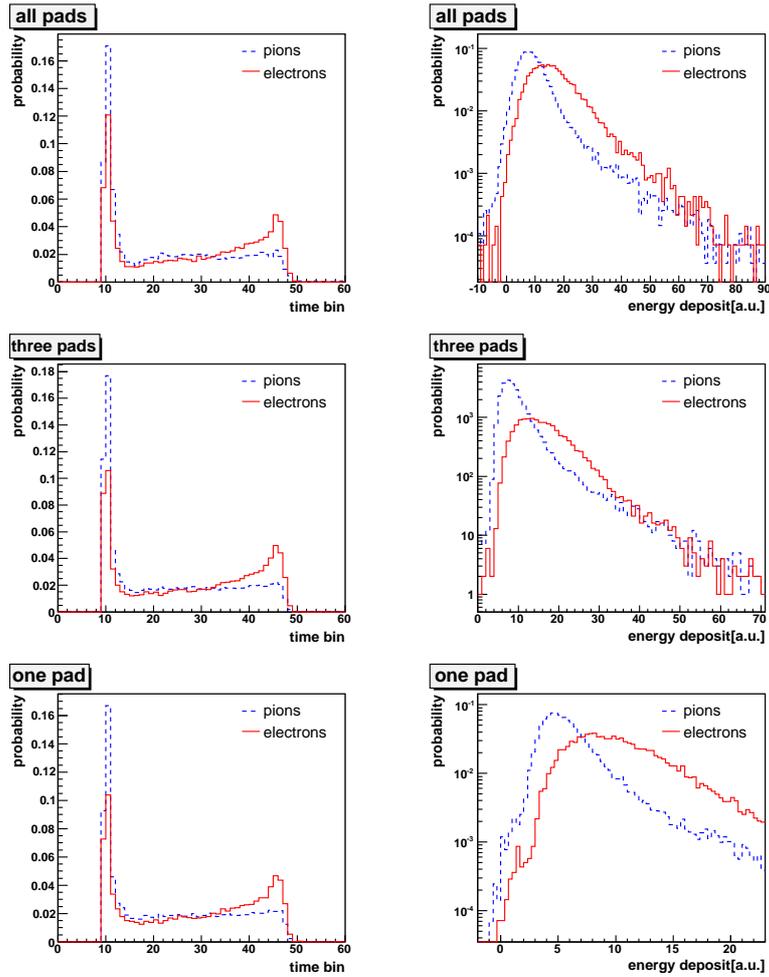


Abbildung 6.3: Integration über ein Pad, drei Pads oder die gesamten Pads. Links: Clusterverteilung. Rechts: Energieverteilung.

Aus dem selben Grund wie in Kapitel 4 haben wir immer die Verteilungen über die drei wichtigsten Pads genommen. In Abb.6.3 sind links die Verteilungen der deponierten Energie als Funktion der Driftzeit und rechts das über die Zeit integrierte Energiespektrum zu sehen (Kammer 2, $p=6$ GeV). Das Signal des wichtigsten Pads enthält noch Ereignisse, wo wahrscheinlich kein Teilchen den Detektor durchquert hat. Das Spektrum der Energie, das die Teilchen auf diesen Pad deponieren, wird angewendet, um diese Ereignisse zu unterdrücken (Abschnitt 4.1).

Wir haben die erste Kammer wegen der Trennung der TR-Photonen von dem Strahl und wegen der dort störenden Synchrotronstrahlung in unserer Analyse nicht berücksichtigt.

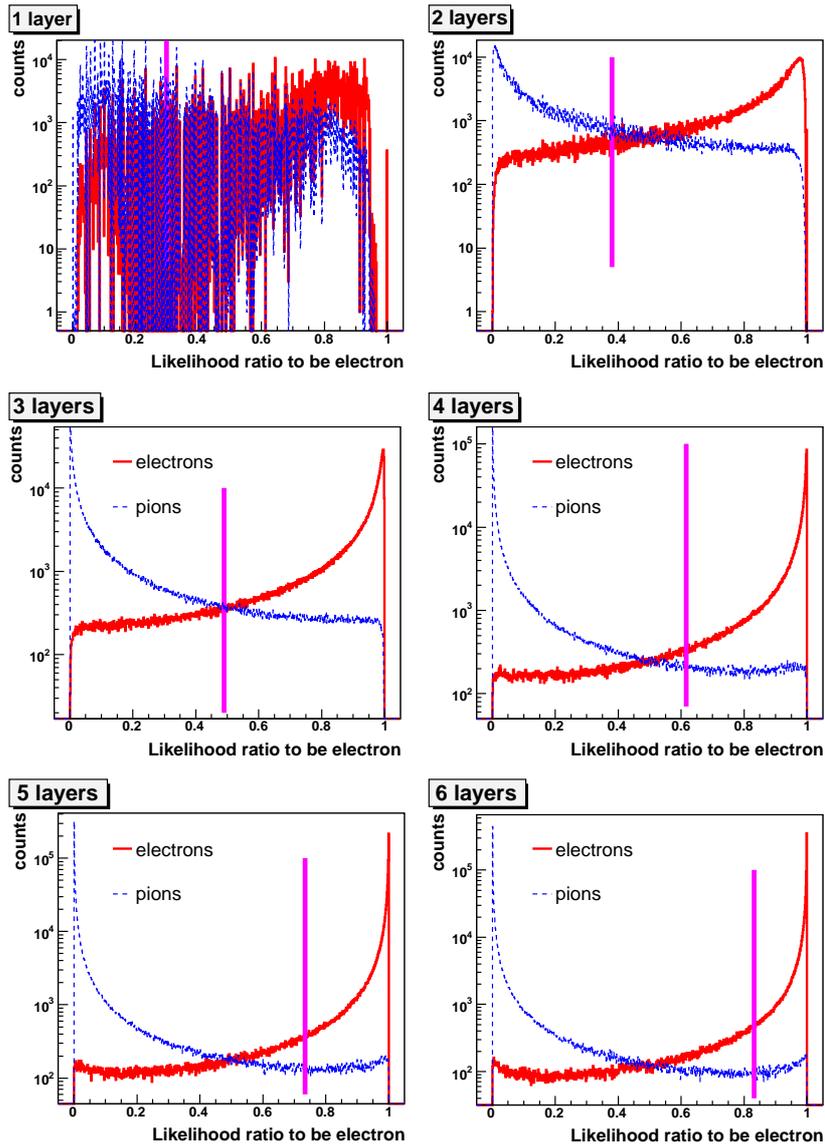


Abbildung 6.4: LQX-Likelihood der DC2 für 6 GeV.

In Abb.6.4 werden die LQX-Likelihood der Elektronen und der Pionen für 1 bis 6 Kammern, die identisch mit dem zweiten Detektor sind, dargestellt. Die gerade Linie zeigt, wo die Elektroneneffizienz 90% erreicht wird. Wegen der kleinen Anzahl von simulierten Ereignissen und dem Fehler, den die gemessenen Energie- und Clustersverteilungen wegen der endlichen Zahl von Bins enthalten, sehen die Resultate sehr unregelmäßig aus. Die Pioneneffizienz nimmt sehr schnell mit der Anzahl der Kammern ab.

Extrapolationsmethode

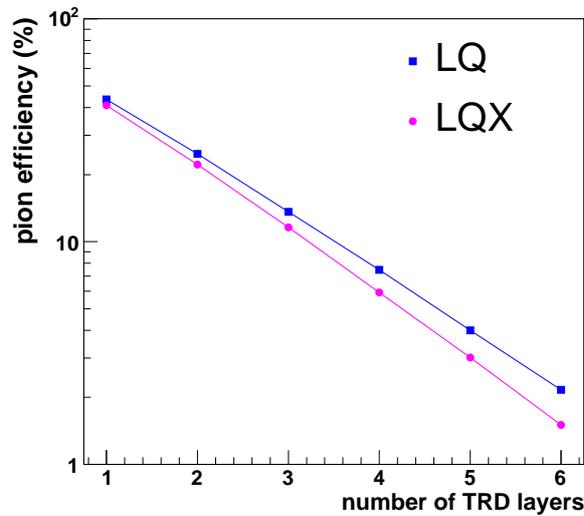


Abbildung 6.5: Abhängigkeit der Pioneneffizienz von der Anzahl der simulierten Kammern bei 6 GeV für die zweite Kammer.

Die Abhängigkeit der Pioneneffizienz von der Anzahl der Detektoren ist nämlich exponentiell, wie wir in Abb.6.5 sehen können. Diese Eigenschaft ist wesentlich für die Extrapolationsmethode. Die verschiedenen Kammern sollten nicht sehr verschiedene Eigenschaften haben, deswegen nehmen wir direkt die 12 Messwerte jedes Ereignisses eines Runs, um die Pioneneffizienz mit den Kammern DC1 bis DC4 zu berechnen. Dann fitten wir die Ergebnisse mit einer Exponentialfunktion und schätzen die Pioneneffizienz für sechs Kammern ab. Diese Methode ist der Simulationmethode äquivalent. Deshalb wird im folgenden nur die Simulationmethode verwendet.

6.2.2 Abschätzung des Fehlers

Der statistische Fehler ist mit der Anzahl der Ereignisse, die das normierte Energiespektrum der Elektronen oder Pionen definiert haben, verbunden. Je mehr Ereignisse es in dem Run gab, den wir benützt haben, um die Wahrscheinlichkeit $P(E|e)$ zu bestimmen, desto genauer wird die Energieverteilung für das Elektron sein. Wir vernachlässigen den Fehler, der von den Pionen kommt, weil sie im Allgemeinen zahlreicher in dem Strahl sind. Wir nennen N die Anzahl der Elektronen in dem entsprechenden Run.

Wir haben die relative Abweichung einer Poisson-Verteilung, $\frac{1}{\sqrt{N}}$ genommen. Sie ist eine diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung. Ein Standardbeispiel ist die Ansammlung radioaktiver Atome, deren Zerfall rein zufällig und unabhängig voneinander ist. Die Anzahl der TR-Photonen, die im Radiator erzeugt werden, und die Anzahl der Photonen, die durch Synchrotronstrahlung in dem magnetischen Feld abgestrahlt werden, sind andere Beispiele. Die Wahrscheinlichkeit $P(n)$, n Photonen zu beobachten, wird durch die folgende Formel beschrieben:

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad (6.10)$$

λ ist der Mittelwert und auch die Streuung σ^2 der Poissonverteilung. Deshalb ist die Standardabweichung σ gleich $\sqrt{\lambda}$.

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{n=+\infty} (\lambda - n)^2 P(n) = \lambda \quad (6.11)$$

Damit berechnen wir die Pioneneffizienzen ϵ_π^{Max} und ϵ_π^{Min} für Elektroneneffizienzen von $\epsilon_e = 0,9 \times (1 + 1/\sqrt{N})$ und $\epsilon_e = 0,9 \times (1 - 1/\sqrt{N})$. Wir erwarten aus Abb.6.6, dass der obere Fehler $\epsilon_\pi^{Max} - \epsilon_\pi$ größer ist als der untere Fehler $\epsilon_\pi - \epsilon_\pi^{Min}$. Die Likelihood L_e nimmt nämlich ab, wenn wir mehr Elektronen annehmen, während die Likelihood L_π dagegen zunimmt. Der Unterschied ist jedoch sehr klein.

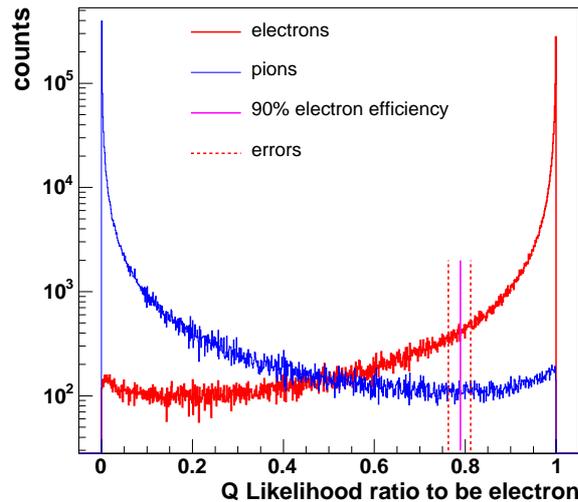


Abbildung 6.6: Berechnung des Fehlers bei 6 GeV für sechs identische Kammern mit der zweiten Kammer.

Die Abhängigkeit der Pioneneffizienz ϵ_π von der Elektroneneffizienz ϵ_e bestimmt den oberen und unteren Fehler. In Abb.6.7 werden die Pioneneffizienzen ϵ_π^{LQ} und ϵ_π^{LQX} der drei letzten

Kammern für einen Strahlimpuls von 6 GeV als Funktion der Elektroneneffizienz ϵ_e aufgetragen. Für DC2 haben wir Pioneneffizienz ϵ_π^{LQ} von 2,16% mit einem oberen und unteren Fehler von ungefähr 0,216%: $\epsilon_\pi^{LQ Max}=2,39\%$ und $\epsilon_\pi^{LQ Min}=1,96\%$. Mit der LQX-Likelihood-Methode gibt es eine deutliche Verbesserung auf $\epsilon_\pi^{LQX}=1,50\%$, während die Fehler 10% von ϵ_π^{LQX} bleiben ($\epsilon_\pi^{LQX Max}=1,6735\%$ und $\epsilon_\pi^{LQX Min}=1,3542\%$). Die Resultate sind ein bisschen besser für DC4 ($\epsilon_\pi^{LQ}=1.7907\%$ und $\epsilon_\pi^{LQX}=1,2699\%$). Jedoch sind die Fehler in derselben Größenordnung.

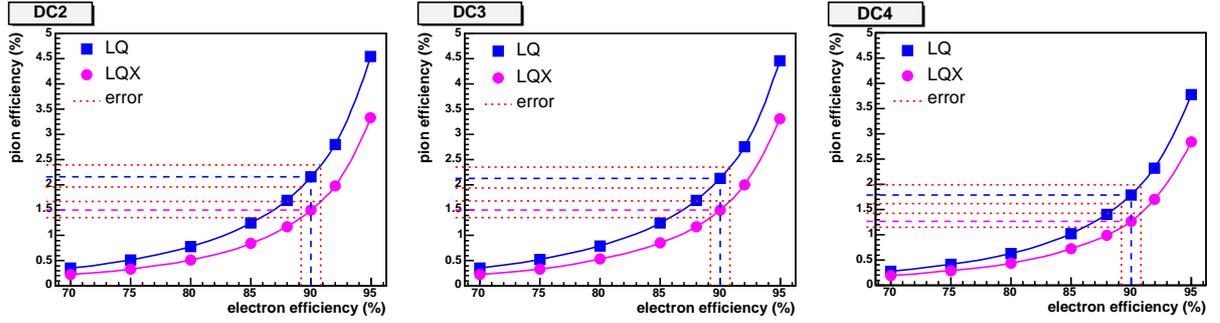


Abbildung 6.7: Abhängigkeit der Pioneneffizienz ϵ_π von der Elektroneneffizienz ϵ_e .

6.2.3 Ergebnisse

Die Pioneneffizienz wird als Funktion des Impulses für die drei letzten Kammern in Abb.6.8 dargestellt. Die Leistungen der Kammern sind vergleichbar. Die Pionenunterdrückung wird schlechter mit zunehmendem Impuls. Nach Simulationen regelmäßiger Radiatoren ist die deponierte Energie, die durch Übergangsstrahlung in dem Detektor deponiert wird, quasi unabhängig vom Impuls für größere Werte als 3 GeV. Andererseits haben die Elektronen das Fermi-Plateau für den Energieverlust durch Ionisation des Gases erreicht. Deshalb sollte ihre deponierte Ladung quasi konstant als Funktion des Impulses sein, während die Pionen noch in der relativistischen Steigung des Ionisationsverlusts sind. Das könnte die Verschlechterung der Pionenunterdrückung bei höheren Impulsen erklären. Jedoch haben wir schon in dem vierten Kapitel (4.2) gesehen, dass unsere Messungen keine konstante mittlere deponierte Energie für Elektronen zeigen. Die Fehler der Pioneneffizienzen nehmen auch mit dem Impuls zu, denn der Anteil der Elektronen in dem Strahl wird immer kleiner, und die gesamte Anzahl der Ereignisse ist ähnlich.

Die Pioneneffizienzen ϵ_π^{LQX} sind nur zwischen 1 und 3 GeV unter der Schwelle von 1%. Sie erreichen ungefähr 2,5% für 10 GeV. Wir können trotzdem eine Verbesserung von fast 30% für die hohen Impulse zwischen der LQ- und der LQX-Methode feststellen.

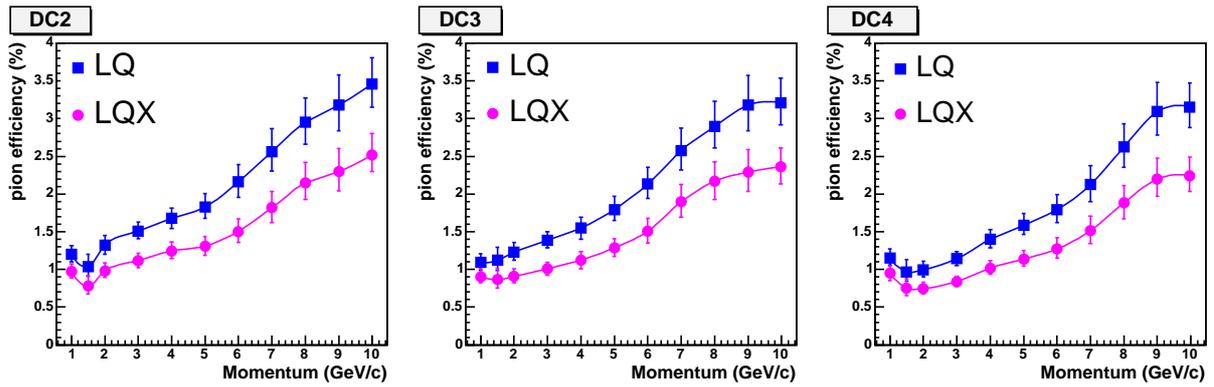


Abbildung 6.8: Pioneneffizienz als Funktion des Impuls.

Die Ergebnisse sind insgesamt etwas schlechter als in 2002, was nach dem vierten Kapitel (4.2) erwartet wurde. Sie bleiben trotzdem in derselben Größenordnung. In Abb.6.9 sind die Resultate von 2002 für die vier Prototypen mit einem ähnlichen leicht besseren Radiator zu sehen. Der Impulsbereich war damals zwischen 1 GeV und 6 GeV. Die Pioneneffizienz ist immer unter 1% mit der Ausnahme der ersten Kammer, die eine schlechtere Leistung für die größten Impulse hat. Die erste und die letzte Kammer trennen sich deutlich von den anderen für Impulse größer als 4 GeV. Die Absorption von einigen restlichen Photonen, die durch Übergangsstrahlung in dem vorletzten Radiator, oder Bremsstrahlung in dem Detektormaterial erzeugt wurden, könnte diesen relativen Unterschied erklären. Wie auch 2004 sehen wir eine Verschlechterung der Leistungen für größere Impulse([21] und [22]).

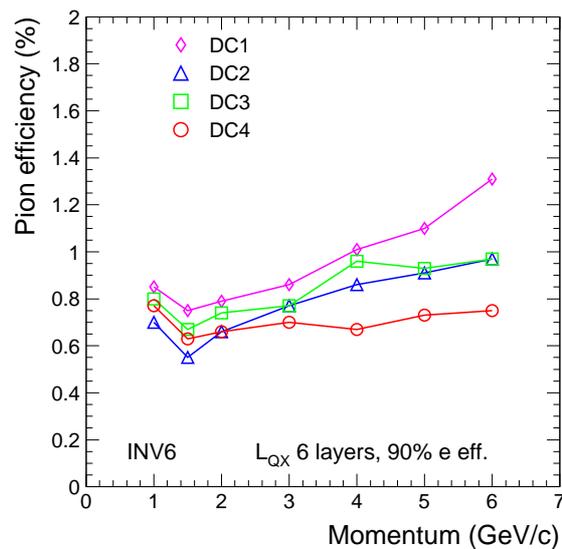


Abbildung 6.9: Pioneneffizienz von 2002 für die vier Prototypen als Funktion des Impulses[23].

In Abb.6.10 stellen wir die Pioneneffizienzen ϵ_{π}^{LQ} der großen Kammern und der vier Prototypen als Funktion des Impulses vor. Die LQ-Likelihood wurde mit Hilfe eines gemittelten

Energiespektrums der Detektoren berechnet. Die Resultate entsprechen den mittleren Leistungen der großen und kleinen Kammern. Sie sind mit unseren Ergebnissen für die vier Prototypen konsistent. Die großen Kammern und die Prototypen weisen insgesamt ähnliche Pioneneffizienzen auf, die kleine Systematische Abweichung ist durch schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis der großen Kammern bedingt. Der Zielbereich der Pioneneffizienz wird schon mit dieser einfachen Likelihood erreicht.

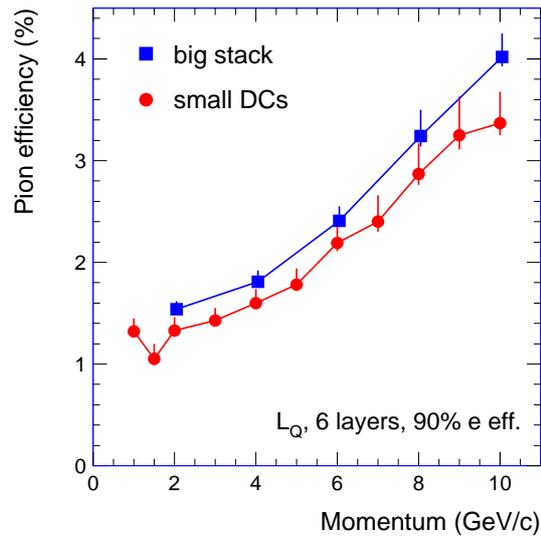


Abbildung 6.10: Pioneneffizienz der großen Kammern und der vier Prototypen als Funktion des Impulses[24].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Oktober 2004 wurden Tests mit vier kleinen Prototypen und sechs endgültigen, großen Kammern des Transition Radiation Detektors von ALICE am CERN durchgeführt. Die Prototypen waren schon mit einem Elektronen-Pionen Strahl im Jahre 2002 am CERN getestet worden, um das Design für den fertigen Detektor zu bestimmen. Damals lag der Impulsbereich zwischen 1 GeV und 6 GeV. 2004 ergänzten die neuen Tests die Analysen mit einem größeren Impulsbereich von 1 GeV bis 10 GeV. Der endgültige Radiator-Typ und die fertige Version des Verstärkers (PASA) wurden hier benützt. In dieser Arbeit studierten wir die Daten der kleinen Kammern und verglichen unsere Analyse mit den Ergebnissen von 2002. Wir konzentrierten uns auf den Energieverlust von Elektronen und Pionen in dem Gasvolumen des Detektors. Er wurde mit und ohne Radiator und mit und ohne der Anwesenheit der sechs großen TRD-Module studiert. Schließlich wurde die Güte der Elektronen-Identifikation mit dem endgültigen Radiator anhand der Likelihood-Methode abgeschätzt.

Mit den Prototypen haben wir die Möglichkeit, die Energieverluste von Elektronen durch Ionisation des Gases ohne Radiator zu messen. Die mittlere und wahrscheinlichste deponierte Energie wurde als Funktion des Strahlimpulses untersucht, und die Resultate stimmen gut mit den Ergebnissen von 2002 überein. Im untersuchten Impulsbereich haben Elektronen das Fermi-Plateau erreicht, während die Pionen noch in der relativistischen Steigung sind. Die Daten wurden mit Simulationen mit den Programmen GEANT 3 und GEANT 4 verglichen. Eine Änderung des Fermi-Plateaus, die für das Verständnis der Daten aus dem Jahre 2002 notwendig war, wurde bei den neuen Simulationen mit GEANT 4 nicht mehr gebraucht. Die Simulationen reproduzierten die gemessenen Spektren sehr gut. Die Abhängigkeit von dem Impuls wurde auch gut reproduziert. Die erste Kammer wurde separat, aufgrund von Synchrotronstrahlung in dem benützten Magnetfeld, studiert. Die zusätzliche Energie, die durch die Absorption der Photonen in dem Gas gespeichert wurde, konnte mit Hilfe der Simulationen verstanden werden.

Es ist anstrengenswert, zusätzlich im TRD Detektorsystem erzeugte Strahlung (Brems- und Übergangsstrahlung), die die weiter außen liegenden Detektorsysteme beeinflussen kann, zu minimieren. Bei Anwesenheit der sechs großen Kammern wurde eine Erhöhung der Signale in

den Prototypen bei Elektronen studiert. Diese Effekte nahmen deutlich bei höheren Impulsen zu. Mit Hilfe von Simulationen haben wir probiert, sie zu reproduzieren. Bremsstrahlung in einem Kohlenstoffvolumen und in Gasschichten wurden simuliert. Die Absorption der TR-Photonen, die in den Radiatoren der sechs Kammern erzeugt wurden, wurde auch berücksichtigt. Die Simulationen konnten die Größenordnung der Messungen reproduziert aber nicht ihre Abhängigkeit von dem Impuls. Die Strahlungseinflüsse werden für Impulse kleiner als 4 GeV überbewertet, während sie für größere Impulse unterbewertet werden. Weitere Untersuchungen müssen durchgeführt werden.

Der Transition Radiation Detektor ermöglicht die Identifikation der Elektronen mit Impulsen größer als 1 GeV durch Übergangsstrahlungen in dem Radiator. Die Güte der Identifikation wird mit der relativen Anzahl von Pionen, die fälschlicherweise als Elektronen erkannt werden, abgeschätzt. Zwei verschiedene Likelihood-Methoden wurden verwendet: erstens eine Likelihood der deponierten Gesamtenergie und zweitens eine zweidimensionale Likelihood mit der deponierten Energie und der Position des größten Clusters. Die Resultate von 2004 mit den endgültigen Radiator bestätigten die früheren Ergebnissen mit einem Radiator-Prototyp aus dem Jahre 2002. Die Detektor-Prototypen, die das Thema dieser Arbeit waren, spielen eine wichtige Rolle als Referenz für die endgültigen Detektoren. Unsere Resultate zeigen, dass die π/e -Identifikation sehr ähnlich zwischen den Prototypen und den großen Detektoren ist.

Anhang A

Photonen-Absorption

Die TR-Photonen werden mit der größten Wahrscheinlichkeit am Anfang des Driftbereichs absorbiert.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Photons durch eine Schicht von Material kann mit Hilfe des Massenabsorptionskoeffizienten μ (cm^2/g) und der reduzierten Dicke des Mediums $x = \rho X$ (g/cm^2) geschrieben werden.

$$I = I_0 \times \exp(-\mu x) \quad (\text{A.1})$$

Für eine Mischung lässt μ sich einfach mit den Prozenten in Gewicht berechnen.

$$\mu = \sum p_i \mu_i \quad (\text{A.2})$$

μ hängt von den Wirkungsquerschnitten σ_i der Wechselwirkung i des Photons mit den Atomen ab.

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum \sigma_i \quad (\text{A.3})$$

Der wichtigste Prozeß für kleine Energien (Röntgenbereich) ist die Photoabsorption. Das Photon der Energie E wird in der Schale j des Moleküles mit einer Energie $E_j \leq E$ absorbiert. Dadurch wird ein Photoelektron mit der Energie $E - E_j$ emittiert. Die Rückstoßenergie wird dabei von dem Atom aufgenommen. Das Molekül kann durch Fluoreszenz oder Auger Effekt zum Grundzustand zurückgehen. Fluoreszenz ist ein Strahlungseffekt, wobei ein Elektron von der i -Schale ($E_i \leq E_j$) auf die j -Schale springt und dadurch wird ein Photon von Energie $E_j - E_i$ emittiert. Durch Auger Effekt wird ein Elektron mit einer Energie sehr nah von E_j emittiert. Dieses Elektron hat eine große freie mittlere Weglänge und kann aus dem Detektor entkommen. Dieses Phänomen kann mit dem Spektrum einer ^{55}Fe beobachtet werden («Escape Peak»).

Die Wirkungsquerschnitte in der K-Schale σ_{Photo}^K hängen von der Ladungszahl der Materie ab[8]:

$$\sigma_{Photo}^K \propto Z^5 \quad (A.4)$$

Im Allgemeinen ist μ in dem Röntgenbereich größer für Materie mit großer Ladungszahl. Z_{Xe} ist gleich 54. Deshalb werden die TR-Photonen mit großer Wahrscheinlichkeit absorbiert. In Abb.A.1 wird die Absorptionslänge $\lambda = 1/(\mu\rho)$ für einige Gase aufgetragen. Die Schalenstrukturen sind erkennbar.

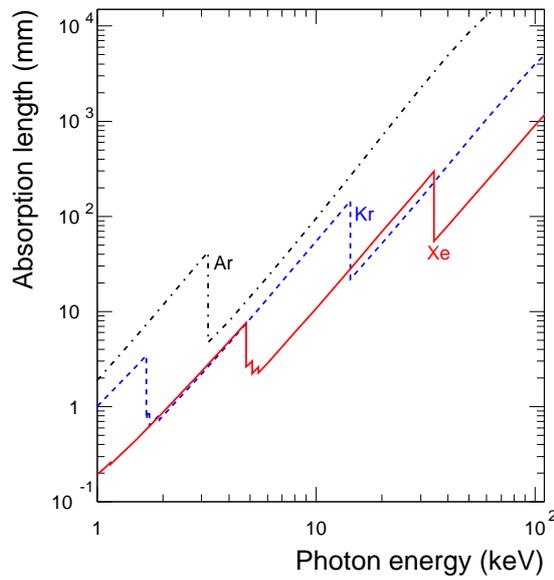


Abbildung A.1: Absorptionslänge im Röntgenbereich für verschiedene Edelgase[10].

Anhang B

Synchrotronstrahlung

Wir untersuchen hier die allgemeinen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung eines beschleunigten Elektrons in einem magnetischen Feld \mathbf{B} . Um das Studium zu vereinfachen, nehmen wir Vakuum an, in dem $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ und $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ gilt. Für ein besseres Verständnis wird c im Folgenden erwähnt.

Die Felder \mathbf{E} und \mathbf{B}

Wir beobachten an der Stelle \mathbf{r} die Strahlung eines Elektrons, dessen Bewegung durch seine Position $\mathbf{s}(t)$ definiert wird. Die Ladungsverteilung und die Stromdichte werden mit den folgenden Formeln beschrieben:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = -e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)) \quad \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -e\frac{d\mathbf{s}(t)}{dt}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)) \quad (\text{B.1})$$

Mit der Methode der retardierten Potentiale berechnen wir den Potentialvektor $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ und das Potential $\Phi(\mathbf{r}, t)$, das dadurch erzeugt wird:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \int_V d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int_V d^3\mathbf{r}' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\text{B.2})$$

Wir können die Verbindungen zwischen dem elektromagnetischen Feld und diesen Potentialen benutzen, um die elektromagnetische Welle ($\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ und $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$), die das Elektron abstrahlt, zu bestimmen.

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{B.3})$$

Wenn wir sehr weit von dem Elektron entfernt sind, das heißt unter der Bedingung, dass $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}|^2}$ vernachlässigbar ist, finden wir für \mathbf{E} das folgende Ergebnis[18]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{c^2} \left\{ \frac{\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \mathbf{a})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 |\mathbf{r} - \mathbf{s}|} \right\}_{t'} \quad (\text{B.4})$$

$$t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)|}{c} \quad (\text{B.5})$$

$\{\}_{t'}$ bedeutet, dass wir die Variable an der Zeit t' nehmen. \mathbf{n} definiert die Richtung des $|\mathbf{r} - \mathbf{s}|$ Vektors, $\boldsymbol{\beta}$ ist der relativistische Geschwindigkeitsvektor des Elektrons und \mathbf{a} sein Beschleunigungsvektor. Der Vektor \mathbf{B} ist dann einfach:

$$\mathbf{B} = \mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (\text{B.6})$$

Leistung pro Raumwinkel

Der Poynting-Vektor $\boldsymbol{\Pi}$ beschreibt den Energiefluß:

$$\boldsymbol{\Pi} = \frac{\mathbf{c}}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \boldsymbol{\Pi} = \frac{\mathbf{c}E^2}{4\pi} \mathbf{n} \quad (\text{B.7})$$

Der Beitrag von $\boldsymbol{\Pi}$ ist die Leistung pro Einheitsfläche, die eine Fläche durchquert, deren Senkrechte parallel zu $\boldsymbol{\Pi}$ ist. Daraus können wir die abgestrahlte Energieleistung pro Raumwinkel berechnen:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\boldsymbol{\Pi} \cdot d\mathbf{S}}{d\Omega} = \Pi |\mathbf{r} - \mathbf{s}|^2 \quad (\text{B.8})$$

Wir interessieren uns für den Fall, bei dem das Elektron sich auf einer kreisförmigen Bahn bewegt. Wir können Kugelkoordinaten nehmen, wobei die z -Achse durch $\boldsymbol{\beta}$ und die x -Achse durch \mathbf{a} definiert werden. \mathbf{a} und $\boldsymbol{\beta}$ sind nämlich senkrecht zueinander. θ ist der Winkel zwischen der Richtung, woher wir das Teilchen beobachten, und seinem Geschwindigkeitsvektor $\boldsymbol{\beta}$.

$$\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \mathbf{a}) = \sin(\theta) \cos(\psi) \mathbf{a} (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) - (1 - \beta \cos(\theta)) \mathbf{a} \quad (\text{B.9})$$

Wir finden die folgende Formel für $\frac{dP}{d\Omega}$:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \frac{(1 - \cos(\theta))^2 - (1 - \beta^2) \sin^2(\theta) \cos^2(\psi)}{(1 - \beta \cos(\theta))^5} \quad (\text{B.10})$$

Wegen den komplizierten Rechnungen betrachten wir nur den Spezialfall $\psi=0$. Jedoch kann das Resultat übertragen werden.

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \frac{(\beta - \cos(\theta))^2}{(1 - \beta \cos(\theta))^5} \quad (\text{B.11})$$

Wenn wir suchen, wo $\frac{dP}{d\Omega}$ null ist, stellen wir fest, dass dort θ gleich θ_c sein muss:

$$\cos(\theta_c) = \beta \quad (\text{B.12})$$

In dem Fall, wo das Elektron ultrarelativistisch ist ($\gamma \gg 1$), ist θ_c sehr klein und die meiste Strahlung befindet sich in einem Kegel von Winkel $1/\gamma$ in der β -Richtung.

$$\cos(\theta_c) \approx 1 - \frac{\theta_c^2}{2} \quad \frac{1}{\gamma^2} = (1 - \beta)(1 + \beta) \approx 2(1 - \beta) \quad (\text{B.13})$$

$$\theta_c^2 \approx \frac{1}{\gamma^2} \quad (\text{B.14})$$

Gesamte abgestrahlte Leistung und Bahn der Elektronen

Die gesamte abgestrahlte Leistung kann direkt aus $\frac{dP}{d\Omega}$ durch Integration über den Raumwinkel berechnet werden[18]:

$$P = \frac{2e^2 a^2 \gamma^4}{3c^3} \quad (\text{B.15})$$

Für relativistische Elektronen kann sie anders geschrieben werden. E_e ist hier nicht das elektrische Feld, sondern die Energie der Elektronen.[3].

$$P = \frac{c}{2\pi} C \frac{E_e^4}{\rho^2} \quad (\text{B.16})$$

$$C = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{(mc^2)^4} \approx 8.85 \times 10^{-5} [m \text{ GeV}^{-3}] \quad (\text{B.17})$$

Mit der relativistischen Bewegungsgleichung können wir den Krümmungsradius ρ der Bahn eines Teilchens von Ladungszahl z in dem Feld B abschätzen. In unserem Fall ist die Ladung z gleich 1.

$$m\gamma \frac{v^2}{\rho} = evB \quad \rho[m] = \frac{p[\text{GeV}/c]}{0.3 \times z \times B[T]} \quad (\text{B.18})$$

Wir finden einen Radius von ungefähr 33 m für unsere Elektronen mit einem Impuls von 10 GeV/c in dem magnetischen Feld von 1 T. Der Deflektionswinkel α wird dann für unseres Magnetfeld, das ungefähr $d=0.5$ m lang war:

$$\sin(\alpha) = \frac{d}{\rho} \quad \alpha \approx 0.87 \text{ grad} \approx 15.2 \text{ mr} \quad (\text{B.19})$$

Mit dem Radius ρ können wir die Gl.B.16 anwenden, um die Größenordnung der mittleren

gesamten Energie ΔE_e , die die Elektronen mit einem Impuls von $10 \text{ GeV}/c$ durch Synchrotronstrahlung in unserem Versuchsaufbau verloren haben, abzuschätzen.

$$\Delta E_e = P \frac{\alpha \rho}{v} \approx 65 \text{ keV} \quad (\text{B.20})$$

Sie ist sehr klein im Vergleich mit der Energie der Elektronen aber schon nicht mehr vernachlässigbar im Vergleich zu der Energie, die die Elektronen durch Ionisation in dem Gasvolumen des Detektors lassen. Wir müssen untersuchen, wie die Photonen in der Kammer absorbiert werden.

Anhang C

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung ist eine andere Art, Energie in einem Material zu verlieren. Ein geladenes Teilchen wird durch die Coulomb-Potenziale der Atomkerne der Materie abgebremst und abgelenkt. Es wird aus Grund seiner Beschleunigung Photonen ausstrahlen. Man kann durch Elektrodynamik zeigen, dass die abgestrahlte Leistung im Vakuum, wo ϵ_o und μ gleich 1 genommen sind, von einem geladenen Teilchen mit der Ladung ze , der Beschleunigung \mathbf{a} , der Geschwindigkeit $\boldsymbol{\beta}$ und dem Lorentz-Faktor γ durch die Larmor-Formel geschrieben wird[30](Kapitel 4).

$$P = \frac{2(ze)^2\gamma^6}{3}(\mathbf{a}^2 - (\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{a})^2) \quad (\text{C.1})$$

Wenn wir die Fälle beobachten, wo $\boldsymbol{\beta}$ parallel oder senkrecht mit \mathbf{a} ist, können wir mit der Bewegungsgleichung die abgestrahlte Leistung als Funktion der Masse des Teilchens (m) ausdrücken. \mathbf{f} ist die Kraft, die sich auf das Teilchen auswirkt.

$$P = \frac{2(ze)^2}{3m^2}\gamma^2 f^2 \quad (\mathbf{a} \perp \boldsymbol{\beta}) \quad (\text{C.2})$$

$$P = \frac{2(ze)^2}{3m^2}f^2 \quad (\mathbf{a} \parallel \boldsymbol{\beta}) \quad (\text{C.3})$$

Im Allgemeinen hängt die Bremsstrahlung von $1/m^2$ ab. Deshalb spielt sie eine wichtige Rolle besonders für die leichten Teilchen, wie Elektronen und in Gegensatz dazu ist sie für Pionen in einem Impulsbereich von 1 GeV bis 10 GeV vernachlässigbar. Das Material muß hierbei auch berücksichtigt werden.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird für die Elektronen in dem Bereich, wo der Energieverlust durch Kollisionen (Bethe-Bloch) vernachlässigbar ist, durch die folgende Formel gegeben.

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (\text{C.4})$$

$$X_0 = -\frac{A}{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)} \quad (\text{C.5})$$

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e} \quad (\text{C.6})$$

X_0 ist die Strahlungslänge des Materials und entspricht dem Abstand, nach dem die restliche Energie des Teilchens E_0/e beträgt. Die Werte von X_0 sind tabelliert. Bremsstrahlung muß im Vergleich mit den anderen Arten, Energie zu verlieren, nur für hochenergetische Elektronen berücksichtigt werden. Der Energieverlust ist proportional zur Energie des Elektrons. Für ein relativistisches Teilchen ist er proportional zu seinem Impuls.

Literaturverzeichnis

- [1] B.Povh, K.Rith, C.Scholz, F.Zetsche, Teilchen und Kerne, Springer, Berlin, 2001.
- [2] U.Mosel, Fields, Symmetries and Quarks, Springer, Berlin, 1999.
- [3] E.Lohrmann, Hochenergiephysik, Teubner, Stuttgart, 1986.
- [4] T.Mayer-Kuckuck, Kernphysik, Teubner, 1994.
- [5] M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal, Nucl. Phys. B 558 (1999) 219.
- [6] A.Andronic, P.Braun-Munzinger, Ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions and the quark-gluon plasma, hep-ph/0402291, <http://www-linux.gsi.de/~andronic/physics/hep-ph0402291.html> oder <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0402291>
- [7] M. S. C. Williams, Nuclear and Particle Physics, Oxford University Press, Oxford, 1991.
- [8] F.Sauli, CERN, Report 77-09, 1977.
- [9] K.Bethge, Kernphysik, Springer, Heidelberg, 1996.
- [10] ALICE Transition Radiation Detector Technical Design Report, CERN/LHCC, <http://www-alice.gsi.de/trd>, 2001.
- [11] A.Andronic, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 525 (2004) 447.
- [12] J.Fischer, S.Iwata, V.Radeka, C.L.Wang, W.J.Willis, Nucl. Instr. and Meth. 127 (1975) 525.
- [13] A.H.Walenta, J.Fischer, H.Kaspar, F.Pocar, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 277.
- [14] W.D.Herold, J.Egger, H.Kaspar, F.Pocar, Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 45.
- [15] ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, Users Guide 3.1c, <http://root.cern.ch/root/RootDoc.html>, 2001.
- [16] A.Andronic, et al., Nucl. Instr. and Meth. A519 (2004) 40.
- [17] GEANT4, GEANT4 User's Guide-For Toolkit Developers, 2004.

- [18] D.Sénéchal, Ondes Electromagnétiques, Université de Sherbrooke, Faculté des Sciences, <http://www.physique.usherbrooke.ca/~dsenech/EM/EM2.pdf>, 2002.
- [19] Geant 4 Physics Reference Manual, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [20] Christian Lippmann, Transition Radiation Spectra measured with prototypes of the ALICE TRD, GSI Scientific Report (2004) 357.
- [21] A.Andronic, et al., Nucl. Instr. and Meth. A522 (2004) 40.
- [22] A.Wilk, Elektronen-Pionen-Separation im ALICE TRD, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2004 (physics/0506202).
- [23] A.Andronic, TRDs for the 3rd millenium, Nucl. Instr. and Meth. A522 (2004) 40.
- [24] ALICE TRD Collaboration, First beam test with a real size, six layers, series production detector stack for the ALICE TRD, GSI Scientific Report (2004) 355.
- [25] Andreas Mock, Produktion von geladenen Pionen und Kaonen, Protonen, Antiprotonen und ϕ -Mesonen in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen bei 158 GeV pro Nukleon, Max-Planck-Institut für Physik, Werner-Heisenberg-Institut, Mai 1997.
- [26] Prof.H. Brand, Thermodynamik und Statistische Physik, <http://hacktor.fs.uni-bayreuth.de/thermo/>, 1997.
- [27] André Peshier, Das Quark-Gluon-Plasma mit thermischen Partonenmassen und Konsequenzen des Modells für die thermische Dileptonenemission, Diplomarbeit, Institut für Theoretische Physik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden, 1994.
- [28] V.Egorytchev, V.Saveliev, S.J, Aplin, Particle identification via transition radiation and detectors, Nucl. Instr. Meth A453 (2000).
- [29] C.W.Fabjan and W.Struczinski, Coherent emission of transition radiation in periodic radiators, Phys. Lett. B57 (1975) 483.
- [30] J.D.Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, New York, 1999 (third edition).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei vielen Leuten, die mir während meiner Arbeit geholfen haben, bedanken.

Zunächst bedanke ich mich bei Herrn Prof.Dr.P.Braun-Munzinger, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit an der GSI mit der ALICE TRD Gruppe anzufertigen. Groß er Dank geht an meinen Betreuer Anton Andronic, von dem ich viel gelernt habe. Sein Rat war immer sehr nützlich und hat mir viel geholfen. Ich danke ihm auch für seine Geduld.

Für die angenehme Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe bedanke ich mich bei Oliver Busch, der auf meine Frage über Datenanalyse oder Deutsch immer geantwortet hat, bei Matus Kalisky, der mir bei der Simulation der Übergangstrahlung geholfen hat, bei Dariusz Miskowiec, der immer seinen Humor und seine guten Ideen mitgebracht hat, bei Sylwester Radomski und bei Georgios Tsiledakis.

Ein dickes Dankeschön geht an Chilo Garabatos für seine Aufmerksamkeit in unseren interessanten Diskussionen und an die Leute, die mich das Labor entdecken ließ en.

Christian Lippmann danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit, sowie die Erklärungen seiner Simulationen der Synchrotronstrahlung.

Bei meiner Familie und meinem Freund möchte ich mich zum Schluß für ihre Unterstützung bedanken.

Erklärung zur Diplomarbeit gemäß §19 Abs. 6 DPO/AT^a

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.