

Experimentelle Physik

Teststrahlzeit und Simulationen
mit einem Übergangsstrahlungsdetektor
für das ALICE-Experiment

Diplomarbeit

von
Mirko Wahn

Experimentelle Physik

Teststrahlzeit und Simulationen
mit einem Übergangsstrahlungsdetektor
für das ALICE-Experiment

Diplomarbeit

von
Mirko Wahn

vorgelegt dem Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

angefertigt im Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
Februar 2000

Für meine Eltern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Physikalische Motivation	5
1.2	Das ALICE-Experiment	7
1.3	Zielsetzung	9
2	Übergangsstrahlung und Nachweismethoden	11
2.1	Theorie der Übergangsstrahlung	12
2.1.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	12
2.1.2	Čerenkov- und Übergangsstrahlung	14
2.1.3	Photo-Absorptions-Ionisationsmodell	18
2.1.4	Übergangsstrahlung an Grenzflächen	21
2.1.5	Formalismus in dimensionslosen Variablen	30
2.2	Nachweis von Übergangsstrahlung	32
2.2.1	Nachweis von Röntgen-Photonen	32
2.2.2	Gasverstärkung	33
2.2.3	Signatur der Übergangsstrahlung	36
2.3	Übergangsstrahlungsdetektoren	41
2.3.1	Radiator	41
2.3.2	Frequenzverteilung	42
2.3.3	Gassystem	43

3	Der TRD in ALICE	45
3.1	Anordnung der Kammern in ALICE	45
3.2	Radiatoren	47
3.3	Die Time Expansion Chamber	47
4	Teststrahlzeit mit einem Prototypen des ALICE-TRD	51
4.1	Teststrahlzeit-Aufbau	51
4.1.1	Die Kammer	54
4.1.2	Auslese-Elektronik	54
4.1.3	Trigger-Systeme	56
4.2	Durchführung der Messungen	57
4.3	Die Daten	58
4.3.1	Messungen mit Argon	58
4.3.2	Messungen mit Xenon	59
4.4	Offene Fragen	60
5	Simulation des TRD	71
5.1	ROOT und AliROOT	71
5.1.1	ROOT	72
5.1.2	AliROOT	73
5.2	Die Cluster-Routine	75
5.2.1	Ergebnisse der Simulation	75
5.2.2	Von den Hits zu Digits	77
5.2.3	Von den Digits zu Clusters	79
5.3	Tracking	84
5.3.1	Festlegen der Track Seeds	84
5.3.2	Verfolgen der Spursegmente	84
5.3.3	Anpassen von Teilchenbahnen	87
5.3.4	Vergleich von simulierten und berechneten Daten	89
5.3.5	Ausblick	90

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>3</u>
6 Zusammenfassung	93
A Ergänzungen zur Theorie	95
A.1 Photo-Absorptions-Ionisationsmodell	95
A.2 Plasmafrequenz	97
B TRD-Geometrie mit Aussparungen für PHOS und HMPID	99
C Ergänzungen zu ROOT und AliROOT	101
C.1 Details zur ROOT-Architektur	101
C.2 Die TRD-Klassen in AliROOT	102

1. Einleitung

1.1 Physikalische Motivation

Seit seinen Anfängen versucht der Mensch, die Welt um sich herum zu beschreiben und zu verstehen. Der Weg führte von der Untersuchung makroskopischer Objekte und Vorgängen zu immer elementareren Bausteinen der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Grundsätzlich sind zwei Arten von Elementarteilchen bekannt, die in verschiedenen Variationen die Zusammensetzung unserer täglichen Umgebung bilden: die *Quarks* und *Leptonen*.

Diese beiden Teilchenarten unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Wechselwirkung. Während die Leptonen durch eine experimentell gut untermauerte Theorie der *Elektroschwachen Wechselwirkung* beschrieben werden können, erweist sich die Realisierung von Vorhersagen der *Quantenchromodynamik (QCD)*, welche die *Starke Wechselwirkung* von Quarks beschreibt, als grundsätzlich schwieriger. Eine wesentliche Eigenschaft der Starken Wechselwirkung ist, daß die Kräfte zwischen den Quarks bei kleinen Abständen gering sind und mit zunehmender Entfernung der Quarks immer größer werden. Das bewirkt einen Zusammenschluß der Ladungen der Starken Wechselwirkung, der *Farbladungen*: einzelnen Quarks kann eine Ladung zugeordnet werden, die durch die Farben Rot, Grün und Blau¹ ausgedrückt wird. Die Starke Wechselwirkung zwischen diesen Farbladungen bewirkt nun, daß keine separaten Farben beobachtet werden, sondern nur nach außen farbneutrale („weiße“) Gebilde.

Will man die Wechselwirkungen der Quarks untersuchen, kann man versuchen, sie in heftigen Stoßprozessen voneinander zu entfernen. Dann aber treten eben „starke“ Wechselwirkungen auf, die sich nicht mehr mit den üblichen theoretischen Methoden, der *Störungsrechnung*, beschreiben lassen. Eine anderer Ansatz zur Un-

¹Die Beschreibung der Ladung durch Farben ist einigermaßen willkürlich. Es geht lediglich darum deutlich zu machen, daß es drei Arten von Ladungen gibt, die in der Summe wiederum eine neutrale Ladung bilden, ebenso wie die Farben Rot, Grün und Blau in der Summe Weiß ergeben. Man hätte auch von Kräuter-, Kümmel und Knoblauch-Quark reden können.

tersuchung der Wechselwirkungen zwischen Quarks besteht darin, durch Kollisionen hochenergetischer Schwerionen ausgedehnte Bereiche zu erzeugen, in denen sich die farbigen Quarks und ihre Bindungsteilchen, die *Gluonen*, „quasifrei“ bewegen können. Dies entspricht dem Übergang zu einem neuartigen Zustand stark wechselwirkender Materie: dem *Quark-Gluon-Plasma (QGP)*. In diesem Zustand sollte der Farbeinschluß (engl. *Confinement*) aufgehoben sein, es sollte *Deconfinement* vorliegen. Außerdem erwartet man im Plasma die Wiederherstellung einer Symmetrie, die im normalen Zustand von Kernmaterie gebrochen ist: der *Chiralen Symmetrie*².

Bei Schwerionen-Experimenten geht es also darum, Kernmaterie hohem Druck und hoher Temperatur auszusetzen, um ausgedehnte Bereiche des Quark-Gluon-Plasmas zu erzeugen, in denen das Verhalten der ansonsten eingeschlossenen „farbigen“ Teilchen studiert werden kann. Hinweise auf die Plasma-Phase liefern sogenannte Signaturen für das QGP. Dies sind spezifische Signale, die im Rahmen einer thermodynamischen Beschreibung des Reaktionssystems als Hinweise auf das Vorliegen von QGP interpretiert werden können.

In den letzten Jahren wurden viele Experimente mit Schwerionen an den Teilchenbeschleunigern des CERN³ durchgeführt, wobei Anzeichen für einen Phasenübergang gefunden wurden [21]. Ein noch tieferes „Eintauchen“ in die Plasma-Phase erfordert Kollisionen möglichst großer Kerne bei immer höheren Energien. Daher wurde am CERN ein neuer Beschleuniger konzipiert, bei dem die Kerne von Blei-Atomen bis fast auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und aufeinander geschossen werden: der *Large Hadron Collider (LHC)*. Man erhofft sich dadurch das Studium von stark wechselwirkender Materie unter extremen Bedingungen in ausgedehnten Volumina.

²Die Chirale Symmetrie resultiert aus der Entartung der Flavour-Zustände der leichten Quarks (u/d), wenn diese im Vergleich zu den in der QCD relevanten Energieskalen als masselos angenommen werden. Dann kann es keine Kopplungen zwischen Zuständen verschiedener Chiralität mehr geben, so daß beide entarteten Zustände jeweils einer SU(2)-Symmetrie unterliegen. Die Chirale Symmetrie entspricht also einer doppelten SU(2)-Symmetrie.

³Conséil Européen de la Recherche Nucléaire

1.2 Das ALICE-Experiment

ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) ist das einzige Schwerionen-Experiment am LHC. Es muß daher eine Vielzahl von Bereichen abdecken, in denen nach dem QGP gesucht werden kann. Es werden hochrelativistische Blei-Kerne mit Schwerpunktsenergien um einige TeV aufeinandergeschossen. Von besonderem Interesse sind dabei Signale, die als Signaturen für ein QGP interpretiert werden können. Dafür kommen in Frage:

- Signale, die auf das Deconfinement hindeuten,
- Hinweise auf die Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie
- und Größen, die Rückschlüsse auf die Thermo- und Hydrodynamik des heißen und komprimierten Systems erlauben.

Deutliche Hinweise auf das QGP erhofft man sich bei der Untersuchung von Dileptonen (e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$), die beim Zerfall von Vektormesonen entstehen. Ein solches Vektormeson ist zum Beispiel das J/Ψ -Meson. Diese Teilchen bestehen aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark (Quarkonium-Zustand $c\bar{c}$) und entstehen aufgrund der relativ hohen Masse der Charm-Quarks nur in den ersten, heftigen Stößen der Reaktion. Dann entweichen sie der Reaktionszone und zerfallen in ein Leptonen-Paar (Dilepton), welches im Detektor nachgewiesen wird. Besteht nun eine Plasma-Phase, in der Quarks und Gluonen frei vorkommen, können diese freien Farbladungen den gebundenen Charm-Anticharm-Zustand auflösen. Aufgrund der Vielzahl von Teilchen gehen die Charm-Quarks dann Bindungen mit anderen Quarks ein, und die Wahrscheinlichkeit, daß sie sich wieder zum J/Ψ zusammenfinden, ist sehr gering. Man erwartet also bei einer Reaktion mit Plasma-Phase eine Reduktion in der Produktion von J/Ψ -Mesonen im Vergleich zu einer Reaktion ohne Plasma. Man spricht daher von J/Ψ -Unterdrückung.

Die Energiespektren der Dileptonen zeigen bei bestimmten Energien gewisse Überhöhungen, die auf Teilchen zurückzuführen sind, die in diese Dileptonen zerfallen sind. Man spricht dabei von Resonanzen. Die Energie, bei der eine Resonanz

auftritt, entspricht der Masse des zerfallenen Teilchens. Neben dem J/Ψ gibt es noch andere, leichtere Vektormesonen, die in der Reaktionszone entstehen können, zum Beispiel das ρ -Meson. Nun könnte im QGP die Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie, die ja geringere oder gar verschwindende Quarkmassen erfordert, zu einer Veränderung in den Massen der produzierten Vektormesonen führen. Geringere Quark-Massen bedeuten auch geringere Schwellen für die Produktion von Quark-Antiquark-Paaren. Man könnte im QGP also eine im Vergleich zu Reaktionen ohne Plasma erhöhte Produktion der leichten Vektormesonen wie das ρ beobachten. Gelänge es gar, Dileptonen von Vektormesonen nachzuweisen, die noch *im* Plasma zerfallen sind, sollten deren Resonanzen zu geringeren Massen verschoben sein.

Abbildung 1.1 illustriert den Aufbau des ALICE-Experimentes. Es besteht aus zwei Teilen: Im L3-Magnet des LHC ist der Zentrale Detektor installiert. Darin sind die Detektor-Module zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet. Die Akzeptanz erstreckt sich über das Rapiditätsintervall $|\eta| < 0.9$ entsprechend $-45^\circ < \theta < 45^\circ$. Im Zentralen Detektor herrscht ein relativ schwaches homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse (zwischen 0.2 und 0.5 Tesla). Ganz innen befindet sich das Inner Tracking System (ITS). Es besteht aus 6 zylindersymmetrischen Ebenen von Silizium-Detektoren zur Bestimmung des Vertex-Punktes und des Energieverlustes von Teilchen mittlerer Impulse sowie zur Bestimmung der Multiplizität. Daran schließt sich eine Time Projection Chamber (TPC) an, die zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung von Teilchen dient. Zusammen mit den Modulen zur Flugzeitmessung (Time Of Flight, TOF) lassen sich Elektronen bis zu Impulsen von etwa 2.5 GeV identifizieren. Bei mittlerer Rapidität befindet sich daher noch ein Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH) zur Identifizierung von Teilchen mit höheren Impulsen (High Momentum Particle Identification, HMPID). Außerdem gibt es noch ein Photonen-Spektrometer (PHOS). Es handelt sich dabei um ein aus PbWO_4 -Kristallen bestehendes elektromagnetisches Kalorimeter zur Untersuchung von Photonen, die Rückschlüsse auf die Thermodynamik des Reaktionssystems erlauben. Der andere Detektorteil ist der Myon-Arm, der zur Untersuchung von Dileptonen bei großen Rapiditäten dient.

Bei diesem Aufbau fehlt in ALICE ein System zur Identifizierung von Elektronen mit großen Impulsen (auf einem Untergrund von etwa 10000 mal mehr Pionen als Elektronen) über ein Rapiditätsintervall, das der gesamten Akzeptanz des Zentralen Detektors entspricht. Genau dies können Übergangsstrahlungsdetektoren (*Transition Radiation Detectors*, *TRDs*) leisten. Es ist daher vorgesehen, TRD-Module in 6 zylindersymmetrischen Ebenen zwischen der TPC und der TOF zu installieren. Weiterhin können die TRDs mit dem vorgeschlagenen Design [24] auch zur schnellen Spurrekonstruktion eingesetzt werden, was ein Online-Triggersystem auf Elektronen mit großen Impulsen ermöglicht.

Der Einsatz von TRDs in ALICE bereichert das Experiment daher durch vielfältige Möglichkeiten zur Untersuchung der Dileptonen-Physik, die viele spannende Hinweise bei der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma verspricht.

1.3 Zielsetzung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Konstruktion eines Prototypen des ALICE-TRD und der Durchführung einer Teststrahlzeit mitgearbeitet, die im Juni 1999 bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt wurde. Außerdem wurde die Simulation des Detektors im Experiment durch das Simulationspaket AliROOT vorangetrieben. Schwerpunkt war dabei die Umsetzung der simulierten Daten in Signale, die zur Spurrekonstruktion verwendet werden können.

Die Arbeit besteht aus drei Abschnitten. Zunächst wird in Kapitel 2 die Physik der Übergangsstrahlung dargestellt, und es wird auf spezielle Konstruktionsmerkmale von Übergangsstrahlungsdetektoren eingegangen. Im zweiten Teil folgt eine Beschreibung des TRD-Prototypen (Kapitel 3) und die Durchführung der Teststrahlzeit (Kapitel 4). Der dritte Teil (Kapitel 5) beschäftigt sich mit der Simulation des TRD in ALICE und der Rekonstruktion von Teilchenspuren.

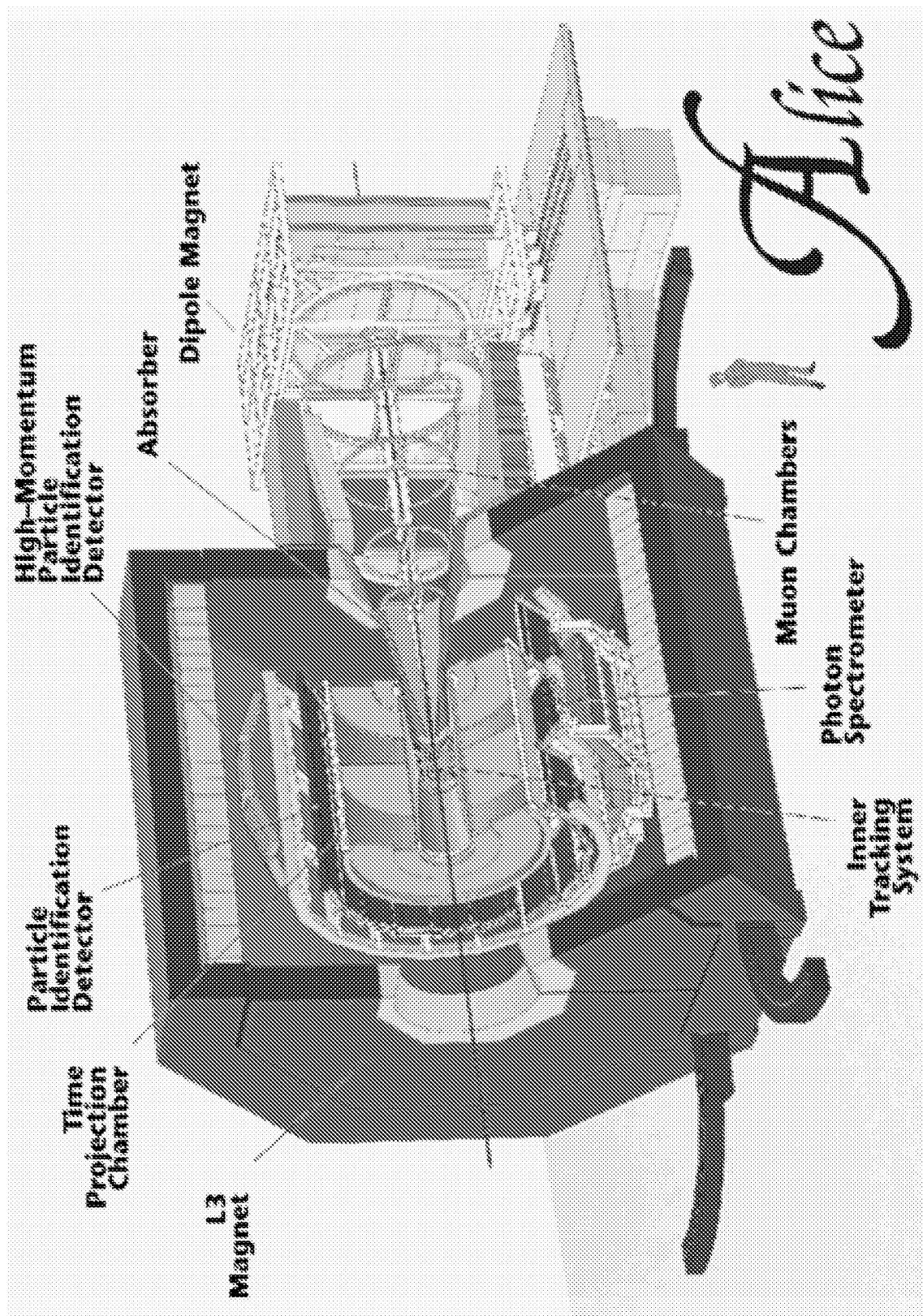


Abbildung 1.1: Aufbau des ALICE-Experiments

2. Übergangsstrahlung und Nachweismethoden

Das Phänomen *Übergangsstrahlung* (*Transition Radiation, TR*) wurde erstmals 1946 für den optischen Bereich von Ginzburg und Frank [15] vorhergesagt. Einige Jahre später wurde von Garibian [14] gezeigt, daß Übergangsstrahlung auch im Röntgenbereich emittiert werden kann. Das ermöglichte die Konstruktion von *Übergangsstrahlungsdetektoren* (*Transition Radiation Detector, TRD*), da die Röntgenphotonen anders als die Übergangsstrahlung im optischen Bereich nicht bereits im Radiator selbst wieder absorbiert werden, sondern separat nachgewiesen werden können.

Man kann Übergangsstrahlung analog zur Bremsstrahlung betrachten: Dort hat man in einem Medium mit konstanten dielektrischen Eigenschaften ein Teilchen, das seine Geschwindigkeit rapide ändert. Übergangsstrahlung dagegen entsteht, wenn sich ein Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit durch ein Medium mit schnell wechselndem Brechungsindex bewegt, etwa an Diskontinuitäten im Medium oder an einer Grenzfläche beim Übergang von einem Medium ins andere. Die lorentztransformierten Felder in beiden Medien zeigen dabei eine Diskontinuität proportional zur Differenz der jeweiligen Brechungsindizes. Die Übergangsstrahlung entspricht genau einem solchen zusätzlichen Feld, das diese Diskontinuität kompensiert.

Die Photonenausbeute hängt dabei von der Geschwindigkeit des erzeugenden Teilchens ab, welche den relativistischen Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der Energie und der Geschwindigkeit eines Teilchens mit $\gamma = E/mc^2$ erlaubt somit entweder die Bestimmung der Energie des Teilchens mit bekannter Masse oder die Bestimmung der Masse des Teilchens mit bekannter Energie. Durch spezielle Konstruktionsmerkmale können Übergangsstrahlungsdetektoren auch zur Unterscheidung von Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlicher Masse (und damit verschiedenem γ) eingesetzt werden.

In diesem Kapitel werde ich auf die physikalische Natur der Übergangsstrah-

lung eingehen. Angefangen von der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie werde ich zeigen, wie sich Formeln entwickeln lassen, die für die Konstruktion von Übergangsstrahlungsdetektoren wichtige Zusammenhänge zwischen verschiedenen Parametern liefern. Weiter werde ich beschreiben, wie Driftkammern zum Nachweis der Übergangsstrahlung eingesetzt werden können und damit eine Teilchenidentifikation durchgeführt wird. Die Beschreibung eines konkreten Aufbaus folgt dann in Kapitel 4, in dem die Teststrahlzeit mit einem Prototypen eines Übergangsstrahlungsdetektors für das ALICE-Experiment beschrieben wird.

2.1 Theorie der Übergangsstrahlung

2.1.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Ein geladenes Teilchen, das sich durch Materie bewegt, verliert Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Atomen des Mediums. Meistens erfahren diese Atome durch Austausch von Photonen mit dem geladenen Teilchen Anregung oder Ionisation. Der Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [18]:

$$\frac{dE}{dx} = -Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)I} - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

Der Faktor K ist dabei ein Produkt aus Naturkonstanten, z die Ladung des sich bewegenden Teilchens (in elementaren Einheiten), Z die Ordnungszahl des umgebenden Materials mit Atomgewicht A und mittlerer Ionisierungsenergie I . m_e ist die Elektronenmasse. Der Energieverlust dE/dx ist unabhängig von der Masse des ionisierenden Teilchens. Entscheidend ist dagegen für alle Teilchen ihre Geschwindigkeit. Der Energieverlust als Funktion der Geschwindigkeit ist dabei charakterisiert durch

- den Abfall $\sim 1/\gamma^2$ bei kleinen Geschwindigkeiten,
- einem Minimum bei $\gamma \approx 4$,
- und den relativistischen Anstieg bei höheren Impulsen bis zum *Fermi-Plateau*.

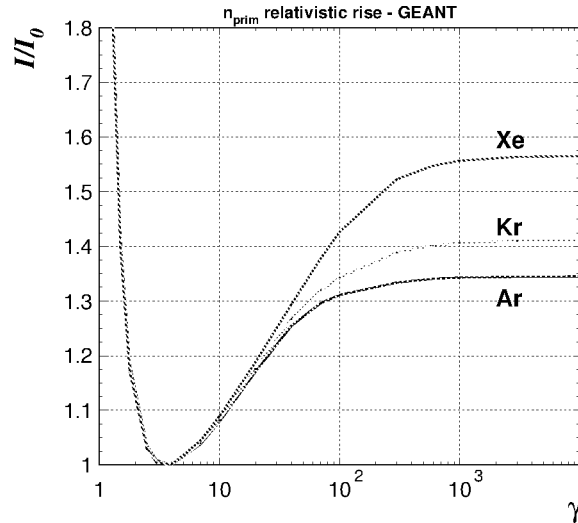


Abbildung 2.1: Der Energieverlust geladener Teilchen beim Durchqueren eines Gasvolumens. Gezeigt ist das Verhältnis des geschwindigkeitsabhängigen Energieverlustes zu dem im Minimum für verschiedene Gase. Je höher das Verhältnis aus Energieverlust im Fermi-Plateau und Energieverlust im Minimum ist, um so genauer kann durch den gesamten Energieverlust auf die Geschwindigkeit des Teilchens geschlossen werden. Im Bereich des Plateaus ist keine Geschwindigkeitsbestimmung mehr möglich.

In Abbildung 2.1 ist dieses Verhalten für verschiedene Gase illustriert.

Bei sehr hohen (relativistischen) Geschwindigkeiten nähert sich der Energieverlust asymptotisch einem maximalen Wert an, so daß dann auch bei verschiedenen γ der Energieverlust kaum mehr zu unterscheiden ist. In diesem Bereich kann daher der Energieverlust durch Ionisation nicht mehr zur Geschwindigkeitsbestimmung eingesetzt werden. Das Verhältnis des asymptotischen Maximums im Vergleich zum Minimum liegt bei Gasen unter Normaldruck etwa bei 1.5, bei dichteren Medien kann es auch auf einige Prozent (Festkörper) reduziert sein. Daher werden bei der Geschwindigkeitsbestimmung durch dE/dx vorwiegend Gasdetektoren verwendet.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen lassen sich Hadronen und Elektronen bei Impulsen von 1–30 GeV durch Betrachtung des gesamten Energieverlustes unterscheiden. Hadronen befinden sich im Minimum (und werden daher *minimal ionisierende Teilchen (MIPs)* genannt), Elektronen dagegen im Fermi-Plateau. Hochrelativistische Elektronen haben somit bei gleichem Impuls einen um etwa 50% höheren Energieverlust [19].

2.1.2 Čerenkov- und Übergangsstrahlung

Bei der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie kann es neben der Anregung und Ionisation durch Austausch virtueller Photonen auch zur Emission reeller Photonen kommen. Dazu betrachte man ein geladenes Teilchen der Masse m , das sich mit einer Geschwindigkeit $\vec{v} = \beta \vec{c}$ durch ein Medium mit Brechungsindex n und der komplexen Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 \quad \text{und} \quad \epsilon_1^2 = n^2$$

bewegt.

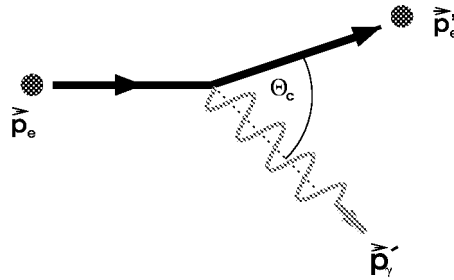


Abbildung 2.2: Emission eines Photons bei elektromagnetischer Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit Materie

Durch elektromagnetische Wechselwirkung entstehe ein Photon mit der Energie $E_\gamma = \hbar\omega$ und Impuls $\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}$. Die Impulsbilanz liefert unter Annahme kleiner Photonenenergien $\hbar\omega \ll \gamma m_e c^2$ für die Frequenz des Photons:

$$\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = v \cdot k \cdot \cos \Theta_c$$

Zusammen mit der Dispersionsrelation $\omega = kc$ erhält man

$$\begin{aligned} \omega &= vk \cos \Theta_c = kc \\ \Rightarrow \frac{v}{c} \cos \Theta_c &= 1 \end{aligned}$$

Berücksichtigt man noch, daß im Medium die Lichtgeschwindigkeit kleiner als c ist ($c \rightarrow c_m = c/\sqrt{\epsilon}$), so hat man für den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit des Teilchens v , dem Emissionswinkel des Photons Θ_c und den dielektrischen

Eigenschaften des Mediums

$$\sqrt{\epsilon} \frac{v}{c} \cos \Theta_c = 1 \quad (2.2)$$

Im Folgenden lassen sich jeweils zwei Fälle unterscheiden, die entweder zur Emission von reellen oder virtuellen Photonen führen. Die Unterscheidung kann man entweder nach den Photonenenergien oder nach der transversalen Reichweite der emittierten Photonen vornehmen.

Unterscheidung nach Photonenenergien

Es können je nach Photonenenergien folgende Fälle auftreten:

- **Optischer Bereich:** Bei Photonenenergien $\hbar\omega < 2 \text{ eV}$ ist $\epsilon > 1$ (und $\epsilon_2 = 0$). Es kann reelle Winkel Θ_c geben, wenn die Bedingung

$$v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

erfüllt ist. Das ist genau die Bedingung für den *Čerenkov-Effekt*. Ist die Teilchengeschwindigkeit also größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, können reelle Čerenkov-Photonen emittiert werden.

- **Absorptionsbereich** ($2 \text{ eV} < \hbar\omega < 5 \text{ keV}$): Bei höheren Photonenenergien treten im Material Verschiebungsströme auf, so daß ϵ komplex wird:

$$\epsilon_1 < 1 \quad ; \quad \epsilon_2 > 0$$

Es werden *virtuelle* Photonen ausgetauscht, daher kommt es zu Ionisation und Anregung der Atome des Mediums. Bei noch größeren Photonenenergien wird das Medium wieder für die Strahlung transparent:

$$\epsilon_1 < 1 \quad ; \quad \epsilon_2 \ll 1$$

Dieser Bereich bei Frequenzen etwa 30% oberhalb der K-Stufe wird *Röntgenbereich* genannt. Im Unterschied zum optischen Bereich ist ϵ aber kleiner als 1, wodurch die Čerenkov-Schwelle oberhalb der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum liegt. Reelle Čerenkov-Photonen können daher allenfalls an Diskontinuitäten im Medium auftauchen, an denen sich ϵ rapide ändert, etwa an einer Grenzfläche zu einem anderen Medium: es kann Übergangsstrahlung entstehen.

Unterscheidung nach der transversalen Reichweite

Statt von reellen und virtuellen Photonen zu sprechen, kann man allgemein von der Emission einer elektromagnetischen Welle sprechen, deren Reichweite in transversaler Richtung die reelle oder virtuelle Natur der Strahlung widerspiegelt. Dazu betrachte man den vereinfachten Fall, in dem das Koordinatensystem so gewählt ist, daß sich das geladene Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = (0, 0, v)$ bewegt; also entlang der „z-Achse“. Dieser Fall entspricht der Darstellung in [18]. Mit $\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = vk_z$ und der Dispersionsrelation $\omega^2 = k^2 c^2 / \epsilon$ gilt für die Komponenten des Wellenvektors des emittierten Photons:

$$\begin{aligned} k^2 &= k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \\ \Rightarrow k_y^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k_z^2 \\ k_z &\stackrel{\omega}{=} \frac{v}{v} \frac{\omega^2}{v^2} \left\{ \frac{v^2}{c^2} \epsilon - 1 \right\} \\ \Rightarrow k_y &= \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{v^2}{c^2} \epsilon - 1} \end{aligned}$$

Ausgedrückt mit den dielektrischen Eigenschaften des Mediums

$$c_m = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad ; \quad \beta' = \frac{v}{c_m} \quad ; \quad \gamma' = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta'^2}}$$

gilt für die transversale Komponente des emittierten Photons:

$$k_y = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta'^2 - 1} \quad (2.3)$$

Die zu unterscheidenden Fälle sind hier:

- Bei $\beta' > 1$ ($v > c_m$) ist die Wurzel reell, und man hat in transversaler Richtung eine reelle Welle: Čerenkov-Strahlung.
- Für $\beta' < 1$ ist die Teilchengeschwindigkeit kleiner als die Phasengeschwindigkeit im Medium, in transversaler Richtung ist die elektromagnetische Welle exponentiell gedämpft:

$$\begin{aligned} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} &= e^{-i \frac{\omega}{v} (x - vt)} e^{-\frac{y}{y_0}} \\ \text{mit } y_0 &= \frac{v}{\omega} \left(1 - \frac{v^2}{\omega^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Ein solches virtuelles Photon hat im Medium nur eine sehr begrenzte Reichweite, kann aber im Austausch mit den umgebenden Atomen zu Anregung und Ionisation führen¹.

Ausgedrückt in dimensionslosen Größen $\gamma' = (1 - \beta'^2)^{-1/2}$ und $\lambda_0 = c_m/\omega$ sieht man, daß die Reichweite der transversalen Komponente linear mit γ' anwächst:

$$y_0 = \lambda_0 \beta' \gamma' \quad (2.4)$$

Dieser Zusammenhang führt letztlich zu dem relativistischen Anstieg im Energieverlust geladener Teilchen in Materie (vergleiche (2.1)).

Drückt man (2.4) mit den auf das Vakuum bezogenen dimensionslosen Parametern $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ aus, so hat man:

$$y_0 = \lambda_0 \beta \left\{ \frac{1}{\gamma^2} + (1 - \epsilon) \beta^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_0 \beta}{\sqrt{1 - \epsilon \beta^2}} \quad (2.5)$$

Dieser Ausdruck beschreibt die Reichweite der transversalen Komponente eines Photons, das bei der elektromagnetischen Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit Geschwindigkeit $v = \beta c$ mit der umgebenden Materie mit der Dielektrizitätskonstante ϵ emittiert wird.

Mit (2.5) kann für die dielektrischen Eigenschaften des Mediums wiederum eine Unterscheidung nach Photonenenergien vorgenommen werden:

- Wenn die Frequenz des emittierten Photons im optischen Bereich liegt, ist $\epsilon > 1$. Mit zunehmender Geschwindigkeit des Teilchens gibt es dann bei $\beta > 1/\sqrt{\epsilon}$ Čerenkov-Strahlung: y_0 wird komplex, und man hat in transversaler Richtung eine reelle elektromagnetische Welle.
- Für Frequenzen oberhalb der Ionisationsschwelle ist $\epsilon < 1$. Die transversale Reichweite y_0 wächst mit der Geschwindigkeit des Teilchens β an. Für noch

¹Durchquert ein geladenes Teilchen eine sehr dünne Materieschicht, können Beugungseffekte zum Auftreten von reeller Übergangsstrahlung im optischen Bereich führen, selbst wenn die Welle exponentiell gedämpft ist (vergleiche (2.7)). Man kann dazu analog den Fall der frustrierten Totalreflexion betrachten: eine total reflektierte Lichtwelle ist hinter der Reflexionsebene ebenfalls exponentiell gedämpft. Handelt es sich bei dem reflektierenden Material um eine sehr dünne Schicht, kann trotz Totalreflexion hinter der Schicht wieder Strahlung beobachtet werden.

größere Frequenzen bildet sich ein Plateau heraus, das für $\beta \rightarrow 1$ (und $\gamma \rightarrow \infty$) gegen einen maximalen Wert y_0^{max} geht:

$$y_0^{max} = \lambda_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon}}$$

Die Emission reeller Photonen ist nicht mehr möglich, es können unterhalb der Schwelle Čerenkov-Photonen allenfalls an Diskontinuitäten im Medium oder an Grenzflächen auftreten: Übergangsstrahlung.

Das Plateau in der Reichweite der transversalen Komponente des emittierten Photons spiegelt sich auch in der Sättigung des Energieverlustes nach der Bethe-Bloch-Formel (2.1) wider. Zwar hängt das Erreichen dieses Plateaus von der Frequenz des emittierten Photons ab ($\epsilon = \epsilon(\omega)$), dennoch zeigt jede Summation über mehrere Frequenzen (in realen Detektoren) dieselbe Tendenz. Bei sehr hohen Werten von $\beta\gamma \sim 1/\sqrt{1 - \epsilon}$ ist daher eine Unterscheidung von Teilchen mit verschiedenen Geschwindigkeiten durch Unterscheidung des Energieverlustes dE/dx nicht mehr möglich.

2.1.3 Photo-Absorptions-Ionisationsmodell

Ein allgemeinerer Ansatz zur Untersuchung des Energieverlustes bei der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie ist die Lösung der Maxwell-Gleichungen in einem Medium mit gegebener Ladungs- und Stromdichte. Dieser Ansatz führt zum Photo-Absorptions-Ionisationsmodell [1], in dem auch Čerenkov- und Übergangsstrahlung als mögliche Formen des Energieverlustes dE/dx enthalten sind. In Anhang A.1 sind die wichtigsten Schritte dieser Vorgehensweise skizziert.

Man betrachte nun den Fall, daß ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = \beta c$ eine Schicht der Dicke L (Folie) eines Dielektrikums durchquert; vor und nach dem Dielektrikum sei Vakuum.

Ausgehend vom differentiellen Photonenfluß (Gleichung A.5) und der Emission eines Photons unter einem Winkel nach (2.2) läßt sich der Fluß wie folgt formulieren:

$$\frac{d^2 n}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{2\pi c} \sin^2 \Theta \delta \left(\cos \Theta - \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon}} \right) L \quad (2.6)$$

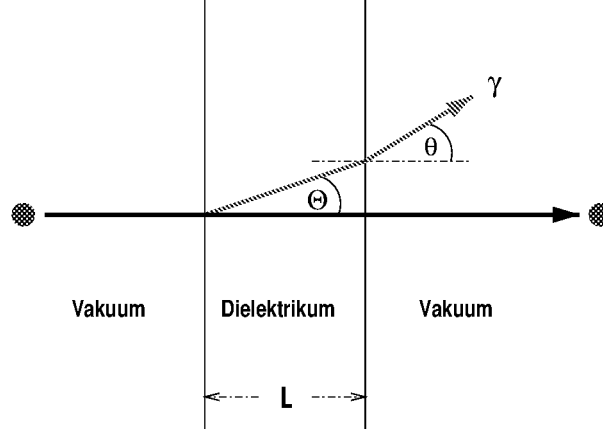


Abbildung 2.3: Übergangsstrahlung bei Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine dünne Materieschicht

Die δ -Funktion drückt den in (2.2) formulierten Zusammenhang aus. Für kleine L kann man die δ -Funktion durch eine Funktion ersetzen, welche die Fraunhofer-Beugung am Einfachspalt beschreibt:

$$\delta\left(\cos\Theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon}}\right) \rightarrow \frac{L}{\lambda} \frac{\sin^2(\Phi/2)}{(\Phi/2)^2} \quad (2.7)$$

wobei λ die Wellenlänge im Dielektrikum ist und $\Phi(\Theta)$ die Phasendifferenz zwischen dem am Anfang und dem am Ende des Dielektrikums emittierten Lichts:

$$\Phi(\Theta) = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(\cos\Theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon}} \right)$$

Bei sehr kleinen L können „Beugungseffekte“ so ausgeprägt sein, daß Strahlung auftritt, selbst wenn Θ nicht physikalisch ist, das heißt wenn die emittierte Welle exponentiell gedämpft verläuft. So kann bei ω im optischen Bereich Übergangsstrahlung bei großen Winkeln und moderaten Geschwindigkeiten (unterhalb der Čerenkov-Schwelle) beobachtet werden. Allerdings ist diese Form von Übergangsstrahlung für Detektoren kaum nutzbar, da sie vom umgebenden Material (meist schon im Radiator) gleich wieder absorbiert wird. Interessanter dagegen ist die Emission von Übergangsstrahlung im Röntgenbereich für große γ und kleine Winkel in der Größenordnung $1/\gamma$. In diesem Fall ist ϵ dicht bei 1 und kann durch

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \xi^2 \quad (2.8)$$

approximiert werden. ω_p ist dabei die Plasma-Frequenz² des jeweiligen Mediums. Bei diesen hohen Frequenzen $\omega = \mathcal{O}(\gamma\omega_p)$ kann das Medium als Elektronengas betrachtet werden. Nach Ersetzen der δ -Funktion wie in (2.7) und Substitution von $\lambda = 2\pi c/\omega\sqrt{\epsilon}$ erhält man aus (2.6):

$$\frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha\sqrt{\epsilon}}{\pi^2\omega} \sin^2 \Theta \frac{\sin^2 \left\{ \frac{\omega L}{2c} \left(\sqrt{\epsilon} \cos \Theta - \frac{1}{\beta} \right) \right\}}{\left(\sqrt{\epsilon} \cos \Theta - \frac{1}{\beta} \right)^2}$$

Da die Strahlung nicht in der Folie selbst, sondern außerhalb (Vakuum) betrachtet wird, ist der beobachtete Winkel nicht Θ sondern θ , also ist $\sin \theta = \sqrt{\epsilon} \cos \Theta$ zu ersetzen:

$$\frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \sin^2 \theta \frac{\sin^2 \left\{ \frac{\omega L}{2c} \left(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \frac{1}{\beta} \right) \right\}}{\left(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \frac{1}{\beta} \right)^2}$$

Bei strenger Berücksichtigung des Superpositionsprinzips muß der Radiator als Ersatz eines „Stück Vakuums“ durch ein „Stück Folie“ gesehen werden, wodurch das Vakuum-Strahlungsfeld in dem Bereich der Folie „wegfällt“. Die Amplitude dieses Korrekturbeitrages ist von derselben Größe (mit $\epsilon = 1$) wie die des Radiator-Feldes, allerdings mit entgegengesetzter Phase. Der den Phasenunterschied zwischen Anfang und Ende der Folie beschreibende $\sin^2 \theta$ -Term ist beiden gemeinsam, so daß der korrigierte Ausdruck für den (doppelt) differentiellen Photonenfluß lautet:

$$\begin{aligned} \frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = & \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \sin^2 \theta \sin^2 \left\{ \frac{\omega L}{2c} \left(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \frac{1}{\beta} \right) \right\} \\ & \cdot \left\{ \frac{1}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \frac{1}{\beta}} - \frac{1}{\cos \theta - \frac{1}{\beta}} \right\}^2 \end{aligned}$$

Der zweite Term trägt immer mehr zum Fluß bei, wenn β gegen 1 geht und die Winkel θ immer kleiner werden, wenn also Übergangsstrahlung im Röntgenbereich emittiert wird. Bei sehr kleinen Winkeln und $\beta \approx 1$ hat man dann

$$\begin{aligned} \frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = & \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \theta^2 4 \sin^2 \left\{ \frac{\omega L}{4c} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \theta^2 + \frac{1}{\gamma^2} \right) \right\} \\ & \cdot \left\{ \frac{1}{\omega_p^2/\omega^2 + \theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} \right\}^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

²zur Plasmafrequenz siehe Anhang A.2

Diese Formel beschreibt den differentiellen Photonenfluß bei der Emission von Übergangsstrahlung an einer dünnen Folie im Vakuum. Dabei berücksichtigt der $4\sin^2(\dots)$ -Term Interferenzeffekte zwischen der an den beiden Grenzflächen emittierten Strahlung. Ohne diese Interferenzeffekte (also bei nur einer Grenzfläche) gilt für den Fluß allgemein beim Übergang von einem Mediums 1 ($\epsilon_1 = 1 - \xi_1$) in ein Medium 2 ($\epsilon_2 = 1 - \xi_2$):

$$\frac{d^2n}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \left\{ \frac{\theta}{\xi_1^2 + \theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{\theta}{\xi_2^2 + \theta^2 + \gamma^{-2}} \right\}^2 \quad (2.10)$$

Diese Gleichung ist Ausgangspunkt für Untersuchungen von Übergangsstrahlung an verschiedenen Anordnungen von Grenzflächen, welche im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

2.1.4 Übergangsstrahlung an Grenzflächen

Ausgehend von Gleichung (2.10) sollen jetzt die Energiespektren der Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche, an zwei dicht benachbarten Grenzflächen mit jeweils wechselndem Medium (eine Folie) und für den Fall vieler aufeinander folgender Folien diskutiert werden.

Einzelne Grenzfläche

Nach Gleichung (2.10) gilt für das (doppelt) differentielle Energiespektrum von Übergangsstrahlung im Röntgenbereich, die entsteht, wenn ein geladenes Teilchen mit Lorentz-Faktor γ die Grenzfläche zweier dielektrischer Medien mit Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_1 = 1 - \xi_1$ und $\epsilon_2 = 1 - \xi_2$ durchquert:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single interface}} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left| \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right|^2 \quad (2.11)$$

Die Strahlung ist dabei in einem engen Bereich

$$\gamma^{-2} + \xi_1^2 < \theta^2 < \gamma^{-2} + \xi_2^2$$

konzentriert. Da ω sich in der Größenordnung $\gamma\omega_p$ bewegt, kann man auch

$$\xi_i^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = \mathcal{O}(\gamma^{-2})$$

annehmen, so daß der Emissionswinkel der Übergangsstrahlung bei großem γ (Röntgen-TR) fast ausschließlich in die Bewegungsrichtung des erzeugenden Teilchens gerichtet ist:

$$\theta \sim 1/\gamma \quad (2.12)$$

Das erlaubt die Integration über alle Raumwinkel und man erhält eine monoton fallende Funktion für das differentielle Energiespektrum:

$$\left(\frac{dW}{d\omega} \right)_{\text{single interface}} = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 + 2\gamma^{-2}}{\xi_1^2 - \xi_2^2} \ln \frac{\gamma^{-2} + \xi_1^2}{\gamma^{-2} + \xi_2^2} - 2 \right\} \quad (2.13)$$

Die mittlere Energie eines TR-Photons, welches entsteht, wenn ein Primärteilchen eine Grenzfläche Medium-Vakuum durchquert, erhält man durch Integration von (2.13) mit $\xi_2 = 0$:

$$W_{TR} = \frac{2}{3} \alpha \gamma \omega_{p1} \quad (2.14)$$

Daran erkennt man einige qualitative Eigenschaften von Röntgen-Übergangsstrahlung:

- Die mittlere Photon-Energie pro Grenzfläche liegt in der Größenordnung $\alpha = 1/137$. Daher sind in der Praxis viele Grenzflächen erforderlich, um eine genügende Anzahl TR-Photonen oberhalb einer bestimmten Frequenz zu erhalten.
- Wesentlich für den praktischen Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren zur Teilchenseparation ist die direkte Proportionalität zum Lorentz-Faktor γ . Elektronen und Hadronen bestimmter Energie unterscheiden sich in ihrem γ zum Teil um mehrere Größenordnungen, was sich auch in der mittleren Energie der abgestrahlten TR-Photonen widerspiegelt. Dieser Unterschied kann zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen herangezogen werden.

In Abbildung 2.4 ist das differentielle Energiespektrum aus Gleichung (2.13) gezeigt. Es lassen sich drei Regionen unterscheiden:

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \begin{cases} \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{\omega_{p1}}{\omega_{p2}} - 1 \right) & \text{für } \omega < \gamma\omega_{p2} \\ \frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{\gamma\omega_{p1}}{\omega} & \text{für } \gamma\omega_{p2} < \omega < \gamma\omega_{p1} \\ \frac{\alpha}{6\pi} \left(\frac{\gamma\omega_{p1}}{\omega} \right)^4 & \text{für } \gamma\omega_{p1} < \omega \end{cases} \quad (2.15)$$

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \begin{cases} \frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{\gamma\omega_{p1}}{\omega} & \text{für } \gamma\omega_{p2} < \omega < \gamma\omega_{p1} \\ \frac{\alpha}{6\pi} \left(\frac{\gamma\omega_{p1}}{\omega} \right)^4 & \text{für } \gamma\omega_{p1} < \omega \end{cases} \quad (2.16)$$

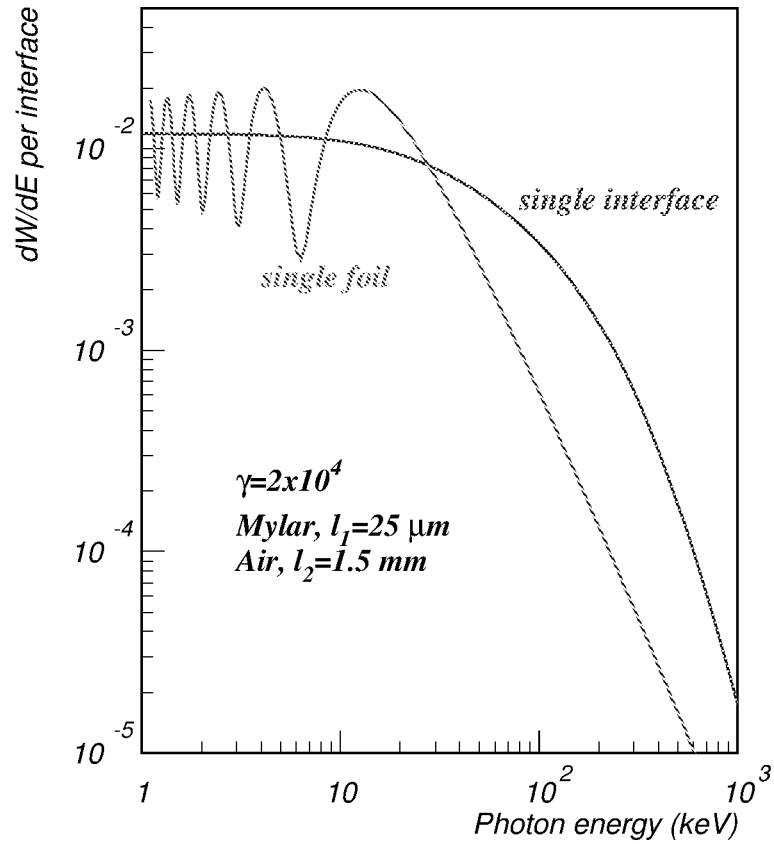


Abbildung 2.4: Das differentielle Energiespektrum von Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche und an einer Folie (zwei aufeinanderfolgende Grenzflächen). Im Falle einer Grenzfläche zeigt das Spektrum ein monoton fallendes Verhalten. Bei kleinen Frequenzen ist es nahezu konstant und fällt bei großen Frequenzen mit ω^{-4} ab. Das Spektrum einer Folie oszilliert durch auftretende Interferenzeffekte um das Spektrum einer Grenzfläche.

Für Frequenzen oberhalb einer Grenzfrequenz (*Cutoff*-Frequenz) $\gamma\omega_{p1}$ fällt die Strahlungsintensität rapide ab ($\sim \omega^{-4}$), siehe (2.17)). Um noch eine brauchbare TR-Photonen-Ausbeute zu erhalten, sollte daher

$$\omega < \omega_1^{\text{cutoff}} = \gamma\omega_{p1} \quad (2.18)$$

bleiben. Bei sehr kleinen Frequenzen (Gleichung (2.15)) ist die Intensität unabhängig von ω . Ein realer Detektor wird jedoch nicht dem oben erwähnten linearen Zusammenhang zwischen γ und der totalen Strahlungsintensität folgen, da er immer nur sensitiv auf ein bestimmtes Frequenzintervall sein kann. Dies entspricht (2.16), so daß ein realer Detektor ein logarithmisches Verhalten mit γ aufweisen und schließlich bei $\gamma > \omega/\omega_{p_2}$ in Sättigung gehen wird, sofern es sich bei dem umgebenden Medium 2 nicht um Vakuum handelt ($\omega_p^{\text{vak}} = 0$).

Zwei Grenzflächen: eine Folie

Durchquert ein geladenes Teilchen eine dünne Folie (Medium 1), welche sich in einem Medium 2 befindet, so wird Übergangsstrahlung an beiden Grenzflächen emittiert. Das differentielle Energiespektrum wird dabei beschrieben durch:

$$\left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single foil}} = 4 \sin^2 \frac{\Phi_1}{2} \cdot \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single interface}} \quad (2.19)$$

Für die Phasendifferenz Φ_1 in der Folie der Dicke d_1 gilt:

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \eta_1 d_1 \omega \quad ; \quad \eta_i = \gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_i^2 \quad (2.20)$$

Die an den beiden Grenzflächen auftretenden Interferenzeffekte führen also zu einer Modulation des Abstrahlverhaltens im Vergleich zu einer Grenzfläche (siehe Abbildung 2.4).

Formationszonen-Effekt

Man sieht, daß die Interferenzeffekte für sehr kleine Dicken d_1 zu einer starken Reduktion der TR-Ausbeute führen. Maßgeblich ist dabei eine Größe z_1 , die *Formationszone* (engl. *formation zone*) genannt wird:

$$z_1 = \frac{4}{\eta_1 \omega} \quad (2.21)$$

Die Formationszone kann als Strecke angesehen werden, um die sich das geladene Teilchen weiterbewegen muß, damit das elektromagnetische Feld nach der Grenzfläche wieder zu einem Gleichgewichtszustand zurückgefunden. Anschaulich gesprochen muß dazu der Abstand zwischen Teilchen und TR-Photon etwa der Wellenlänge des TR-Photons entsprechen.

Ebenso wie die Foliendicke nicht kleiner als die Formationszone werden darf, ist auch bei mehreren Folien ein Mindestabstand einzuhalten. Aufgrund dieses *Formationszonen-Effekts* sind bei der Konstruktion von Übergangsstrahlungsdetektoren bestimmte Mindestmaße für Foliendicke und -abstand zu berücksichtigen. Im wesentlichen bestimmt das Verhältnis aus Foliendicke und Formationszone die Modulation des Energiespektrums einer Folie:

$$\frac{\Phi_1}{2} = \frac{\eta_1 d_1 \omega}{4} \stackrel{(2.21)}{=} \frac{d_1}{z_1}$$

Gleichung (2.19) lautet damit:

$$\left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single foil}} = 4 \sin^2 \left(\frac{d_1}{z_1} \right) \cdot \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single interface}} \quad (2.22)$$

Für γ -Werte mit

$$\gamma > \gamma_1 = \frac{d_1 \omega_{p1}}{2} \quad (2.23)$$

ist die Cutoff-Frequenz nicht mehr durch (2.18), sondern durch den Formationszonen-Effekt in der Folie bestimmt, daher hat man allgemein eine brauchbare TR-Photonen-Ausbeute für

$$\omega < \omega_1^{\text{cutoff}} = \min(\gamma \omega_{p1}, \gamma_1 \omega_{p1}) \quad (2.24)$$

Bei der Wahl von Radiatormaterial und -abmessungen ist daher das zu erwartende TR-Energiespektrum zu berücksichtigen.

Viele Folien (foil stack)

Da im Falle *einer* Folie die Ausbeute an TR-Photonen recht gering ist ($\sim \alpha$, vergleiche (2.14)), müssen bei Anwendungen von Übergangsstrahlung viele Grenzflächen eingesetzt werden, etwa in Form von Schäumen, Geweben oder eben viele Folien hintereinander. Im letztgenannten Fall treten durch die sehr regelmäßige Struktur weitere Interferenzeffekte auf, die zu einem *Schwellenverhalten* führen, welches bewirkt, daß nur bei Teilchen mit einem γ oberhalb einer bestimmten Schwelle überhaupt Übergangsstrahlung gesehen wird. Diese Eigenschaft eignet sich daher besonders zum Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren zur Unterscheidung von

Teilchen mit gleichem Impuls, aber aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen sehr verschiedenem γ .

In [8] ist gezeigt, wie man durch lineare Superposition der Strahlungen von einzelnen Grenzflächen gemäß (2.11) einen Ausdruck für das differentielle Energiespektrum eines periodischen Radiators aus N Folien der Dicke d_1 im Abstand d_2 erhält:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{N \text{ foils}} &= \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single interface}} \cdot 4 \sin^2 \left(\frac{d_1}{z_1} \right) \frac{\sin^2 \left\{ N \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right) \right\}}{\sin^2 \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right)} \\ &= \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single foil}} \cdot \frac{\sin^2 \left\{ N \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right) \right\}}{\sin^2 \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

d_1 und d_2 sind dabei die Dicke der Folien bzw. ihr Abstand, z_1 und z_2 sind die Formationszonen jeweils in einer Folie bzw. im Medium zwischen den Folien. Man kann daran den bereits diskutierten Spezialfall für eine Folie ableiten. Bei $N = 1$ bleibt nur Gleichung (2.19).

Interessant ist es nun, die TR-Photonen-Ausbeute von zwei einzelnen Grenzflächen und einer Folie der Dicke d_1 zu vergleichen. Dazu nehme man einen Detektor mit einer Frequenzauflösung $\Delta\omega$ und einer Winkelauflösung $\Delta\theta$ an. Falls die Dicke der Folie die Formationszone weit überschreitet

$$d_1 \gg z_1(\theta, \omega)$$

oszilliert der Ausdruck $\sin^2(d_1/z_1)$ aufgrund seiner ω -Abhängigkeit schnell im Vergleich zum Ausdruck $dW/d\omega d\Omega$ einer Grenzfläche. Ist die Oszillation auch noch schnell im Vergleich zur Detektorauflösung, gilt für die entsprechenden Mittelwerte

$$\left\langle \frac{d^2 W_{\text{single foil}}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\Delta\theta, \Delta\omega} = \left\langle \frac{d^2 W_{\text{single interface}}}{d\omega d\Omega} \right\rangle_{\Delta\theta, \Delta\omega} \left\langle 4 \sin^2 \frac{d_1}{z_1} \right\rangle_{\Delta\theta, \Delta\omega}$$

Und mit

$$\left\langle \sin^2 \frac{d_1}{z_1} \right\rangle_{\Delta\theta, \Delta\omega} \approx \frac{1}{2}$$

hat man bei einer Folie die doppelte Ausbeute wie bei einer einzelnen Grenzfläche. Im Falle eines Folien-Stapels führen ähnliche Überlegungen [8] unter der Voraussetzung,

daß der Folienabstand die formation-zone des Zwischenmediums überschreitet ($d_2 > z_2(\theta, \omega)$), zu

$$\left\langle \frac{\sin^2 \left\{ N \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right) \right\}}{\sin^2 \left(\frac{d_1}{z_1} + \frac{d_2}{z_2} \right)} \right\rangle_{\Delta\theta, \Delta\omega} \approx N$$

also einer N -fachen Photonenausbeute bei N Folien gegenüber einer einzelnen Folie. Für $d_2 < z_2$ ist diese Näherung nicht anwendbar, und im Grenzfall $d_2 \rightarrow 0$ erhält man einen Ausdruck für eine Folie der Dicke Nd_1 .

Die Integration von (2.25) ergibt einen Ausdruck (siehe [8]), der folgende qualitative Eigenschaften erkennen läßt:

- Das Energiespektrum eines Folien-Stapels oszilliert um das Spektrum einer einzelnen Grenzfläche.
- Bei höheren Energien $\gamma > 10^4$ wächst die Ausbeute an hohen Frequenzen nicht genauso stark wie im Falle einer einzelnen Grenzfläche, so daß der von Gleichung (2.14) vorhergesagte lineare Zusammenhang zwischen der totalen Photonenausbeute und Lorentz-Faktor des Teilchens nicht gegeben bleibt. Dieser Effekt setzt ein, wenn die größte zu einem Oszillations-Maximum beitragende Frequenz in die Größenordnung der Cutoff-Frequenz kommt. Dadurch wird eine *Sättigungsenergie* definiert:

$$\gamma_s = \frac{1}{4\pi} \left[(d_1 + d_2)\omega_{p_1} + \frac{1}{\omega_{p_1}} (d_1\omega_{p_1}^2 + d_2\omega_{p_2}^2) \right] \quad (2.26)$$

Das Auftreten einer Sättigungsenergie bei periodischen Radiatoren erzeugt das bereits erwähnte Schwellenverhalten, welches zur Teilchenunterscheidung genutzt werden kann. Teilchen mit kleinem γ führen nach (2.24) zu einer geringen Sättigungsenergie, so daß die durch sie erzeugte Ausbeute an „harter“ Strahlung (Röntgenphotonen) im Vergleich zu Teilchen mit sehr großem γ stark unterdrückt ist.

Absorption im Radiator

Beim Übergang von einer Folie zu vielen Folien treten zwei weitere zu berücksichtigende Effekte auf. Zum einen die bereits erwähnten zusätzlichen Interferenzeffekte

durch die regelmäßige Anordnung vieler Grenzflächen, und zum anderen Absorption von Photonen im Radiator. Unter Beachtung beider Effekte erhält man für den Interferenzfaktor im Vergleich zum Fall einer Folie [3]:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{N \text{ foils}} = \left| \frac{1 - C^N}{1 - C} \right|^2 \left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single foil}} \quad (2.27)$$

wobei in der komplexen Größe C sowohl Interferenz- als auch Absorptionseffekte enthalten sind:

$$\begin{aligned} C &= e^{i\phi_1 + i\phi_2 - \frac{1}{2}\sigma_1 - \frac{1}{2}\sigma_2} \\ &= e^{i\phi - \frac{1}{2}\sigma} \end{aligned}$$

Die Winkelabhängigkeit im Abstrahlverhalten wird durch die Phasenunterschiede ϕ berücksichtigt, der Absorptionsfaktor σ ergibt sich aus Absorptionskoeffizient μ , Dicke d und Dichte ρ des Radiatormaterials:

$$\sigma_i = (\mu\rho d)_i$$

Über den Mittelwert des Interferenzfaktors aus (2.27) kann man eine „effektive Zahl von Folien“ definieren:

$$N_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-N\sigma}}{1 - e^{-\sigma}}$$

Für unendlich viele Folien gibt es aufgrund der Absorption wiederum ein Sättigungsverhalten in der Photonenausbeute:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} N_{\text{eff}} = \frac{1}{1 - e^{-\sigma}}$$

Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit für die Emission von TR-Photonen an einer Grenzfläche (vergleiche (2.14)) sollten für eine hohe Ausbeute möglichst viele Grenzflächen eingesetzt werden. Der Formationszonen-Effekt erfordert gewisse Minstdicken und -abstände der Folien. Mehr Folien und dickere Folien bewirken aber wiederum mehr Absorption. Es gilt also einen geeigneten Kompromiß zwischen Foliendicke und -anzahl zu finden, um eine zufriedenstellende effektive Ausbeute zu erhalten.

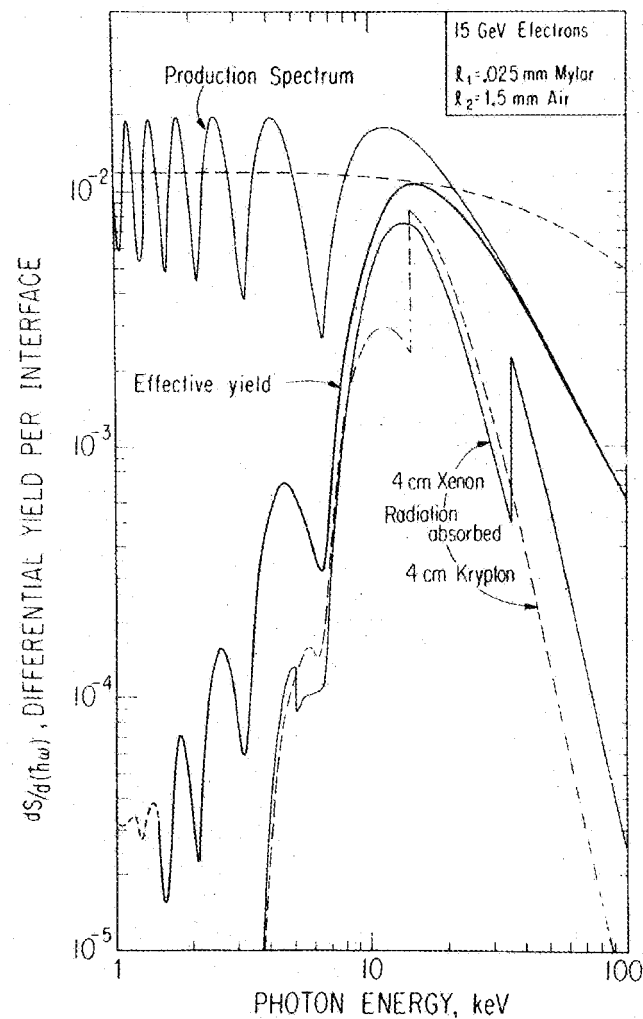


Abbildung 2.5: Vergleich der produzierten und der effektiven Ausbeute von TR-Photonen nach Berücksichtigung von Absorption im Radiator. Durch bevorzugte Absorption geringer Frequenzen wird das effektive Spektrum härter im Vergleich zum produzierten. Die größte effektive Ausbeute hat man im Bereich des letzten Oszillationsmaximums. (aus [8])

Abbildung 2.5 zeigt das effektive Energiespektrum im Vergleich zu dem der produzierten TR-Photonen. Durch die bevorzugte Absorption von Photonen geringer Frequenzen wird das effektive Spektrum im Vergleich zum produzierten Spektrum härter. Der sensitive Bereich eines Detektors zum Nachweis von Übergangstrahlungsphotonen sollte daher an die Frequenzen des letzten Oszillationsmaximums angepaßt sein.

2.1.5 Formalismus in dimensionslosen Variablen

Bei der Untersuchung der Eigenschaften von Übergangsstrahlung werden gerne dimensionslose Variablen eingeführt:

$$\Gamma = \frac{\gamma}{\gamma_1} \quad ; \quad \nu = \frac{\omega}{\omega_1}$$

mit $\gamma_1 = d_1 \omega_{p_1}/2$ wie in (2.23) und $\omega_1 = \gamma_1 \omega_{p_1}$. Dann läßt sich das differentielle Energiespektrum einer Folie durch eine Funktion von ν und Γ ausdrücken:

$$\left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{single foil}} = \frac{2\alpha}{\pi} G(\nu, \Gamma) \quad (2.28)$$

Durch weitere Transformationen

$$\begin{aligned} \omega'_{p_1} &= \sqrt{\omega_{p_1}^2 - \omega_{p_2}^2} \\ \frac{1}{\gamma'} &= \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_{p_2}^2}{\omega^2}} \end{aligned}$$

läßt sich eine bestimmte Wahl von Folien- und Zwischenraummaterialien auf den Fall mit Vakuum zwischen Folien mit einer effektiven Plasmafrequenz ω'_{p_1} zurückführen. γ' ist dabei ein effektiver Lorentz-Faktor.

In Abbildung 2.6 ist die Funktion $G(\nu, \Gamma)$ für verschiedene Γ -Werte gezeigt. Man erkennt Maxima bei $1/\nu = \pi, 3\pi, \dots$ und Minima bei $1/\nu = 2\pi, 4\pi, \dots$. Bei großen Frequenzen wird das Medium zunehmend transparenter für die Strahlung, so daß die effektivste Ausbeute im Bereich des letzten Oszillationsmaximums bei

$$\nu = \frac{1}{\pi} \quad (2.29)$$

auftritt (vergleiche Abbildung 2.5).

Übergangsstrahlung ist im Gegensatz zu Čerenkov-Strahlung von Natur aus kein Schwelleneffekt. Dennoch kann durch geeignete Konstruktionsmerkmale von Radiator und Detektor ein *effektives* Schwellenverhalten geschaffen werden, wodurch nur die TR-Photonen von Teilchen detektiert werden, deren γ oberhalb einer Schwelle meist im Bereich $\gamma > 1000$ liegt. Wie die Signale aussehen, mit denen die Unterscheidung von Teilchen vorgenommen werden kann, und wie diese nachgewiesen werden, wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

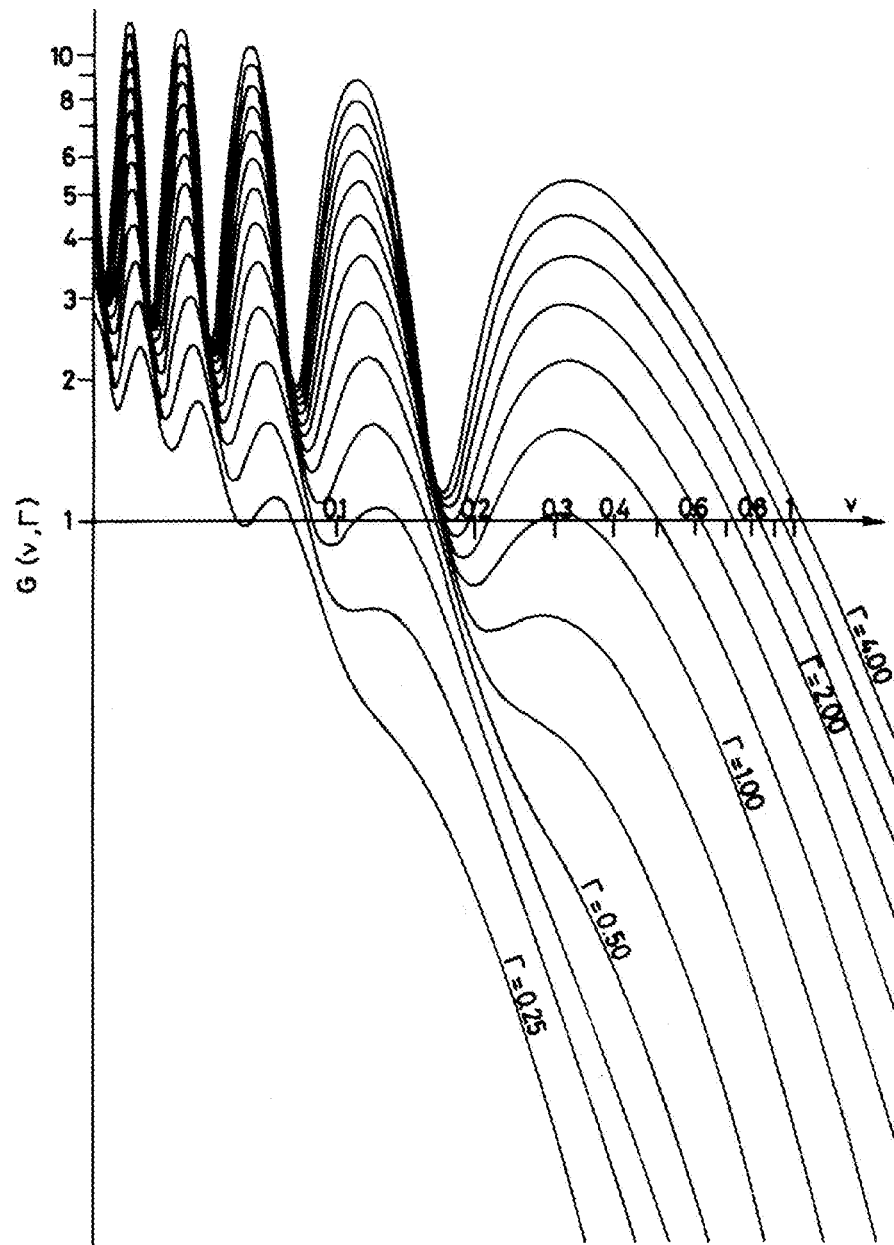


Abbildung 2.6: Die Funktion $G(\nu, \Gamma)$ aufgetragen für verschiedene Werte Γ (Teilchenenergien). Je größer die Energie des Teilchens ist, das Übergangsstrahlung erzeugt, um so härter wird das Spektrum, und die Anzahl der erzeugten TR-Photonen steigt insgesamt an. Absorption ist hier keine berücksichtigt.

2.2 Nachweis von Übergangsstrahlung

Prinzipiell läßt sich die Übergangsstrahlung vom erzeugenden Teilchen durch den Einsatz von Magnetfeldern trennen und dann nachweisen, allerdings erweist sich diese Methode in vielen Experiment-Aufbauten als nicht praktikabel. Zum einen weil man das Teilchen für nachfolgende Detektoren möglichst wenig beeinflussen möchte, oder wenn etwa – wie in ALICE – die Spur des Teilchens zum Tracking genutzt werden soll. Zum anderen besteht bei Teilchen und TR-Photon nur ein sehr geringer Richtungsunterschied, der proportional zu $1/\gamma$ ist, und γ ist bei praktikabler Anwendung von Übergangsstrahlung in der Größenordnung ≥ 1000 . Daher besteht der Nachweis von Übergangsstrahlung in den meisten Fällen in der Unterscheidung eines dE/dx +TR-Signals von einem reinen dE/dx -Signal ohne TR.

2.2.1 Nachweis von Röntgen-Photonen

In einem Gas besteht der hauptsächliche Mechanismus für Energieverlust von Photonen im Röntgenbereich (einige keV) in photoelektrischer Absorption. Der Photonenfluß im Gas wird dadurch auf einer Strecke d exponentiell geschwächt:

$$F = 1 - e^{d/\lambda}$$

λ ist die mittlere Absorptionslänge, welche von der Photonenergie und der Art des verwendeten Gases abhängt. Wesentlich dabei ist die Ordnungszahl des Gases Z , da die Absorption von $\sim Z^5$ abhängt. Um eine maximale Absorptionswahrscheinlichkeit zu gewährleisten, werden zum Nachweis von Photonen oft Argon, Krypton oder Xenon verwendet. In Abbildung 2.7 sind die Anteile der im Gas absorbierten Röntgenphotonen in Abhängigkeit der zurückgelegten Wegstrecke für diese Gase aufgetragen. Man erkennt, daß bei Xenon im Vergleich zu den anderen Gasen bereits nach einigen mm ein größerer Teil der Photonen absorbiert wird. Die mittlere freie Weglänge von 10 keV-Photonen in Xenon beträgt etwa 10 mm.

Ein reines Edelgas ist als Zählgas jedoch ungeeignet, da sekundäre Photonen die Atome an der Kathode ionisieren können. Die dadurch erzeugten freien Elektronen

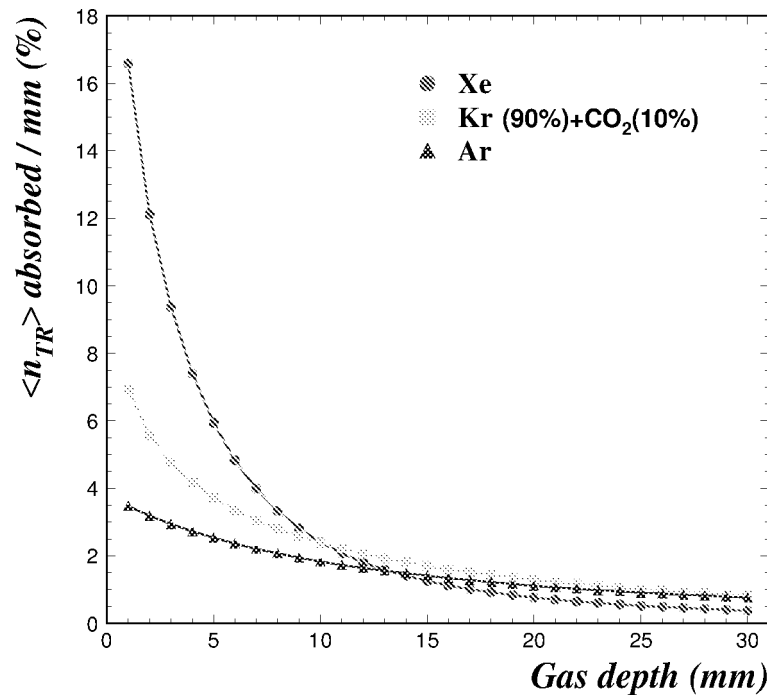


Abbildung 2.7: Die Anteile der absorbierten Röntgenphotonen in Abhängigkeit von der im Gas zurückgelegten Wegstrecke jeweils für Argon, Krypton und Xenon. Bei Xenon ist bereits nach wenigen mm ein viel größerer Teil der Photonen absorbiert als bei den leichteren Gasen Argon und Krypton.

können dann ihrerseits weitere Lawinen erzeugen, wodurch eine stetige Entladung in Gang kommt. Um diese Sekundärphotonen zu absorbieren, noch bevor sie das Kathodenmaterial erreichen, gibt man Zusätze von sogenannten *Löschgasen* hinzu. Die Moleküle dieser Löschgase bestehen aus einigen Atomen, so daß sie Photonen über einen relativ ausgedehnten Spektralbereich absorbieren können. Das Löschgas „schluckt“ die sekundären Photonen und dissipiert die aufgenommene Energie durch Dissoziation oder elastische Kollisionen. Als Löschgase kommen oft CO₂ oder Butan zum Einsatz, ein Zählgas könnte also etwa aus Ar/CO₂ im Verhältnis 10 : 1 bestehen.

2.2.2 Gasverstärkung

Abbildung 2.8 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Gasdetektors zum Nachweis von geladenen Teilchen. Diese spezielle Kombination von Driftkammer mit angrenzendem Verstärkungsbereich (Vieldrahtproportionalzähler) wurde bereits in einem

TRD-Prototypen für das PHENIX-Experiment verwendet und ist auch für die TRDs in ALICE vorgesehen. Sie erlaubt anhand der zeitlichen Struktur des Signals die räumliche Zuordnung eines Ereignisses. Daher wird sie *Time Expansion Chamber (TEC)* genannt. Ein geladenes Teilchen, das sich durch die Kammer bewegt, verliert

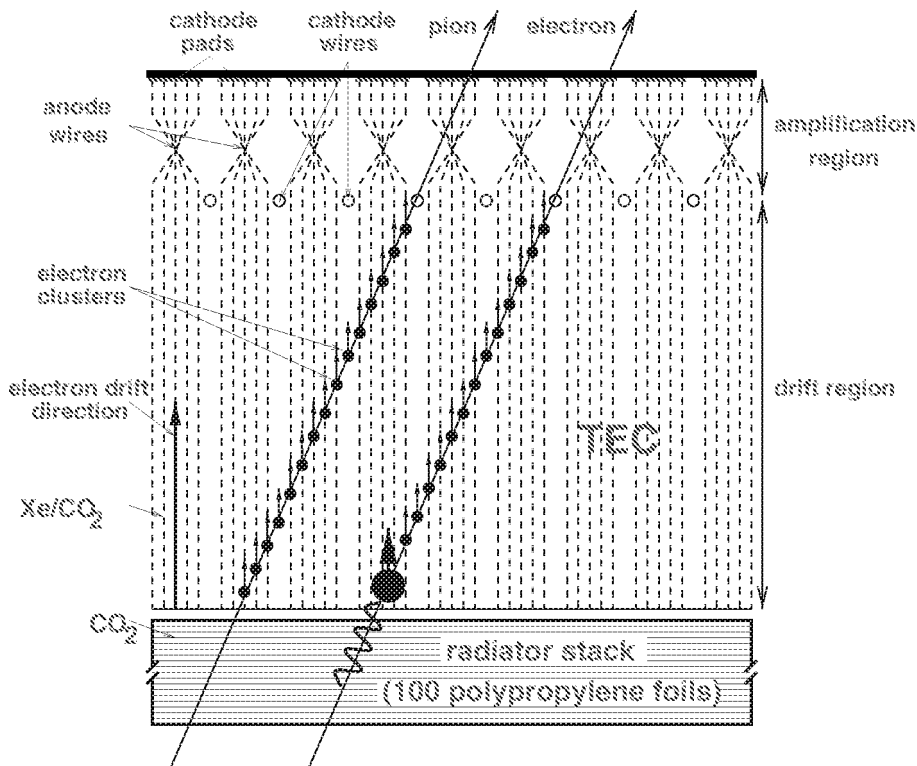


Abbildung 2.8: Aufbau einer Time Expansion Chamber (TEC): geladene Teilchen hinterlassen im Driftbereich entlang ihrer Spur Elektron-Ionen-Paare. Die Elektronen folgen einem elektrischen Feld zum Verstärkungsbereich (Vielfachdrähtproportionalzähler), wo der Strom über die Anodendrahte abfließt. Das dadurch in den Segmenten der Kathodenplatte (Pads) induzierte Signal wird ausgelesen. Die Untersuchung der zeitlichen Struktur der Signale erlaubt eine räumliche Zuordnung. TR-Photonen werden bei Verwendung eines Zählgases mit großem Z gleich nach Eintritt in den Driftbereich absorbiert und erzeugen eine Elektronenwolke, die im Signal als charakteristischer Peak im Bereich der maximalen Driftzeit zu sehen ist. Siehe dazu Abbildung 2.9.

Energie gemäß Gleichung (2.1) und hinterläßt entlang seiner Flugbahn Elektron-Ionen-Paare. Im Driftbereich ist ein homogenes elektrisches Feld so angelegt, daß die Elektronen parallel entlang der Feldlinien in Richtung Vielfachdrähtproportionalzähler wandern. Eine Kathodendraht-Ebene trennt den Drift- vom Verstärkungsbereich.

Im Verstärkungsbereich befinden sich dünne Anodendrähte, an denen positive Hochspannung angelegt ist. Aufgrund des kleinen Durchmessers dieser Drähte nimmt die elektrische Feldstärke bei Annäherung an den Draht zu, so daß die sich nähernden Elektronen stark beschleunigt werden, bis diese selbst weitere Elektron-Ionenpaare erzeugen, wodurch die Anzahl der Elektronen lawinenartig zunimmt. Am Draht fließt daher ein Strom ab, welcher proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektronen ist, da jedes Elektron eine ähnlich große Lawine erzeugt. Für die Gesamtzahl der Elektronen gilt daher

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

n_0 ist dabei die ursprüngliche, durch dE/dx erzeugte Anzahl von Elektronen, x die von den Elektronen zurückgelegte Wegstrecke und α die mittlere freie Weglänge im Gas. $1/\alpha$ ist damit die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Sekundärelektronen (*Townsend-Koeffizient*). Als *Gas-Verstärkungsfaktor* bezeichnet man das Verhältnis aus der Gesamtzahl aller erzeugten Elektronen und den primär durch dE/dx erzeugten Elektronen:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Im Falle eines nicht homogenen Feldes ist α eine Funktion der Wegstrecke. In der Umgebung der Anodendrähte kann eine zylindersymmetrische Feldverteilung $\sim 1/r$ angenommen werden, daher ist die Integration in (2.30) vom Drahtradius bis zu einem kritischen Radius r_c durchzuführen, bei dem die Gasverstärkung einsetzt:

$$M = \exp \left\{ \int_{r_{\text{wire}}}^{r_c} \alpha(r) dr \right\} \quad (2.30)$$

Mit dem Ansatz

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-Bp/E}$$

wo der Gasdruck p und Materialkonstanten A und B eingehen, und der Annahme, daß α proportional zur Elektronenenergie ist, erhält man einen kompakten Ausdruck für die Gasverstärkung eines Proportionalzählers mit Kapazität C bei einer angelegten Spannung V [17]:

$$M(C) = e^{CV} g_c \quad (2.31)$$

mit

$$g_c \approx 1 \text{ nC m}^{-1}$$

Für die Kapazität bei Vieldrahtproportionalzählern gilt abweichend vom zylindersymmetrischen Fall mit $C = 2\pi\epsilon_0/\ln(r/r_{\text{wire}})$ wegen der in großem Drahtabstand homogenen Feldverteilung

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\pi \frac{d}{s} - \ln\left(\frac{2r_{\text{wire}}}{s}\right)}$$

d ist dabei der Abstand der Anodendrähte von den Kathoden-Ebenen, r_{wire} der Drahtradius und s der Abstand der Anodendrähte untereinander.

2.2.3 Signatur der Übergangsstrahlung

Wie bereits erwähnt, wird in den meisten Anwendungen nicht die Übergangsstrahlung separat detektiert, sondern zusammen mit dem dE/dx -Signal des erzeugenden Teilchens.

Ein geladenes Teilchen durchfliegt zunächst einen Radiator (Folien-Stapel, Schaum), und je nach γ des Teilchens wird dabei Übergangsstrahlung erzeugt oder nicht. Wenn ja, wird diese quasi in Vorwärtsrichtung des Teilchens emittiert ($\theta \sim 1/\gamma$), so daß sowohl TR-Photonen als auch Teilchen in die sich hinter dem Radiator befindende Time Expansion Chamber (TEC) eintreten. Das in dieser Kammer ausgelesene Signal besitzt eine Zeitstruktur, die mit der räumlichen Verteilung der im Driftbereich entstandenen Elektron-Ionen-Paare zusammenhängt.

Durch Wahl eines geeigneten Zählgases (hohes Z) wird erreicht, daß Röntgenphotonen gleich nach Eintritt in den Driftbereich absorbiert werden. Dabei wird ein relativ großer Elektron-Cluster am Anfang des Driftbereiches erzeugt. Diese Cluster-Elektronen benötigen daher etwa die maximale Driftzeit, bis sie an den Anodendrähten verstärkt und ausgelesen werden. Das geladene Teilchen hingegen hinterläßt entlang seiner Flugbahn eine gleichmäßige Verteilung von Elektron-Ionen-Paaren durch Energieverlust (dE/dx). Diese Elektronen liefern an den Anodendrähten von Null bis zur maximalen Driftzeit ein kleines, (idealerweise) konstantes dE/dx -Signal (durchgezogene Linie in Abbildung 2.9). Ein TR-Photon liefert im

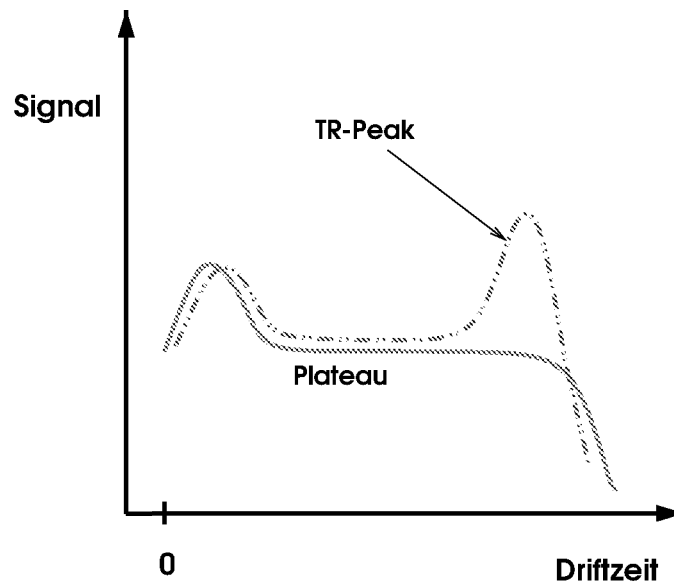


Abbildung 2.9: Zeitstruktur des TEC-Signals: dE/dx liefert über fast die gesamte Driftzeit ein konstantes Signal (Plateau). Im Fall mit Übergangsstrahlung ist dem konstanten dE/dx -Signal im Bereich der maximalen Driftzeit ein Peak überlagert (gestrichelte Linie).

Bereich der maximalen Driftzeit ein zusätzliches Signal, das dem konstanten dE/dx -Signal überlagert ist, so daß man zusammen mit dE/dx ein Signal messen wird, das der gestrichelten Linie entspricht. Die Überhöhung bei sehr kleinen Driftzeiten ist damit zu begründen, daß das geladene Teilchen im Verstärkungsbereich sowohl vor als auch hinter den Anodendraht Elektronen erzeugt, die verstärkt werden. In einem bestimmten Abstand vom Anodendraht – entsprechend derselben Driftzeit – gibt es also etwa doppelt so viele Primärelektronen wie im Driftbereich.

Klassische Methoden zur Unterscheidung des reinen dE/dx -Signals von dem Signal $dE/dx + \text{TR}$ sind die Bestimmung der gesamten deponierten Energie (*Ladungsintegration*) und das Zählen der Cluster oberhalb einer bestimmten Schwelle (*Cluster Counting*), um ein Teilchen zu identifizieren, das Übergangsstrahlung erzeugt hat [7, 9, 12].

Ladungs-Integration (Q-Methode)

Diese Methode untersucht die gesamte im Driftbereich deponierte Energie. Abbildung 2.10 zeigt, daß die zusätzliche Energie des TR-Photons im Vergleich zu einem

reinen dE/dx -Spektrum zu einer sehr viel flacheren und breiteren Verteilung im Energiespektrum führt. Die Ausläufer zu hohen Energien (*Landau-tail*) entstehen durch δ -Elektronen und Übergangsstrahlungsphotonen.

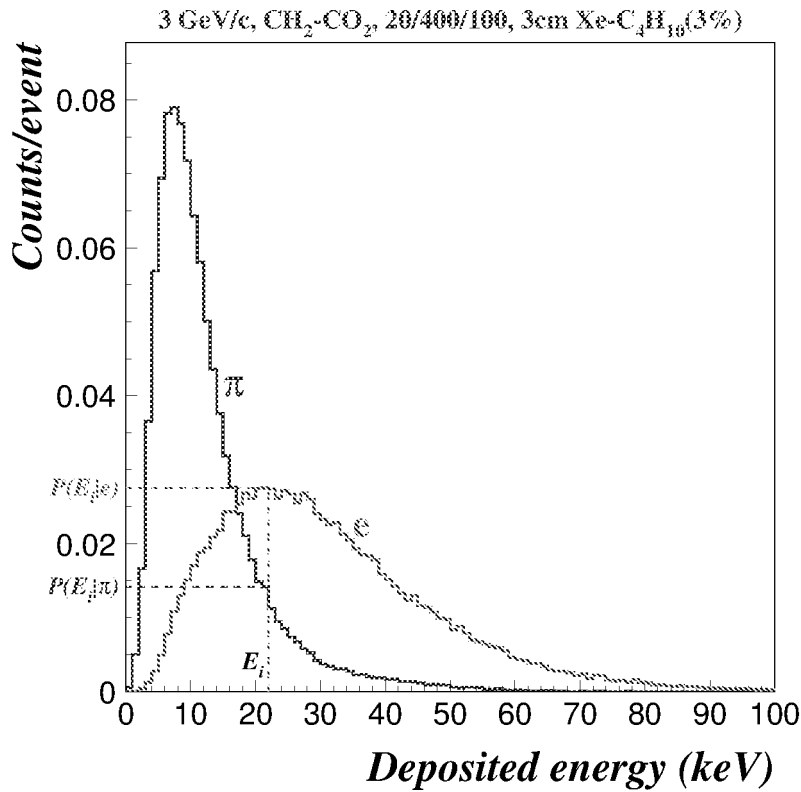


Abbildung 2.10: Vergleich der Energiespektren von Teilchen mit und ohne Erzeugung von Übergangsstrahlung (Pionen bzw. Elektronen). Die TR-Photonen liefern im Falle der Elektronen Beträge zu großen Energien, wodurch man ein flacheres und breiteres Spektrum erhält.

Cluster counting (N-Methode)

TR-Photonen liefern ein Cluster-Signal zusätzlich zum dE/dx -Signal des Teilchens. Setzt man eine Schwelle oberhalb des dE/dx -Signals, so kann man damit das TR-Signal identifizieren. Aber auch durch δ -Elektronen erzeugte Cluster können fälschlicherweise als TR-Signal interpretiert werden.

Time Expansion Chamber

Der Einsatz einer Time Expansion Chamber (TEC) bietet die maximale Information über das erzeugte Signal. Im Gegensatz zur Q- oder N-Methode, wo man im Prinzip mit einem Gasdetektor auskommt, der lediglich einen Verstärkungsbereich besitzt, hat man bei der TEC zusätzlich einen Driftbereich, der eine Untersuchung der zeitlichen Struktur des Signals erlaubt, daher der Name „zeitdehnende Driftkammer“.

Es kann die gesamte deponierte Energie ebenso wie die Cluster-Anzahl oberhalb einer Schwelle untersucht werden, und außerdem auch die räumliche Zuordnung eines Clusters im Driftbereich durch Bestimmung seiner Driftzeit. Die mittlere freie Weglänge von 10 keV Photonen in Xenon beträgt etwa 10 mm, der Driftbereich des für das ALICE-Experiment vorgesehenen Prototypen erstreckt sich über 30 mm. Ein TR-Photon wird daher mit großer Wahrscheinlichkeit gleich nach Eintritt in den Driftbereich absorbiert und erzeugt einen großen Puls mit langer Driftzeit. Aber auch δ -Elektronen können vergleichbare Pulse erzeugen (siehe Abbildung 2.11), die oberhalb einer gesetzten Schwelle liegen, allerdings bei beliebigen Driftzeiten. Der Einsatz einer Time Expansion Chamber zur Untersuchung der zeitlichen Struktur des Signals hilft daher, Fehlinterpretationen von δ -Elektronen als TR-Photonen zu vermeiden. Allerdings geht aus Abbildung 2.11 hervor, daß auch das Signal einer TEC Fehlinterpretationen nicht völlig ausschließen kann. Man erkennt TR-Peaks (mit Punkt markiert) auch bei kleinen Driftzeiten (rechts oben) sowie δ -Elektronen-Clusters quch bei großen Driftzeiten (rechts unten).

Im nächsten Abschnitt wird es darum gehen, die bisher dargestellten Zusammenhänge zur Optimierung eines Übergangsstrahlungsdetektors zu verwenden.

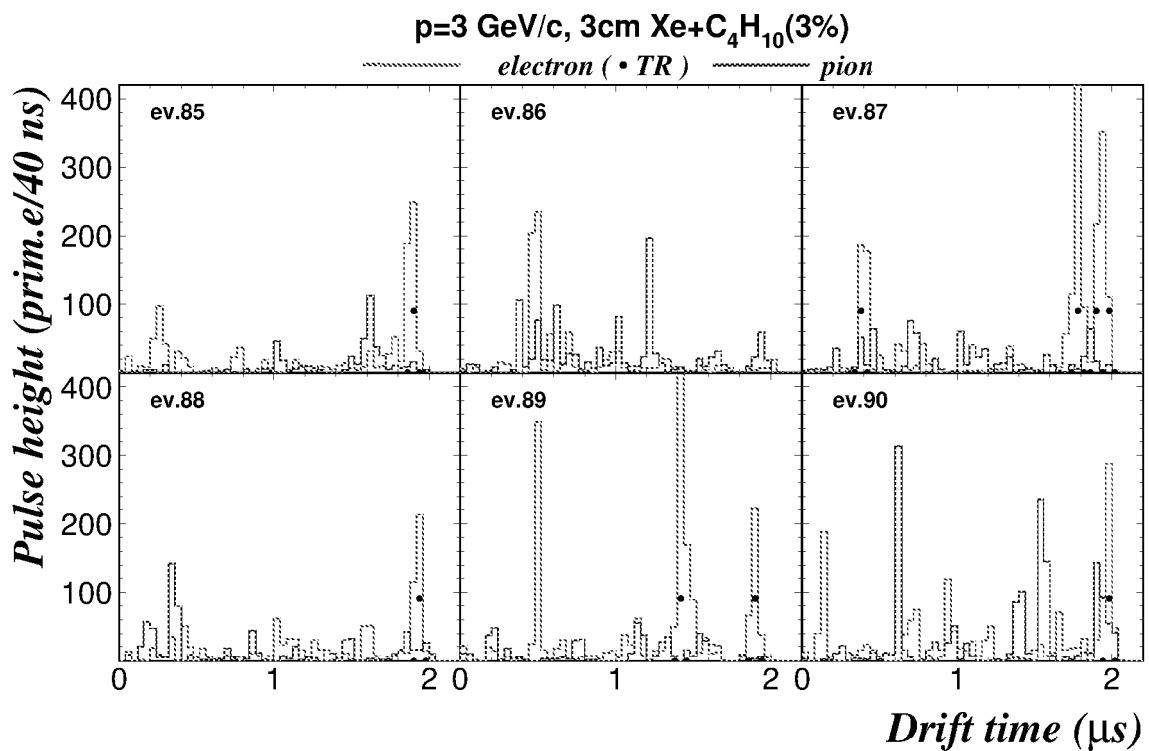


Abbildung 2.11: In der TEC simulierte Signale von je einem Pion und einem Elektron. Durch Absorption von TR-Photonen erzeugte Peaks sind mit einem Punkt markiert. Man erkennt, daß auch bei kurzen Driftzeiten TR-Signale auftauchen können, und daß nicht alle Peaks bei langer Driftzeit wirklich auf Übergangsstrahlung zurückzuführen sind. (aus [24])

2.3 Übergangsstrahlungsdetektoren

Obwohl das TRD-Prinzip recht simpel ist, müssen bei der Konstruktion eines Detektors viele Parameter mit Bedacht gewählt werden, je nachdem, welchem Zweck der Detektor dienen soll. Auch die Kontinuität der Betriebsbedingungen spielt eine wesentliche Rolle. Grundsätzlich gilt es, die effektive Ausbeute an TR-Photonen zu maximieren und ein Signal zu erzielen, das verlässliche Rückschlüsse auf physikalische Größen erlaubt. Der im Experiment meist nur begrenzt zur Verfügung stehende Platz und Einschränkungen bei der Verwendbarkeit von Materialien und nicht zuletzt der finanzielle Aufwand erfordern dabei oft Abstriche von den idealen Parametern.

In diesem Kapitel werden wichtige Zusammenhänge einzelner Konstruktionsmerkmale zusammengefaßt, die sich aus theoretischen Überlegungen (Kapitel 2.1) ergeben. Weiterhin werden einige Erfahrungen von Prototypen anderer Experimente bezüglich der Betriebsbedingungen vorgestellt.

2.3.1 Radiator

Die ideale Struktur für einen Radiator ist ein Folien-Stapel. Für kleine Flächen ist das durchaus realisierbar, wogegen es sich bei größeren Flächen zunehmend schwieriger gestaltet, Verspannungen und Durchhängen der Folien zu vermeiden und den Abstand konstant zu halten. In solchen Fällen sind Schäume oder Gewebe eine Alternative. Sie sind im theoretischen Sinn als unregelmäßige Folienstapel zu betrachten. Gewebe haben gegenüber Schäumen den Vorteil, daß sie sich in regelmäßigeren Strukturen herstellen lassen. Bei der Erzeugung und der totalen Ausbeute an TR-Photonen spielen im Falle eines Folien-Stapels die Dicke der Folien und ihr Abstand zueinander eine maßgebliche Rolle. Die Wahl dieser Größen ist dabei im Hinblick auf Teilchenenergie, Frequenzverteilung und verwendetem Radiatormaterial zu optimieren.

Im experimentell realisierbaren Bereich $\gamma\omega_{p_2} < \omega < \gamma\omega_{p_1}$ ist die differentielle TR-Ausbeute ungefähr proportional zu $\ln(\gamma\omega_{p_1}/\omega)$ (vergleiche (2.16)). Daher sollte

das Folienmaterial im Vergleich zum Zwischenmedium eine hohe Plasmafrequenz ω_{p_1} besitzen, was auch eine große Dichte bedeutet. Ein großes Z bedeutet aber auch mehr Absorption ($\sim Z^5$). Kunststoff-Folien (Polypropylen) haben sich da als ein erschwinglicher Kompromiß erwiesen. Soll auch Übergangsstrahlung von Teilchen mit kleinem γ nachgewiesen werden, sind Elemente mit möglichst kleinem Z für das Folienmaterial zu wählen. Experimente mit Lithium- und Berylliumfolien sind bereits durchgeführt worden [13].

Für eine maximale TR-Produktion sollten die Foliendicke und der -abstand die jeweiligen Formationszonen nicht unterschreiten. Für 15 keV Photonen und $\gamma = 10^4$ ist die Formationszone in Luft 2.2 mm und im Vakuum 2.6 mm. Bei $\gamma = 10^5$ sind es dagegen schon 1.1 cm in Luft und 26 cm (!) im Vakuum.

2.3.2 Frequenzverteilung

Die größte TR-Ausbeute hat man bei Frequenzen im Bereich des letzten Oszillationsmaximums $\omega_{\max} = d_1 \omega_{p_1}^2 / 2\pi$ des differentiellen Energiespektrums. Ein Übergangsstrahlungsdetektor kann also dahingehend optimiert werden, daß die effektive mittlere TR-Photonen-Energie $\bar{\omega}$ mit der mittleren sensitiven Frequenz eines Photonen-Detektors so zusammenfällt, daß (2.29) erfüllt ist:

$$\bar{\omega} \simeq \frac{\omega_1}{\pi} = \frac{d_1 \omega_{p_1}^2}{2\pi} \quad (2.32)$$

Das Energiespektrum und damit das Maximum bei der höchsten Frequenz hängen von der Energie der Teilchen ab, die Übergangsstrahlung erzeugen. Diese Energie ist meist vom Experiment vorgegeben. Bei der Anpassung nach (2.32) ist daher der sensitive Bereich des Detektors auf das zu erwartende Spektrum abzustimmen.

Unterhalb der Sättigung ist die totale TR-Ausbeute etwa proportional zu γ (vergleiche (2.14)), wodurch dieser Bereich für experimentelle Zwecke besonders interessant ist. Die Sättigungsenergie γ_s läßt sich nach (2.26) bei gegebenem Folien- und Zwischenraummaterial durch Vergrößerung der Foliendicke oder -abstände etwas erhöhen. Erhöht man die Foliendicke, wird das TR-Spektrum aufgrund stärkerer Absorption von Photonen geringer Energie härter. Eine Vergrößerung der Folien-

abstände ist dabei aufgrund der im Vergleich zum Folienmaterial geringeren Plasmafrequenz des Zwischenraummediums weniger effektiv, so daß diese Maßnahme nur in Frage kommen kann, wenn die Abmessungen des Radiators dabei experimentell praktikable Rahmen nicht überschreiten.

2.3.3 Gassystem

Als Hauptbestandteil des Zählgases kommen aufgrund der hohen Ordnungszahl die Edelgase Krypton und Xenon in Frage. Krypton besitzt bei Photonenenergien über 10 keV zwar eine etwas geringere Absorptionslänge [9], jedoch entkommen fast alle K-Schalen Fluoreszenz-Photonen bei Krypton aus dem Detektor. Bei Xenon werden dagegen etwa 80 % der L-Fluoreszenz-Photonen innerhalb von 1 cm Gas wieder absorbiert, wodurch wenig der ursprünglichen TR-Photonenenergie verloren geht. Als Löschgase kommen überwiegend Methan, Kohlendioxid oder Tetrachlorkohlenstoff zum Einsatz. Das Gasvolumen sollte mindestens einer Absorptionslänge entsprechen.

Nach Gleichung (2.31) hängt die Gasverstärkung empfindlich von der Kapazität der Vieldrahtproportionalzähler ab. Um die Energiespektren von Pionen und Elektronen möglichst effektiv unterscheiden zu können (N-Methode, Kapitel 2.2.3), war es im Falle des HERMES-TRD [17] erforderlich, den Innendruck von Vieldrahtproportional-Kammern dem Außendruck auf einige μbar genau nachzuführen, da die Kammer durch die Kathodenfolien begrenzt war. Bei relativer Druckänderung von nur $10\mu\text{bar}$ hätte der Abstand zu den Anodendrähten sich bereits so verändert, daß die Gasverstärkung um ein Prozent geschwankt hätte. Neben Druckschwankungen können auch Unreinheiten im Gas zu Schwankungen in der Verstärkung führen. Solche Verunreinigungen wirken wie zusätzliche Löschgase, wodurch die Verstärkung reduziert wird. Außerdem wirken sich auch Temperatur- und absolute Druckschwankungen auf die Gasverstärkung aus.

3. Der TRD in ALICE

In diesem Kapitel werden die Übergangsstrahlungsdetektoren beschrieben, wie sie laut Technical Proposal [24] für ALICE vorgesehen sind. Das vorgestellte Design ist auch in die Simulationen mit AliROOT (Kapitel 5) implementiert. Unterschiede zu der während der Strahlzeit 1999 verwendeten Kammer sind in Kapitel 4 beschrieben.

3.1 Anordnung der Kammern in ALICE

In ALICE sollen die Übergangsstrahlungsdetektoren die gesamte Akzeptanz der Time Projection Chamber (TPC) abdecken. Daher ist eine zylindersymmetrische Anordnung der Kammern zwischen der TPC und der Time Of Flight (TOF) vorgesehen. Für eine möglichst gute Elektronen-Identifikation ist eine große Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Übergangsstrahlung anzustreben, das bedeutet möglichst viele Grenzflächen. Viele Grenzflächen bedeuten wiederum viel Absorption. Um die Absorptionsverluste zu reduzieren, wird eine Anordnung der TRD-Module in 6 in radialer Richtung hintereinanderliegenden Ebenen vorgeschlagen. Jedes Modul besteht dabei aus Radiator und Nachweiskammer, so daß erzeugte TR-Photonen vor der Kammer nur geringer Absorption unterliegen. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines TR-Photons dagegen wird durch 6 hintereinanderliegende Module mit jeweils Radiator und Kammer erhöht.

Es ist eine Installation von insgesamt 540 TRD-Modulen vorgesehen. In sechs zylindersymmetrischen Ebenen soll in 5 Reihen hintereinander (z -Richtung) eine 18-fache azimutale Segmentierung vorgenommen werden. Die endgültigen Abmessungen der einzelnen TRDs unterliegen noch immer ständigen Veränderungen. Die Ausdehnung in Strahlrichtung (z -Richtung) erstreckt sich bis zu 734 cm (außen). In transversaler Richtung betragen der innere und der äußere Radius 294 cm bzw. 368 cm. Ein TRD-Modul überdeckt in azimutaler Richtung 20° und besteht aus einem Folien-Stapel als Radiator und einer Time Expansion Chamber (TEC)

zur Auslese. Um die volle TPC-Akzeptanz auszuschöpfen ($|\eta| \leq 0.9$ entsprechend $45^\circ \leq \Theta \leq 135^\circ$), stehen die äußeren TRD-Ebenen etwas „über“.

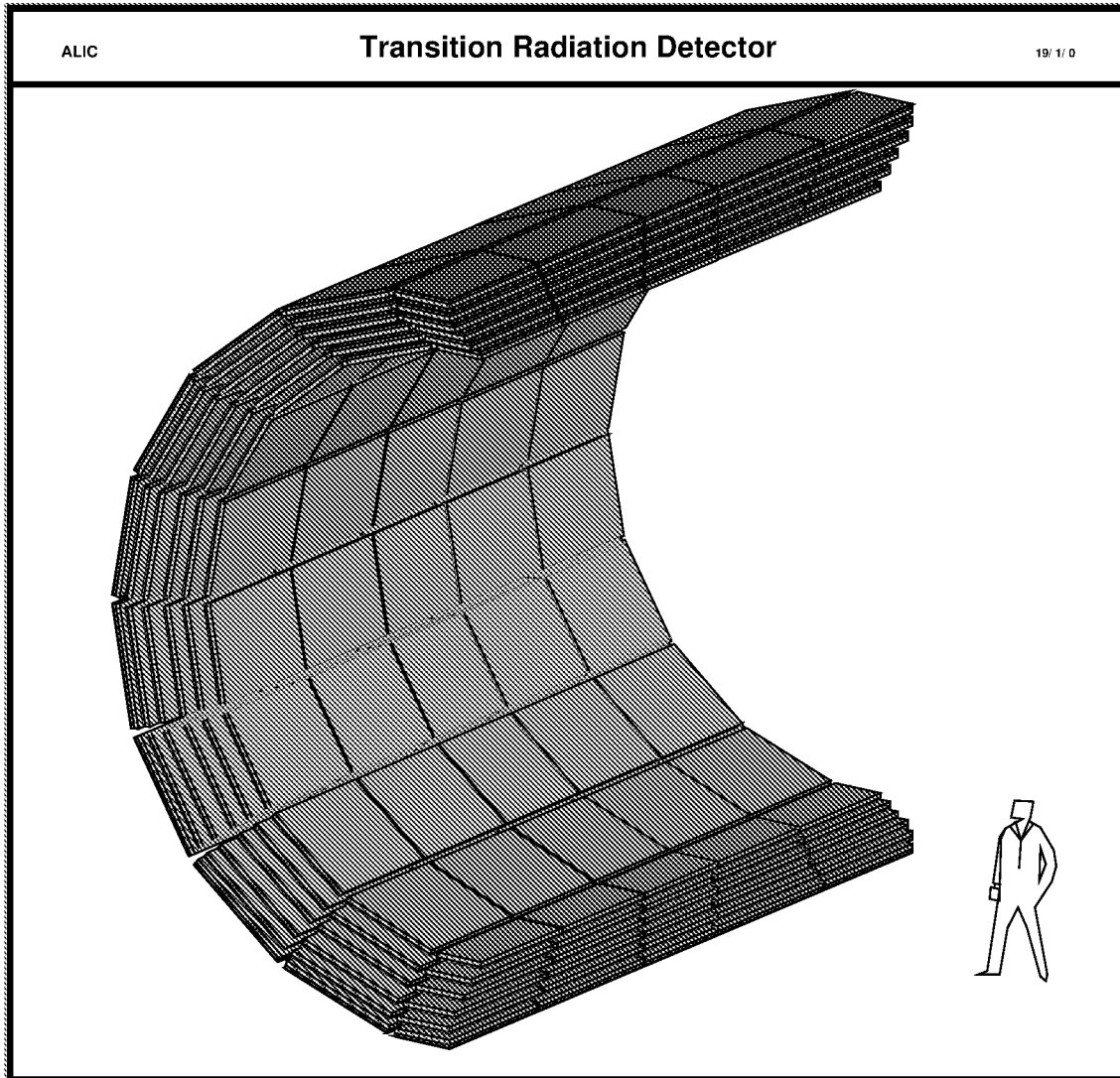


Abbildung 3.1: Eine dreidimensionale Ansicht der TRD-Module in ALICE. Zum besseren Einblick wurde die zylindersymmetrische Anordnung aufgeschnitten. Man erkennt die Segmentierung in 5 Kammern entlang der Zylinderachse, in 6 Ebenen in radialer Richtung und in 18 Sektoren in azimuthaler Richtung. Die äußeren Module folgen der Akzeptanz der TPC, wodurch sie sich etwas weiter in Strahlrichtung (Zylinderachse) erstrecken.

Abbildung 3.1 illustriert die räumliche Anordnung der Kammern im Experiment. Es werden zur Zeit auch Geometrien diskutiert, die zwischen dem Vertex und dem Ring Imaging Cherenkov-Detector (RICH) und der HMPID möglichst wenig

Material fordern. Die daraus für die TRD-Anordnung resultierende Geometrie mit „Löchern“ ist in Anhang B dargestellt.

Für jedes TRD-Modul ist eine Tiefe von 110 cm vorgesehen, wobei der Radiator 48 cm einnimmt und die TEC mit Elektronik 62 cm. Drift- und Gasverstärkungsbereich erstrecken sich zusammen über 35 mm, wobei der Driftbereich eine Länge von 30 mm hat und der Verstärkungsbereich 5 mm einnimmt. Zwischen zwei Modulen befindet sich ein etwa 13 mm breiter Zwischenraum.

3.2 Radiatoren

Bei den Radiatoren kommen Folien-Stapel, Schäume oder Gewebe in Frage. Schäume und Gewebe haben gegenüber Folien den Vorteil, daß sie sich einfacher herstellen und handhaben lassen. Zwischen den Folien muß der Abstand sehr genau eingehalten werden, was durch gravitative Einflüsse (Durchbiegen) und elektrostatische Aufladungen erschwert wird, insbesondere bei großen Flächen wie beim ALICE-TRD vorgesehen. Allerdings ist die TR-Photonen-Ausbeute bei Folien in regelmäßigen Abständen etwa 50 % höher als bei typischen Schaum- oder Geweberadiatoren vergleichbarer Dicke [10].

Trotz der technischen Schwierigkeiten sind für die ALICE-TRDs Folien-Stapel als Radiatoren vorgesehen. Zur Bestimmung der optimalen Parameter für die Folien sind Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt worden [24]. Abbildung 3.2 zeigt, daß eine Foliendicke von $25\text{ }\mu\text{m}$ gegenüber $20\text{ }\mu\text{m}$ kaum Verbesserungen in der TR-Photonenausbeute bringt. Die Pion-Unterdrückung erreicht mit 6 Ebenen bei einem Folienabstand von $500\text{ }\mu\text{m}$ einen optimalen Wert.

3.3 Die Time Expansion Chamber

Je nach Zusammensetzung des Zählgases liegt an dem Eintrittsfenster jeder TEC eine Hochspannung von -4.0 keV (Xenon/Butan) oder -1.5 keV (Xenon/ CO_2) an. Der Driftbereich hat eine Tiefe von 30 mm und wird durch Kupfer-Beryllium-Drähte ($\varnothing 75\text{ }\mu\text{m}$) begrenzt, die einen Abstand von 5 mm voneinander haben. Sie befinden

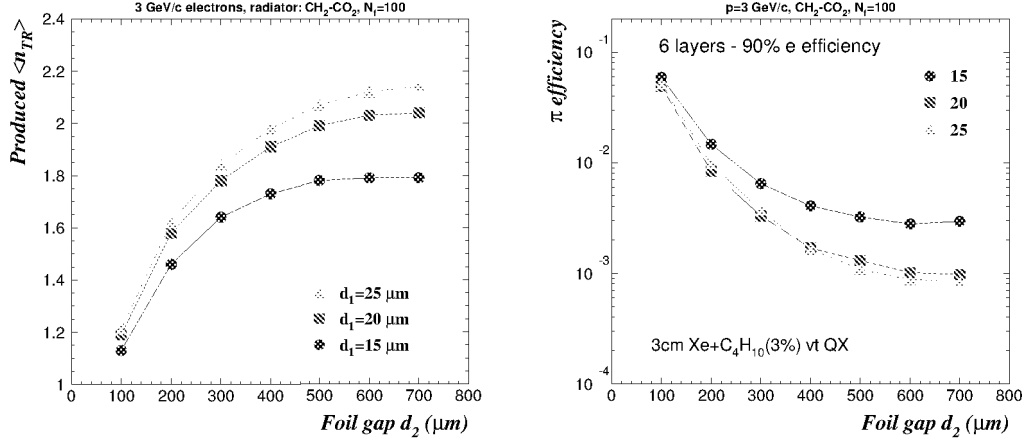


Abbildung 3.2: Simulation der TR-Photonenausbeute und der Pionen-Unterdrückung bei Verwendung eines Polypropylen-Folienstapels, jeweils in Abhängigkeit von Foliendicke und -abstand. Eine Foliendicke von 20 μm und ein Abstand von 500 μm lassen optimale TR-Ausbeute und Pion-Unterdrückung erwarten (aus [24]).

sich 5 mm von der Kathodenplatte entfernt. In der Mitte zwischen den beiden Kathodenebenen befindet sich die Anodendraht-Ebene. Die Drähte bestehen aus Goldumhülltem Aluminium und sind 25 μm dick. An ihnen liegt eine Hochspannung von +1.6 keV.

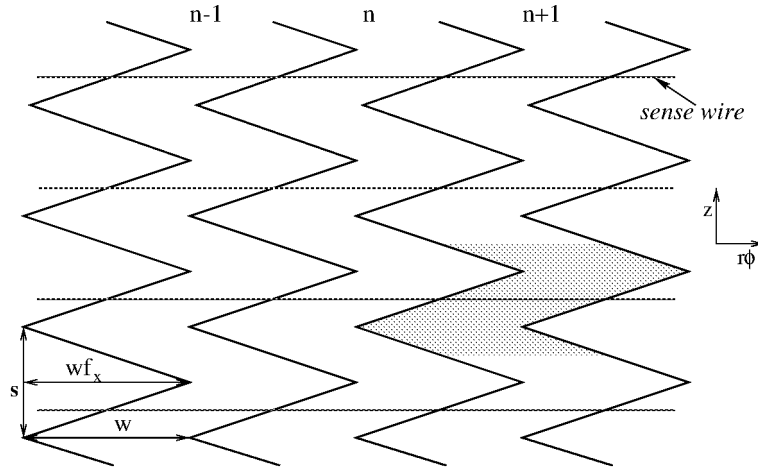


Abbildung 3.3: Die Chevron-artige Struktur der Pads auf der Kathodenplatte. Der hinterlegte Bereich markiert eine Chevron-Einheit. Der Überlapp-Faktor f_x wurde hinsichtlich einer optimalen Positionsbestimmung in ϕ -Richtung zu 1.0 bestimmt. Die Anodendrahte im Verstärkungsbereich verlaufen in ϕ -Richtung (aus [24]).

Die Kathodenplatte ist in *Pads* von 4.5 cm^2 unterteilt. Die Pads besitzen eine Chevron-artige Struktur, die in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Mithilfe des Mathieson-Formalismus [20] wurde ein optimaler Überlapp-Faktor von $f_x = 1.0$ bestimmt, um durch geometrische Ladungsteilung eine möglichst genaue Positionsbestimmung in ϕ -Richtung zu gewährleisten. In z -Richtung sind 5 Chevron-Einheiten zu einem Pad mit einer Länge von 4.5 cm^2 zusammengefaßt.

Der Driftbereich der TEC sollte möglichst tief sein, einmal die erzeugten TR-Photonen mit großer Wahrscheinlichkeit auch nachzuweisen, und um andererseits anhand der Zeitstruktur des Signals das TR-Signal deutlich von Schwankungen im Energieverlust dE/dx trennen zu können. Abbildung 3.4 aus [24] zeigt das Ergebnis von dazu durchgeführten Simulationen. Die Anzahl der nachgewiesenen TR-Photonen steigt mit der Tiefe des Driftbereiches an und führt zu einer verbesserten Pion-Unterdrückung, die allerdings bei mehr als 3 cm nur noch kaum gesteigert werden kann. Daher wird für den Driftbereich eine Tiefe von 30 mm vorgeschlagen.

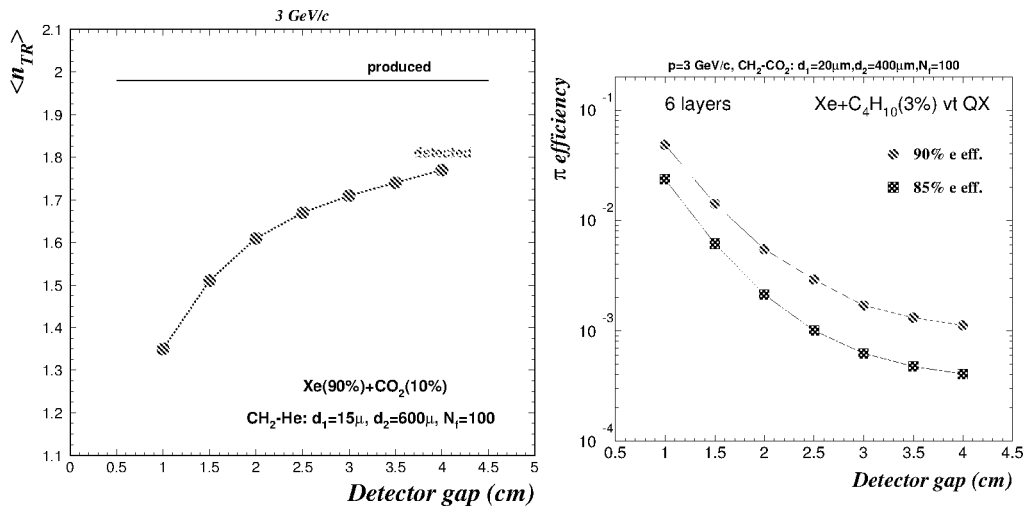


Abbildung 3.4: Die Anzahl der nachgewiesenen TR-Photonen und die daraus resultierende Pion-Unterdrückung in Abhängigkeit von der Tiefe des Driftbereichs der TEC. Ab einer Tiefe von etwa 30 mm läßt sich die Pion-Unterdrückung nur marginal verbessern. (aus [24]).

4. Teststrahlzeit mit einem Prototypen des ALICE-TRD

Vom 18.06. bis zum 24.06.1999 wurde an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt eine Teststrahlzeit mit einem Prototypen des ALICE-TRD durchgeführt. Ziel der Messungen war es, die Betriebsparameter einer TEC zu optimieren, deren Konstruktion weitgehend den Beschreibungen aus dem Technical Proposal [24] entspricht. Es wurden zunächst Messungen ohne Radiatoren durchgeführt, um die Funktionsweise der Kammer bei Verwendung unterschiedlicher Zählgase zu untersuchen. Später wurden auch Radiatoren eingesetzt, wobei die charakteristische Signatur von Übergangsstrahlung nachgewiesen werden sollte.

4.1 Teststrahlzeit-Aufbau

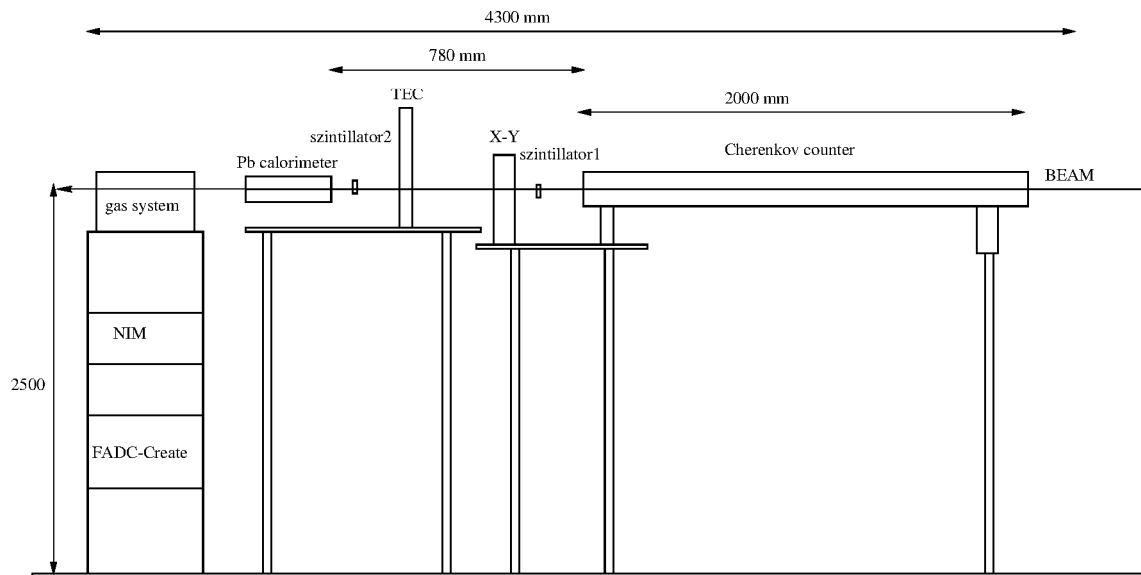


Abbildung 4.1: Aufbau bei der Teststrahlzeit im Juni 1999

Der TRD-Aufbau wurde im Cave B (HADES) der GSI installiert. Abbildung 4.1 zeigt die Anordnung der verwendeten Komponenten. Der aus Elektronen und

Pionen bestehende Strahl kommt von rechts und trifft als erstes auf einen Čerenkov-Zähler, mit dem Elektronen identifiziert werden konnten. Die Čerenkov-Photonen wurden über einen Spiegel am Ende der Röhre zur Seite reflektiert und durch zwei hochempfindliche Photomultiplier detektiert.

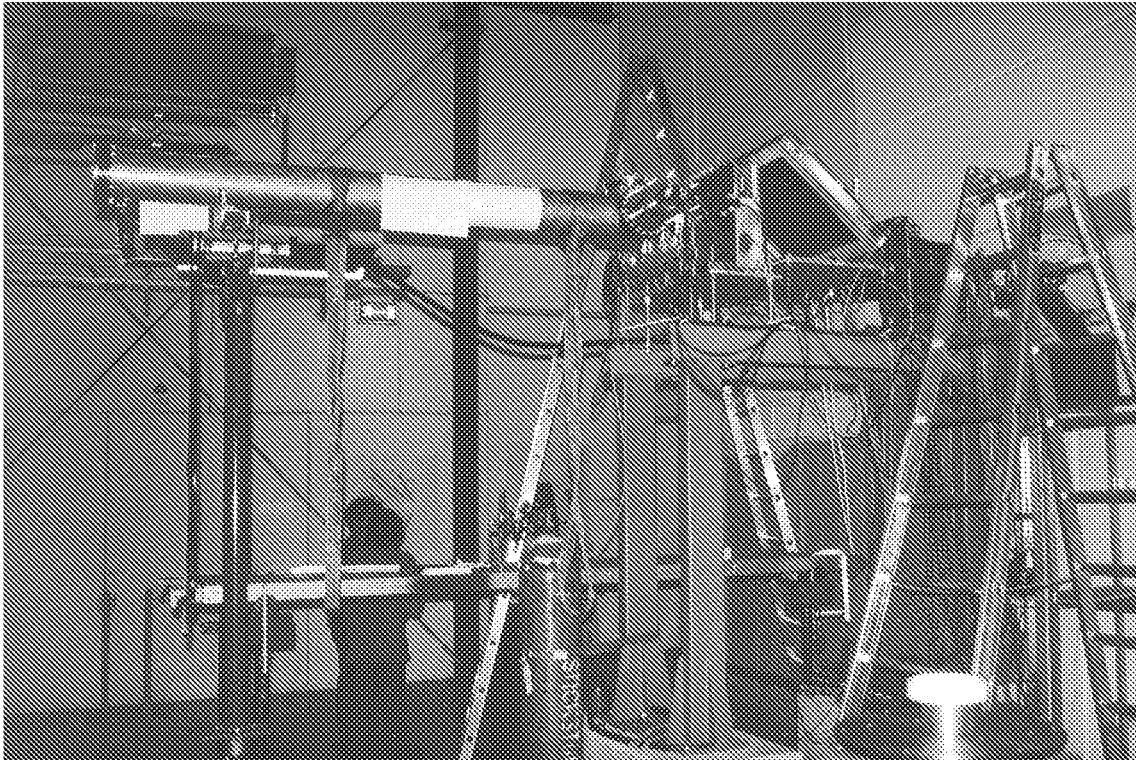


Abbildung 4.2: Foto des Teststrahlzeitaufbaus. Anders als in Abbildung 4.1 kommt der Strahl hier von links. Deutlich zu sehen das Rohr des Čerenkov-Detektors, dahinter die XY-Kammer und die TEC, die hier gekippt ist, so daß der Strahl etwa unter 45 Grad in die Kammer eintritt.

Jeweils vor und hinter der Kammer befanden sich Szintillatoren mit einer aktiven Fläche von $5 \times 10 \text{ cm}^2$, die einerseits zur Kontrolle des Strahlverlaufs dienten, andererseits auch Ereignisse selektieren konnten, die durch den sensitiven Bereich der TEC verliefen (siehe Abschnitt 4.1.1).

Nach dem ersten Szintillator (in Strahlrichtung) folgte eine ortsauflösende XY-Kammer, die zur Bestimmung und Kontrolle der räumlichen Position von Teilchen verwendet wurde. Sie besitzt einen sensitiven Bereich von $200 \times 200 \text{ mm}^2$ und eine Auflösung von $200 \mu\text{m}$ (siehe [4]).

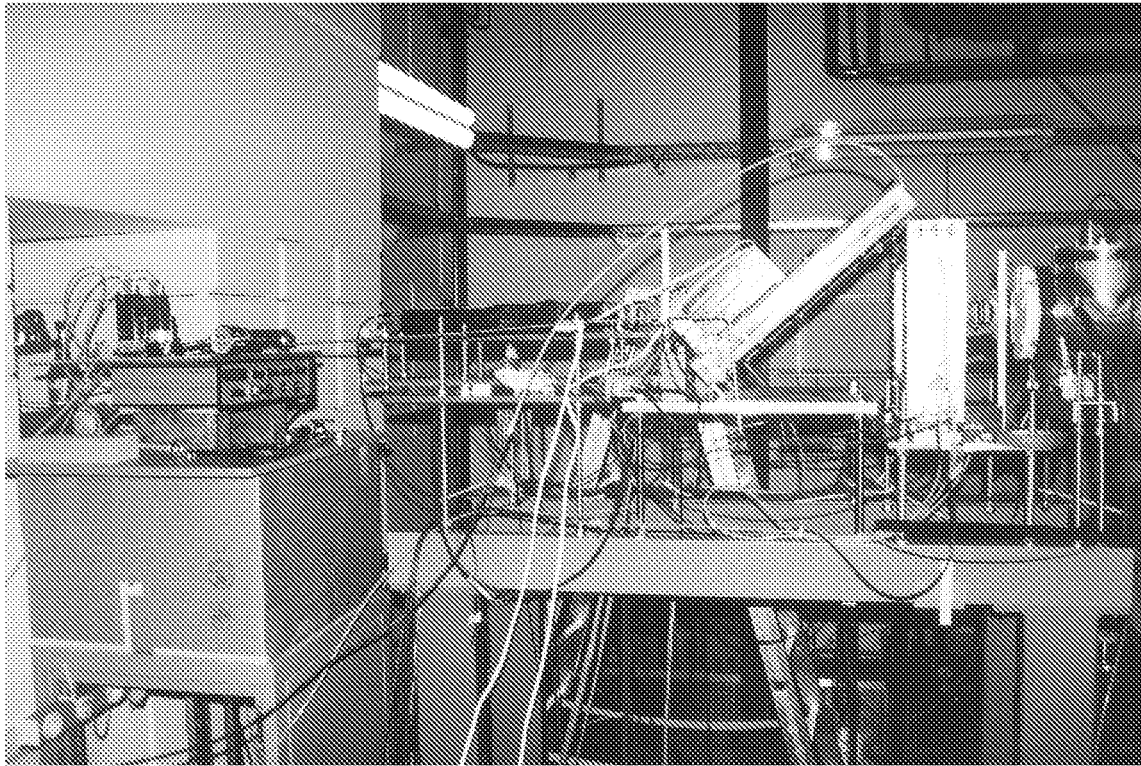


Abbildung 4.3: Dieses Bild zeigt die TEC von der anderen Seite. Der mit schwarzem Klebeband umhüllte Klotz hinter der TEC ist das Bleiglas-Kalorimeter. Ganz links ist die Steuereinheit des Gassystems zu sehen. Auf der TEC sind die Vorverstärkerkarten zu erkennen, von denen die Datenleitungen zur Meßhütte führen.

Zwischen der XY-Kammer und der TEC war Raum, in den Radiatoren eingebracht werden konnten. Dann folgte die TEC, die bei den Messungen auch gekippt bzw. gedreht werden konnte, um Teilchen unter verschiedenen Winkeln in die TEC eintreten zu lassen. Als letztes folgte ein Bleiglas-Kalorimeter, welches zur Elektronenidentifizierung eingesetzt wurde.

Bei den Messungen wurden als Zählgase Mischungen von Argon und Xenon mit CO_2 als Löschgas verwendet. Das Argon-Gas wurde außerhalb der Halle gemischt und über Plastikschräuche in die Halle geführt. Ebenso wurde mit dem Stickstoff-Gas für den Čerenkov-Zähler verfahren. Mit diesen Gasen wurde im Durchflußverfahren gearbeitet, d.h. der Kammer wurde ständig reines Gas zugeführt, und das „alte“ Gas aus dem Detektor ist in die Halle entwichen. Die Steuereinheit des Xenon-Gassystems war in der Halle hinter dem Bleiglas installiert. Es regelte die Zusam-

mensetzung der Xenon-Mischung auf $\pm 0.1\%$ in einem geschlossenen Kreislauf bei einem Durchsatz von etwa 1.5 l/h. Mit allen Gasen wurde unter atmosphärischen Druck gearbeitet.

4.1.1 Die Kammer

Die Abmessungen des Prototypen entsprechen weitgehend den Vorschlägen aus dem Technical Proposal [24]. Der Driftbereich der TEC hat eine Tiefe von 30 mm, der Verstärkungsbereich erstreckt sich über 6 mm. Insgesamt ist die Kammer etwas kleiner als im Technical Proposal. Sie ist $610 \times 560 \text{ mm}^2$ groß und etwa 50 mm tief. Die aktive Detektorfläche beträgt $510 \times 460 \text{ mm}^2$. Getragen wird die Konstruktion durch einen Aluminium-Rahmen. Für die Halterungen der Kathodenplatte, der Drähte und des Eintrittsfensters wurde Stesalit verwendet. Eine aluminisierte Mylarfolie wurde als Eintrittsfenster verwendet, welches zugleich die Kathode des Driftbereichs darstellt.

Die Unterteilung der Kathodenplatte erfolgte in Chevron-förmige Pads von 50 mm Länge (Row) und 10 mm Breite (Column). Ein Pad entspricht dabei 5 farbigen Segmenten aus Abbildung 3.3. Die Anodendrähte verlaufen jeweils in 10 mm Abstand. Insgesamt wurden nur 16 dieser Pads ausgelesen, die in der Umgebung des Strahls lagen. Die Position und Ausdehnung des Strahls wurde durch die XY-Kammer bestimmt und ist in Abbildung 4.4 eingezeichnet.

4.1.2 Auslese-Elektronik

Geladene Teilchen, die die TEC durchqueren, erzeugen entlang ihrer Spur Elektronen-Ionen-Paare (vergleiche Kapitel 2.2.2). Die Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Anodendrähten und werden dort verstärkt. Ausgelesen wird das Spannungssignal auf den Kathoden-Pads, das durch den in den Drähten abfließenden Strom influenziert wird.

Auf der Rückseite der Kathodenplatte waren zwei Vorverstärker direkt aufgesteckt, um den Weg möglichst kurz zu halten. Untersucht wurde die in Kapitel 2.2.3 erläuterte Zeitstruktur des TEC-Signals. Dazu wurden Flash-ADCs (FADCs) ein-

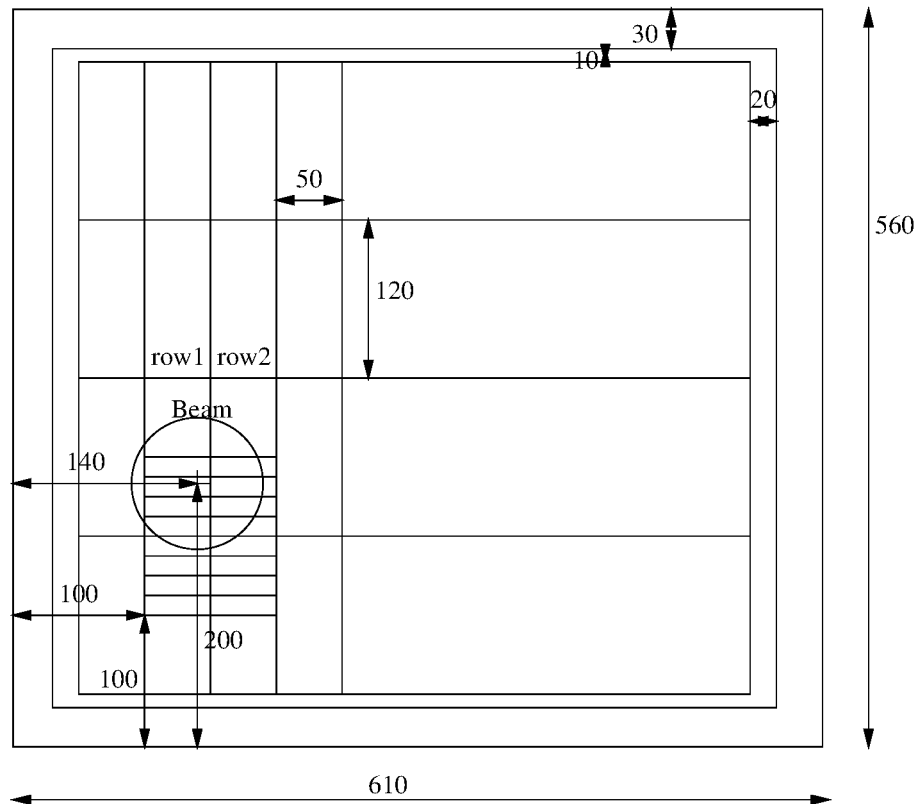


Abbildung 4.4: Die Positionierung der TEC zum Strahl. Eingezeichnet sind die Position und die Ausdehnung des Strahls und die 16 Pads der Kathodenplatte, die ausgelesen wurden.

gesetzt, die das Signal auf einem Pad im zeitlichen Verlauf aufnehmen können. Die gesamte Driftzeit wird dabei in Bins unterteilt, die mit dem Signal zum entsprechenden Zeitpunkt gefüllt werden. Die beiden Vorverstärker-Karten haben jeweils 8 Kanäle (Pads) ausgelesen und die Signale über Kabel mit $100\,\Omega$ Impedanz den FADCs in der Meßhütte zugeführt. Der Kabelweg betrug dabei etwa 30 m. Es handelte sich um auf Schnelligkeit ausgelegte Vorverstärker und Pulsformer, die an der GSI entwickelt wurden. Die Anstiegszeit betrug 15 ns und der Verstärkungsfaktor ungefähr 270.

Für den Nachweis der charakteristischen Signatur des TR-Signals wurden FADCs eingesetzt. Die Detektoren wurden von einem MBS¹ Datenaquisitionssystem ausge-

¹Multi Branch System; ein Standard-Datenaufnahmesystem an der GSI, siehe auch <http://www.-wnt.gsi.de/daq/>

lesen, und die Daten wurden über ein SCSI-Kabel, das direkt mit dem Prozessor-board verbunden war, auf Band geschrieben. Am Ende des Aufbaus befand sich das Elektronik-Crate, das ein FADC-Crate und zwei CAMAC-Crates enthielt. Hier wurden die analogen Signale digitalisiert und über ein VSB Interface zu den Prozessoren geleitet.

4.1.3 Trigger-Systeme

Die Trigger-Signale für die Datenaufnahme wurden auf verschiedene Weisen erzeugt. Grundsätzlich wurden Trigger als Koinzidenz eines Detektorsignals und dem Anti-Busy der Datenaufnahme geschaltet. Mögliche Detektorsignale waren:

- Koinzidenz der Szintillatoren vor und hinter der TEC: damit wurde auf Teilchen getriggert, die die TEC im Bereich der ausgelesenen Pads durchquert haben.
- Durch Setzen von Schwellen beim Čerenkov-Detektor und dem Bleiglas-Kalorimeter konnte gezielt auf Elektronen getriggert werden. Elektronen bilden im Bleiglas elektromagnetische Schauer aus. Dabei erzeugen die einfallenden Elektronen Bremsstrahlungs-Photonen, die in Elektron-Positron-Paare zerfallen, welche wiederum Bremsstrahlung erzeugen usw. Die Anzahl der erzeugten Photonen hängt von der Energie der Primärelektronen ab, so daß über die im Bleiglas nachgewiesene Lichtmenge die Energie der Elektronen bestimmt werden kann. Pionen dagegen bilden hadronische Schauer aus, wobei die Wechselwirkungslänge viel größer ist als im elektromagnetischen Fall. Es wird daher nur ein kleiner Teil der Pion-Energie im Bleiglas deponiert. Abbildung 4.5 zeigt unten ein Spektrum der im Bleiglas deponierten Energie. Bei kleinen Energien erkennt man den von Pionen erzeugten Untergrund. Die Elektronen dagegen bilden das Maximum bei großen Energien. Der Pionen-Untergrund kann reduziert werden, indem auf das Signal des Čerenkov-Detektors getriggert wird. Gleichzeitiges Setzen von Schwellen beim Bleiglas und Čerenkov-Detektor erlaubt eine zuverlässige Elektron-Identifizierung.

- Auch die Signale der TEC selbst konnten als Trigger für die Datenaufnahme eingesetzt werden, wenn sie oberhalb einer bestimmten Schwelle lagen.

4.2 Durchführung der Messungen

Es wurde eine Reihe von Messungen durchgeführt, bei denen jeweils einzelne Parameter variiert wurden. Grundsätzlich lassen sich die Messungen in zwei Gruppen unterteilen, wobei entweder Argon oder Xenon jeweils mit 10%iger CO₂-Beimischung eingesetzt wurden. Dabei wurde jeweils das elektrische Feld im Drift- oder Verstärkungsbereich variiert. Außerdem wurden Messungen mit verschiedenen Orientierungen der Kammer zum Strahl gemacht. Zuletzt wurden noch einige Versuche unternommen, durch Einbringen von Radiatoren in den Strahl die charakteristische Signatur der Übergangsstrahlung nachzuweisen.

Es wurde ein Strahl bestehend aus negativen Pionen und Elektronen erzeugt, indem ein Beryllium-Target mit Kohlenstoff-Kernen beschossen wurde. Die Impulse der Sekundärteilchen lagen dabei zwischen 1.5 und 2.5 GeV.

Abbildung 4.6 zeigt für ein typisches Ereignis (ohne Radiator) die FADC-Werte der aus den 16 Kathoden-Pads ausgelesenen Signale. Man sieht mehrere Cluster, und erkennt auch die Aufteilung der Ladung auf benachbarte Pads. Außerdem ist ein deutliches „Unterschwingen“ nach großen Pulsen zu sehen. Dies ist ein Problem, welches erst nach der Strahlzeit durch die Entwicklung von neuen Vorverstärkern gelöst werden konnte.

Auch das Rauschen auf den Kanälen ist unerwartet hoch. Es wurden während der Vorbereitungen der Strahlzeit große Anstrengungen darauf verwendet, Antennenwirkungen bei den Detektoren und Datenleitungen zu vermeiden. Dazu wurden die Elektronik auf der Rückseite der TEC und die Datenleitungen sorgfältig mit Alufolie umwickelt und das Detektormaterial mit Massekabeln geerdet. Es wurden sogar Einwirkungen elektromagnetischer Strahlung beobachtet, wenn einzelne Module der Ausleseelektronik eingeschaltet wurden.

4.3 Die Daten

Während der Strahlzeit wurde eine Reihe von Messungen aufgenommen, wobei die Ergebnisse online analysiert und immer wieder Parameter variiert wurden, um die gemessenen Spektren zu optimieren. Im Folgenden werden die Messungen mit Argon und Xenon als Zählgas diskutiert und die beim Xenon aufgetretenen Probleme erläutert.

4.3.1 Messungen mit Argon

Die Spektren, die man bei einer Zählgaszusammensetzung von Argon mit 10 % CO₂-Beimischung gesehen hat, zeigen durchaus einige erwartete Tendenzen. Abbildung 4.7 zeigt ein Spektrum, das über viele Ereignisse summierte Werte enthält. Es wurde kein Radiator eingesetzt.

Ganz oben ist das wohl interessanteste Spektrum zu sehen. Hier ist die Anzahl der Cluster gegen deren Driftzeit in der Kammer aufgetragen. Hier sollte sich idealerweise ein Plateau herausbilden, das sich von Null bis zur maximalen Driftzeit erstreckt, da Elektronen wie Pionen bei allen möglichen Driftzeiten freie Elektronen erzeugen. Tatsächlich ist dieses Plateau zu erkennen. Die Überhöhung bei kleinen Driftzeiten ist auch verständlich, da auch im Verstärkungsbereich freie Elektronen erzeugt werden können, und zwar sowohl *vor* als auch *nach* den Anodendrähten, was durch die Bestimmung der Driftzeit aber nicht zu unterscheiden ist. Es werden daher bei Driftzeiten entsprechend der halben Ausdehnung des Verstärkungsbereichs doppelt so viele Elektronen-Cluster erwartet wie bei größeren Zeiten.

Die Struktur des Spektrums entspricht weitgehend diesem Verhalten. Nach der maximalen Driftzeit geht das Plateau recht abrupt in Rauschen über. Die Anfangsüberhöhung ist aber stärker ausgebildet, als nach den obigen Überlegungen zu erwarten ist. Statt einem Faktor 2 sieht man eher einen Faktor 4 – 5. Dieser Unterschied könnte zum Teil auf Raumladungseffekte zurückzuführen sein. Die ersten ausgelesenen Elektronen erfahren noch die optimale Verstärkung in einem ideal ausgebildeten elektrischen Feld. Jedes verstärkte Elektron hinterläßt aber Ladungswol-

ken bestehend aus positiven Ionen im Raum, die zur Verzerrung und Abschwächung des Feldes führen können. Die nachfolgenden Elektronen erfahren daher nicht mehr dieselbe Verstärkung wie die ersten, die ausgelesenen Signale sind kleiner. Das bedeutet, man sieht nicht nur eine *Anfangsüberhöhung*, sondern gleichzeitig eine *Reduktion* in der Höhe des Plateaus. Die Spektren darunter zeigen die Anzahl der pro Ereignis erzeugten Cluster und die pro Ereignis auf den Pads deponierte Gesamtladung. Abbildung 4.8 zeigt die gleichen Spektren für den Fall, daß die Kammer 40 Grad gegen die Strahlrichtung verkippt ist, wodurch die Teilchenbahnen nicht mehr senkrecht zu den Anodendrähten verliefen, sondern unter $90 - 40 \text{ Grad} = 50 \text{ Grad}$. Es sind dabei im Vergleich zum senkrechten Einfall in Abbildung 4.7 keine systematischen Veränderungen zu erkennen. Insgesamt zeigen die Argon-Spektren die erwarteten Tendenzen, so daß für die folgenden Durchläufe auf Xenon umgestellt wurde.

4.3.2 Messungen mit Xenon

Abbildung 4.9 zeigt die Spektren, die bei Xenon mit 10% CO₂ als Zählgas aufgenommen wurden. Im Vergleich zu den Argon-Spektren fällt auf, daß kein Plateau in der erwarteten Weise ausgebildet ist. Bei kleinen Driftzeiten ist noch das erwartete Verhalten zu sehen (Ansatz eines Plateaus, Anfangsüberhöhung), dann aber fällt die Anzahl der nachgewiesenen Cluster mit zunehmender Driftzeit exponentiell ab und verliert sich im Untergrund. Wurde die Kammer gegen den Strahl um 40 Grad gekippt, waren die Beobachtungen prinzipiell dieselben. Allerdings war in der Ausbildung des Plateaus eine Verbesserung zu erkennen (Abbildung 4.10).

Bis zum Ende der Strahlzeit konnte das Verhalten der TEC beim Einsatz von Xenon nicht erklärt oder korrigiert werden. Es blieb die Beobachtung einer zu großen Driftzeiten hin abfallenden Anzahl nachgewiesener Elektronen-Cluster. Um Verlust von Elektronen an den Kathodendrähten zwischen Drift- und Verstärkungsbereich ausschließen zu können, wurden diese zeitweise auf negative Spannungen gesetzt (-100 und -200 V). Aber auch diese Maßnahme brachte keine Verbesserung.

Dennoch wurden gegen Ende der Strahlzeit noch einige Messungen mit Xenon durchgeführt, wobei ein Radiator zwischen XY-Kammer und TEC in den Strahl

gestellt wurde. Bei dem Radiator handelte es sich um einen Folienstapel aus 110 Polypropylen-Folien mit einer Dicke von $50\,\mu\text{m}$ und einem Abstand von $800\,\mu\text{m}$ in Luft. Die im Radiator von den Elektronen erzeugten TR-Röntgenphotonen werden zum größten Teil kurz nach Eintritt in den Driftbereich absorbiert und sorgen für zusätzliche Elektronen-Clusters bei großen Driftzeiten. Zu erwarten wäre daher eine Überhöhung auf dem Plateau bei großen Driftzeiten. Abbildung 4.11 zeigt dabei im Vergleich zur Messung ohne Radiator keine signifikanten Unterschiede.

4.4 Offene Fragen

Die Messungen mit Xenon deuten auf unverständene Probleme beim Betrieb der TEC hin. Eine quantitative Analyse der Daten zur Beurteilung der Teilchen-Identifizierung durch Übergangsstrahlung setzt jedoch stabile und verstandene Betriebsbedingungen voraus, die reproduzierbare Daten liefern. Für spätere Messungen wurden an der Kammer und am Gassystem viele Verbesserungen vorgenommen, um dem unverständenen Verhalten auf die Spur zu kommen. Ansatzpunkte waren dabei:

- Die Vorverstärker-Elektronik: es wurden neue Vorverstärker entworfen, bei denen die „Unterschwinger“ im Signal nicht mehr derart ausgeprägt sind und auch weniger Rauschen auftritt. Totzeiten nach den Unterschwingern können verhindern, daß Elektronen ausgelesen werden, die nach vorhergehenden Pulsen die Anodendrähte erreichen.
- Das Gassystem: es wurde vermutet, daß Verunreinigungen im geschlossenen Xenon-Kreislauf zur Reduktion von Elektronen-Clusters geführt haben. Stark elektronegative Gase (O_2 , H_2O) im Zählgas können freie Elektronen binden, die dann nicht mehr ausgelesen werden. Dabei ist auch ein Zusammenhang mit der Driftzeit zu vermuten, da die Wahrscheinlichkeit für eine Anlagerung um so größer ist, je länger sich die freien Elektronen im Gas befinden. Damit könnte die bei langen Driftzeiten beobachtete Reduktion der nachgewiesenen Clusters erklärt werden. Für die nächsten Messungen wurde die Kammer an empfindlichen Stellen nochmal abgedichtet, und in das Gassystem wurden zusätzliche

Sauerstoff-Absorber eingebaut.

- Raumladungseffekte: im Bereich der Anodendrähte entstehen durch die Gasverstärkung lawinenartig freie Elektronen – und auch positive Ionen. Da die Ionen im Vergleich zu den Elektronen sehr viel träger sind, bleibt nach dem Auslesen noch für einige Zeit eine Wolke von positiven Ladungen zurück, bis die Ionen zur Kathode gewandert und dort rekombiniert sind. Finden viele Verstärkungsvorgänge nacheinander statt, kann die immer größere Anzahl von Ionen eine starke Verzerrung des elektrischen Feldes bewirken und damit die Gasverstärkung vorübergehend unterbrechen. Die Folge: die ersten Elektronen werden noch verstärkt und ausgelesen, die Raumladungen ihrer Ionen aber unterdrücken zunehmend die Verstärkung und Auslese der nachfolgenden Elektronen mit hoher Driftzeit.

Insbesondere die Raumladungseffekte können auch den Unterschied in den beobachteten Spektren von Argon und Xenon erklären, da die Xenon-Ionen im Vergleich zu Argon-Ionen noch unbeweglicher sind, so daß Raumladungen in Xenon länger bestehen bleiben können als in Argon. Um die Raumladungseffekte ausschließen zu können, ist für die nächsten Messungen ein neuer Prototyp konstruiert worden, bei dem die Anodendrähte kleinere Abstände haben (3 und 5 mm im Vergleich zu 10 mm beim hier verwendeten Prototypen). Die Elektronen können sich dadurch auf mehr Drähte „verteilen“, so daß Raumladungseffekte reduziert sein sollten. Unterstützt wird der Verdacht auf Einfluß von Raumladungen dadurch, daß bei den Xenon-Messungen zumindest eine Verbesserung bei der Ausbildung des Plateaus gesehen werden konnte, wenn die Kammer gegen den Strahl so verkippt wurde, daß die Teilchenbahnen nicht mehr senkrecht zu den Drähten verliefen, sondern unter Winkeln bis zu 50 Grad. Auch hier können sich die im Driftbereich erzeugten Elektronen auf eine längere Strecke auf dem Draht verteilen. Bei senkrechtem Einfall werden nahezu alle Elektronen einer Teilchenspur an derselben Stelle eines Anodendrahtes ausgelesen.

Im Februar 2000 wurde eine weitere Teststrahlzeit mit einem neuen Prototypen durchgeführt, bei dem bereits die oben beschriebenen Verbesserungen umgesetzt

wurden. Die Auswertung der Daten aus diesen Messungen wird noch einige Wochen in Anspruch nehmen, daher können an dieser Stelle noch keine Ergebnisse vorgestellt werden.

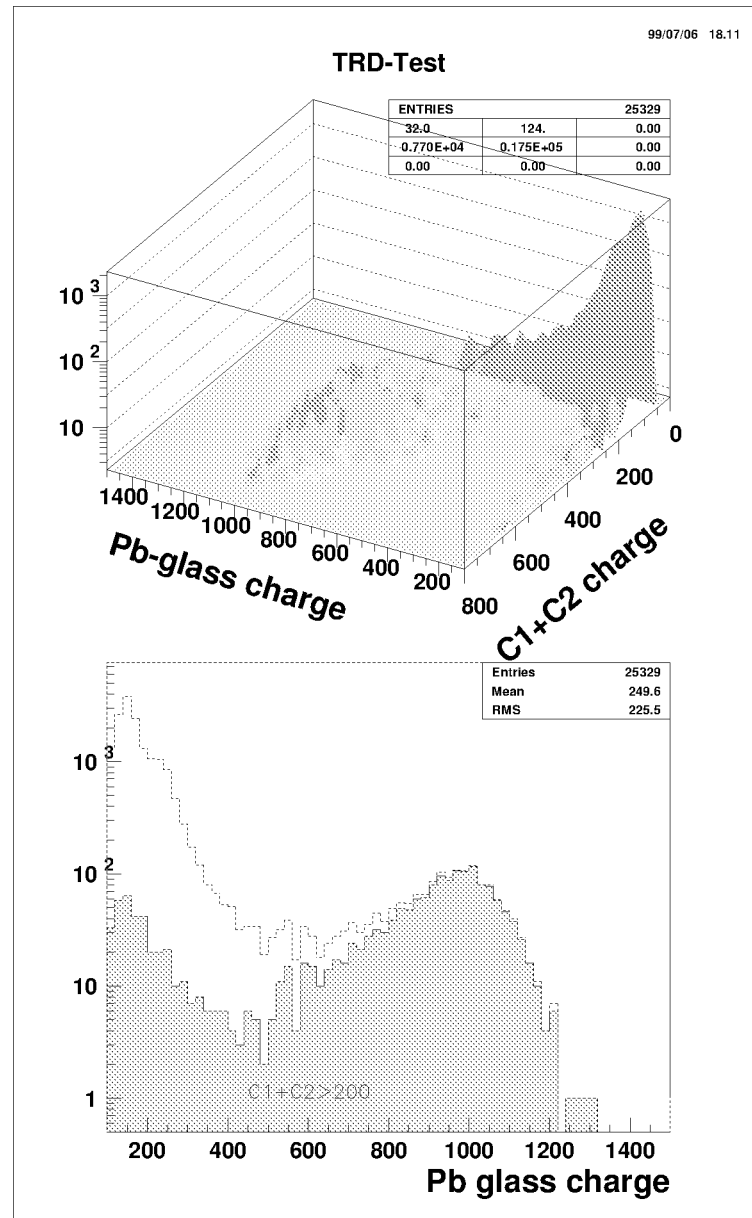


Abbildung 4.5: Elektron-Trigger (oben): aufgetragen sind die Signale aus dem Bleiglas-Kalorimeter gegen die Signale aus dem Čerenkov-Detektor. Elektronen liefern im Vergleich zu Pionen viel größere Signale (Gebirge in der Mitte des 3D-Plots), so daß Signale, die in beiden Detektoren oberhalb einer Schwelle liegen, als Trigger auf Elektronen genutzt werden können. Das untere Spektrum zeigt, wie der Pion-Untergrund im Bleiglas durch Triggern auf das Čerenkov-Signal (Photomultiplier C1 und C2) reduziert werden kann.

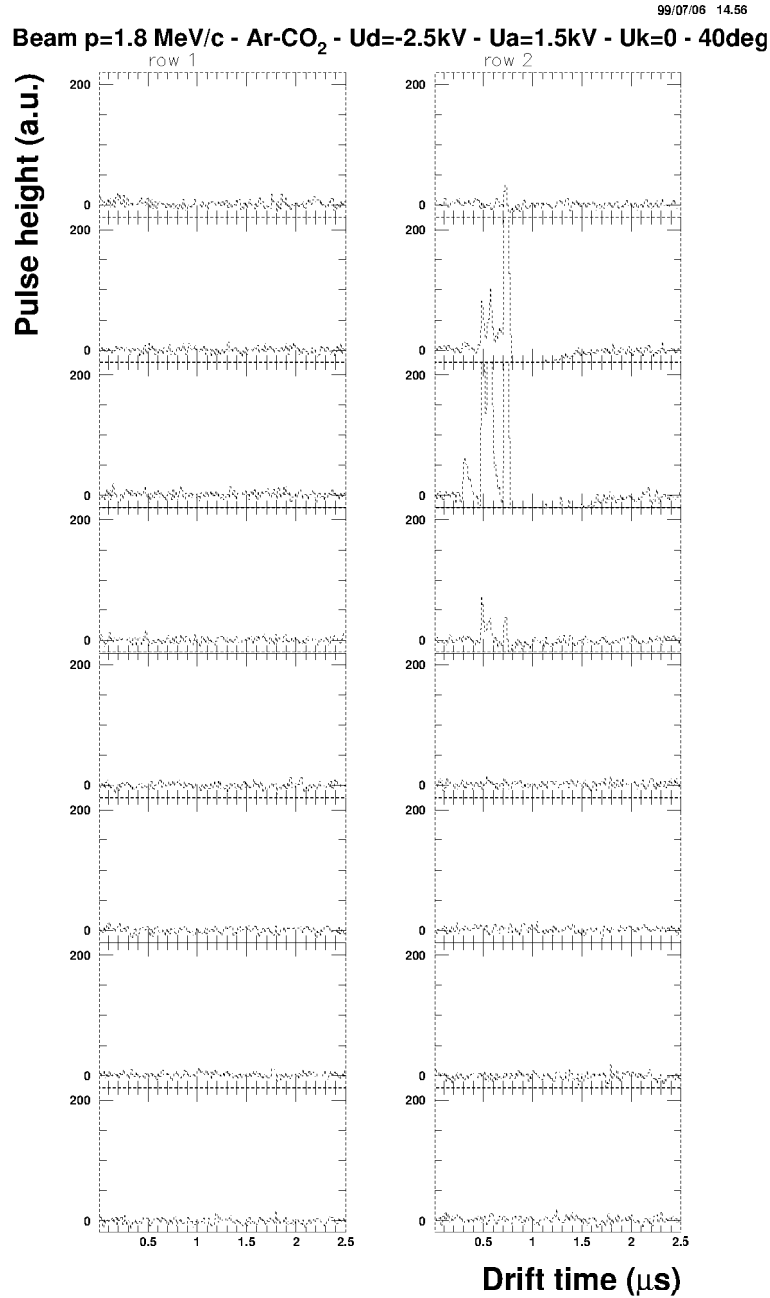


Abbildung 4.6: Ein typisches Signal aus der TEC (ohne Radiator): geladene Teilchen erzeugen in der Kammer Elektronen-Cluster, die nach Driftzeiten entsprechend ihrer Position auf den Pads ausgelesen werden. Man erkennt die Aufteilung der Ladung auf benachbarte Pads und ein deutliches Unterschwingen des verstärkten Signals nach großen Pulsen.

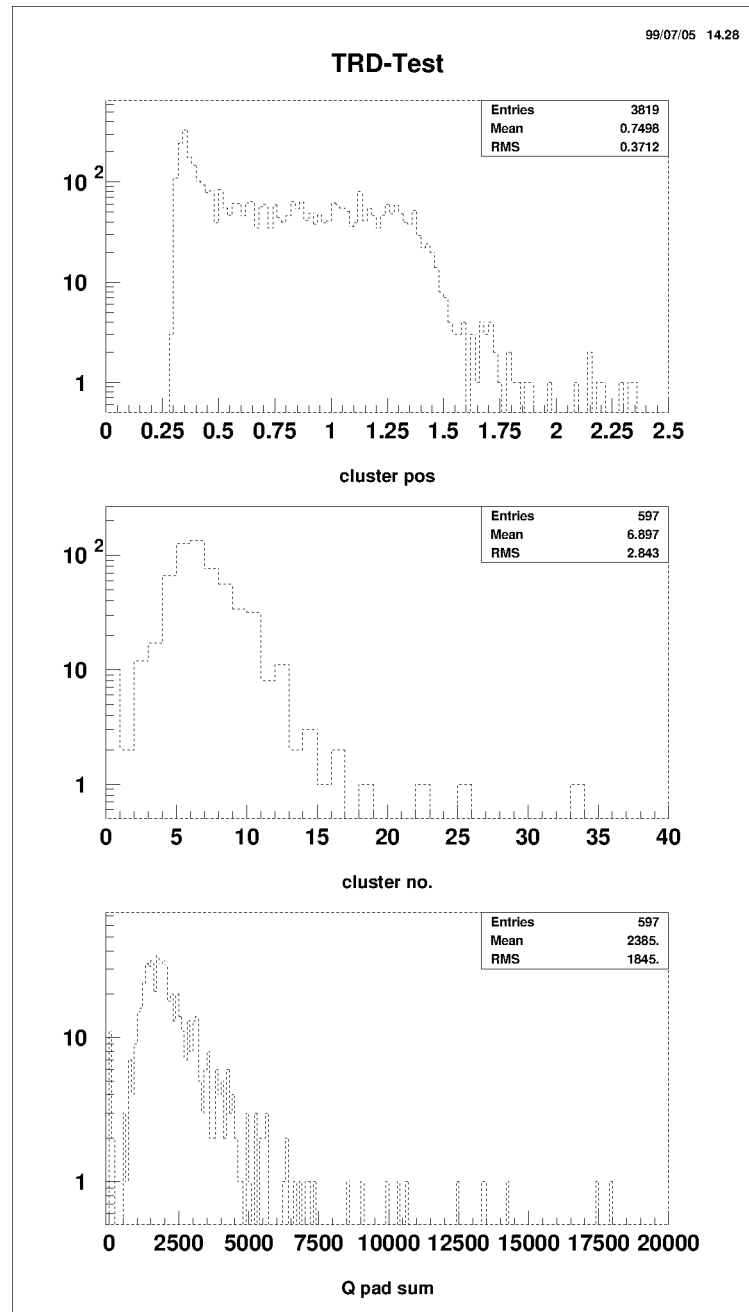


Abbildung 4.7: Argon-Spektrum: ganz oben ist das erwartete Plateau von Null bis zur maximalen Driftzeit deutlich zu erkennen, ebenso die anfängliche Überhöhung durch Elektron-Cluster im Verstärkungsbereich. Darunter die Anzahl der Cluster pro Ereignis und die auf den Pads jeweils gesamt deponierte Ladung.

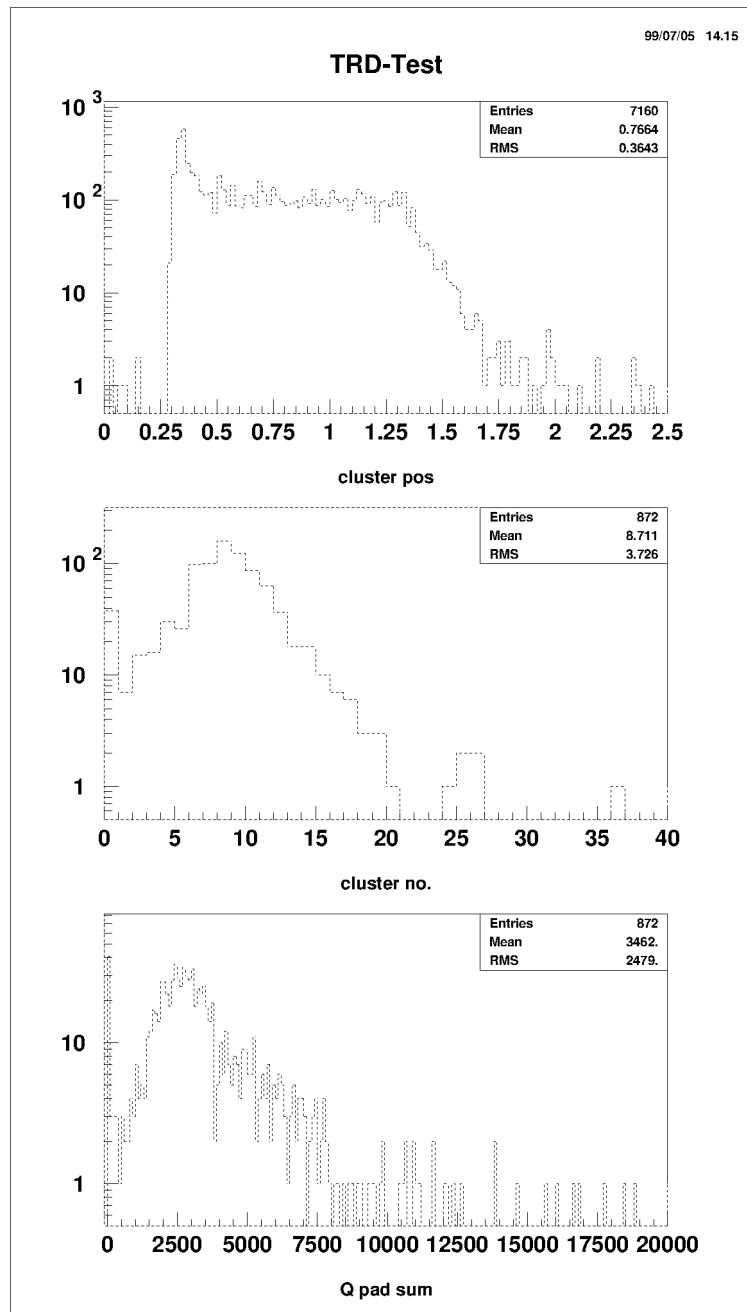


Abbildung 4.8: Argon-Spektrum wie in Abbildung 4.7. Hier ist die Kammer um 40 Grad gegen den Teilchenstrahl gekippt, so daß die Teilchenbahnen unter einem Winkel von 50 Grad gegen die Anodendrähte verlaufen.

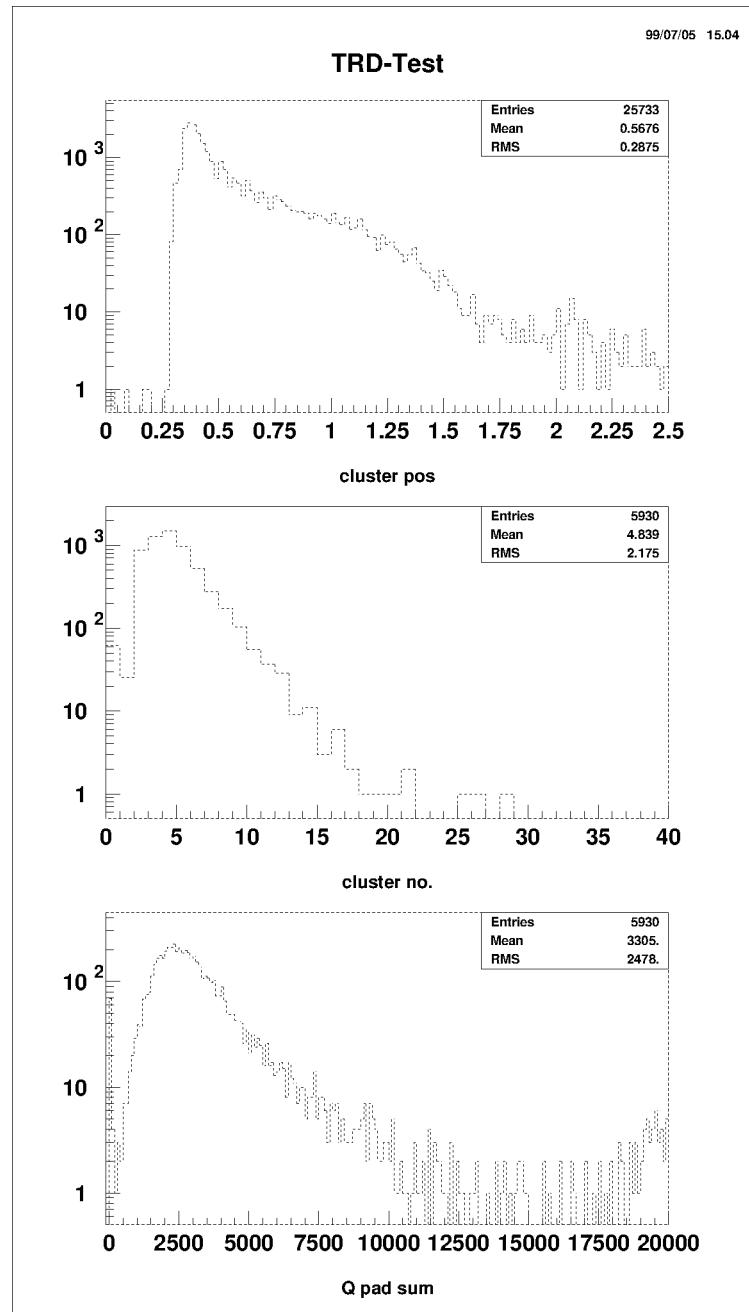


Abbildung 4.9: Xenon-Spektrum: ganz oben ist nicht wie im Falle von Argon das Plateau über den ganzen Driftzeitbereich ausgebildet, sondern fällt nach der Anfangsüberhöhung exponentiell ab. Darunter die Anzahl der Cluster pro Ereignis, und ganz unten die gesamte pro Ereignis auf den Pads deponierte Energie.

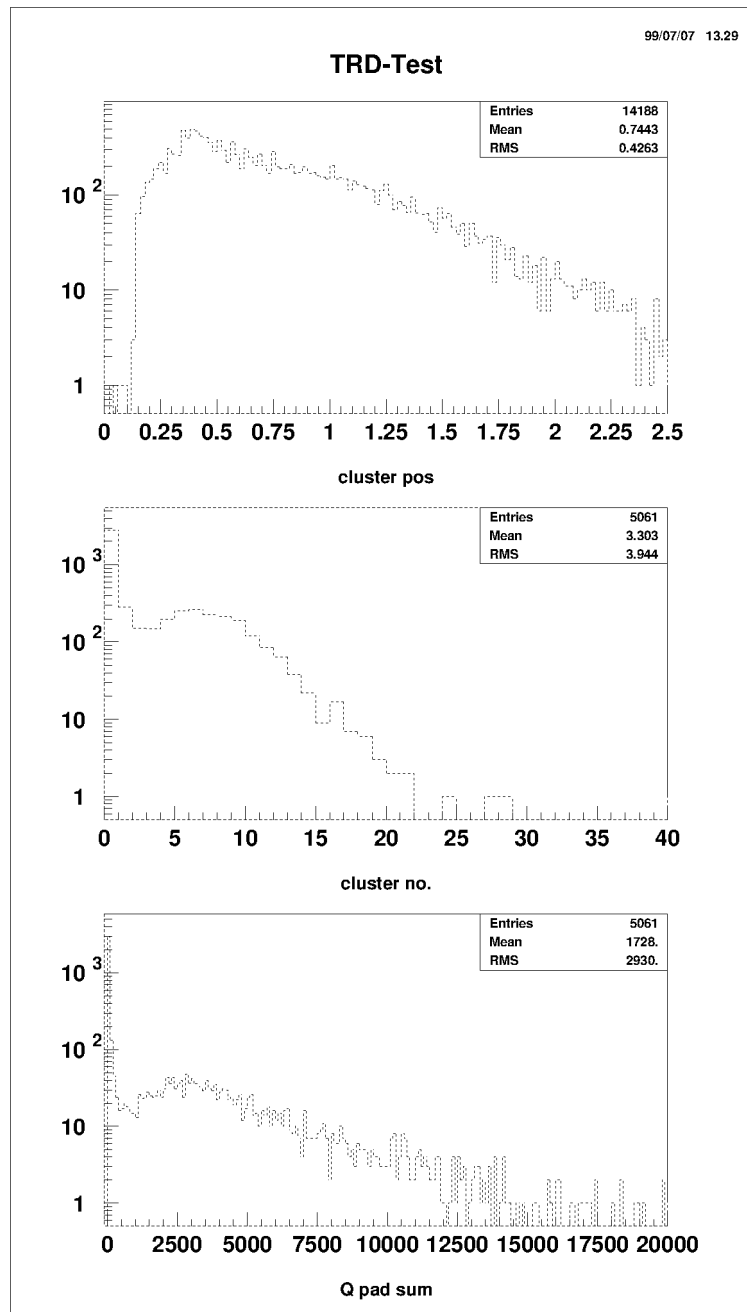


Abbildung 4.10: Xenon-Spektrum mit um 40 Grad gegen den Strahl gekippter TEC: auch hier ist kein Plateau in der Weise wie bei Argon ausgebildet, aber es ist eine Verbesserung im Vergleich zum nicht gekippten Fall in Abbildung 4.9 zu erkennen.

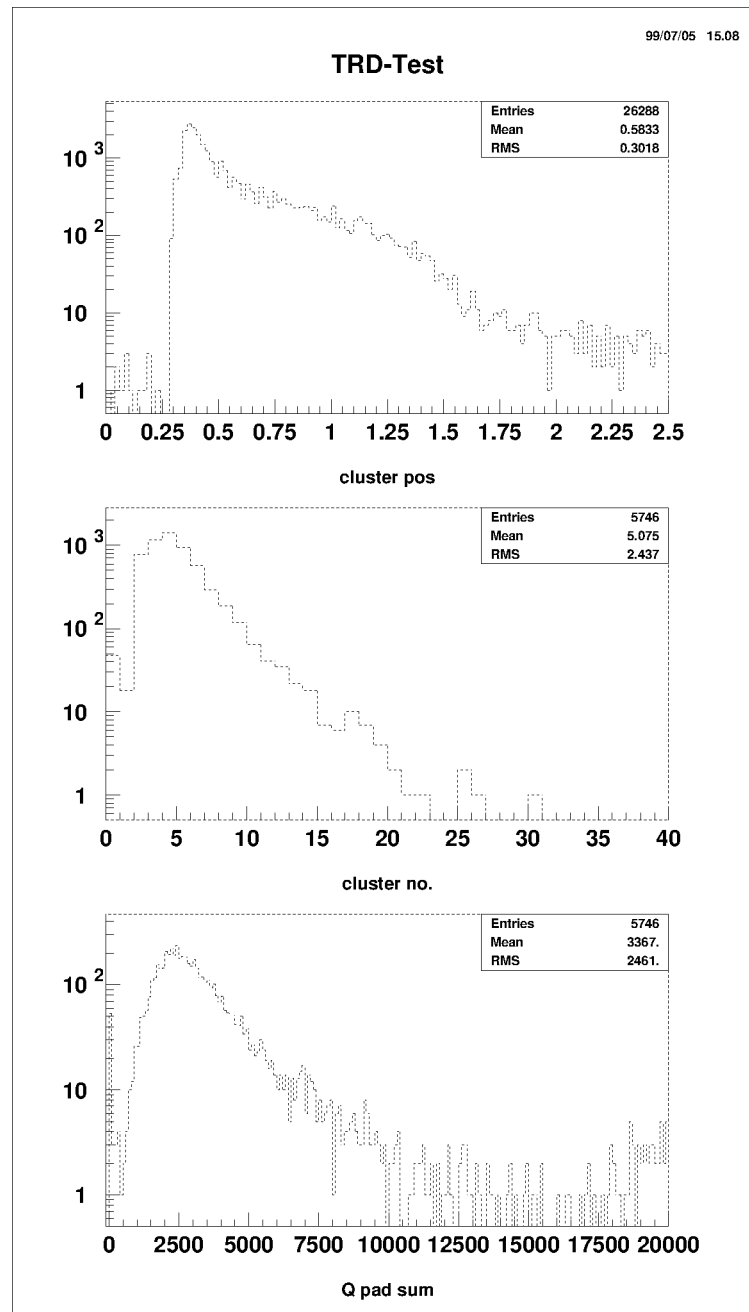


Abbildung 4.11: Xenon-Spektrum mit Radiator: es sind keine signifikanten Unterschiede im Vergleich zu den Messungen ohne Radiator zu erkennen (Abbildung 4.9).

5. Simulation des TRD

In der Einleitung (Kapitel 1) wurde bereits erläutert, daß die Übergangsstrahlungsdetektoren neben der Elektron-Identifizierung auch als Trigger auf Elektronen mit großen Transversalimpulsen eingesetzt werden können. Dies ist wichtig zur Untersuchung der Produktion von Quarkonium-Zuständen (J/Ψ , Υ), welche in der Plasma-Phase eine Reduktion erfahren sollte. Für die Bestimmung des Impulses muß der Krümmungsradius der Teilchenbahn im homogenen Magnetfeld des zentralen Detektors ermittelt werden. Dies setzt die Rekonstruktion der Teilchenspur voraus.

Ziel der hier beschriebenen Simulationen ist daher zum einen die Spurrekonstruktion aus den simulierten physikalischen Signalen (*Tracking*), und zum anderen die Identifizierung von Elektronen anhand des TR-Signals. Eine Implementierung der Übergangsstrahlung steht allerdings noch aus, so daß im folgenden lediglich das Tracking beschrieben wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurden viele Funktionalitäten in die Simulation implementiert, die für sich genommen keine konkreten physikalischen Untersuchungen darstellen, sondern bei der Entwicklung der Simulationssoftware als Vorarbeit für quantitative Analysen zu sehen sind.

Ich werde in diesem Kapitel kurz die Software-Basis dieser Simulationen vorstellen: ROOT und AliROOT [25],[26]. Weiter werde ich einige Schritte auf dem Weg von den simulierten Daten hin zur Bestimmung von dynamischen Teilcheneigenschaften skizzieren. Details zur Implementierung und Erläuterung der Klassen und Methoden finden sich im Anhang C.

5.1 ROOT und AliROOT

Das ROOT System ist ein Software-Framework zur Analyse sehr großer Datenmengen [6]. Es ist in C++ programmiert und besitzt daher eine objekt-orientierte Struktur. Der Benutzer kann auf ROOT via eines graphischen Interfaces, über eine Kommandozeile oder durch Batch-Skripte zugreifen.

AliROOT ist ein Softwarepaket zur Simulation des ALICE-Experimentes. Es baut auf der objektorientierten Struktur von ROOT auf und benutzt dieselben Benutzerschnittstellen. In AliROOT gibt es von den ROOT-Klassen ererbte Basisklassen, die grundsätzliche Funktionalitäten zur Simulation von Detektorkomponenten zur Verfügung stellen. Ausgehend von diesen AliROOT-Basisklassen sind für jeden einzelnen Detektor Klassen mit spezifischen Funktionalitäten dieses Detektors in der Entwicklung.

5.1.1 ROOT

Experimente, die bei LHC Energien durchgeführt werden, erzeugen eine im Vergleich zu früheren Experimenten um einige Größenordnungen gesteigerte Datenmenge¹. Die bisher erfolgreich eingesetzte Analyse-Software (PAW^[27], PIAF^[28]) stößt dabei an ihre Grenzen. ROOT eröffnet einen neuen Zugang zu großen Datenmengen, wobei die objekt-orientierte Struktur die Erweiterung und Verallgemeinerung bewährter Konzepte erlaubt. Das Ziel ist dabei eine allgemeine Plattform für verschiedene *Domains* wie Datenanalyse und Datenaufnahme, Event-Rekonstruktion, Detektor-Simulation und Event-Generation.

Als Benutzerschnittstelle stellt ROOT *CINT*, einen *C/C++ Commandline INTerpreter* zur Verfügung, der in die ROOT-Umgebung integriert ist. CINT interpretiert Befehlseingaben direkt oder führt C/C++ Makros aus. Dem Benutzer steht daher mit C/C++ eine sehr mächtige Makrosprache zur Verfügung. CINT erweist sich auch als sehr nützlich während der Entwicklung von Routinen, die in neue Klassen eingebunden werden sollen. Durch die Verwendung eines Interpreters wird der Kompilier- und Link-Zyklus drastisch reduziert. Außerdem bietet ROOT mit CINT dem Benutzer in Quellcode, Makros und Kommandozeile Zugang über eine einzige Sprache: C++. Weitere Details zur Architektur (Basisklassen, Trees) finden sich in Anhang C.1.

Der momentane Entwicklungsstand umfaßt bisher im Schwerpunkt zwar nur die

¹Die Entwicklung von ROOT hing eng mit dem NA49-Experiment am CERN zusammen; NA49 generiert pro Run etwa 10 Terabytes an Rohdaten. Eine ähnliche Datenmenge wird bei LHC-Experimenten erwartet.

Datenanalyse, kann aber aufgrund der objekt-orientierten Struktur leicht auf andere Domänen ausgeweitet werden. AliROOT zum Beispiel stellt eine solche Erweiterung im Bereich Detektor-Simulation dar.

5.1.2 AliROOT

Für die Simulation des ALICE Experimentes wurden 1998 eine objekt-orientierte Struktur und C++ als Programmiersprache festgelegt. Man wählte ROOT als Analyse-Framework und das FORTRAN-basierte GEANT 3.21 als Simulationscode. Der schnell entwickelte Prototyp dieses Simulations-Framework hieß GALICE und erwies sich als sehr erfolgreich. GALICE war ursprünglich ein reines GEANT-Programm, das die simulierten Daten allerdings in einem Format herausgeschrieben hat, das mit ROOT gelesen werden konnte. Bis auf Teile existierender Libraries wurde fast aller FORTRAN-Code durch C++ Code ersetzt und in die objekt-orientierte ROOT-Struktur eingebunden. AliROOT ist heute der Name für dieses ALICE Off-Line Framework zur Simulation, Rekonstruktion und Analyse.

Abbildung 5.1 zeigt ein mit AliROOT gerechnetes Ereignis. Dabei kann der Benutzer einzelne Detektormodule gezielt ein- und ausschalten sowie zwischen verschiedenen Versionen der Module wählen. Die Ergebnisse des Ereignisses werden in einem Format gespeichert, das auf die Analyse mit ROOT zugeschnitten ist.

Die aus der Simulation stammenden physikalischen Wechselwirkungspunkte entlang der Spur eines Teilchens werden *Hits* genannt. Diese Hits sind zunächst in elektronische Signale, sogenannte *Digits*, zu überführen. Die Aufgabe bei der Rekonstruktion ist es nun, aus diesen simulierten elektronischen Signalen *Cluster* zu berechnen, die wiederum zu Spuren (*Tracks*) zusammengefaßt werden. Anhand dieser Spuren kann dann auf die physikalischen Eigenschaften eines Teilchen rückgeschlossen werden. Die entsprechende Vorgehensweise wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

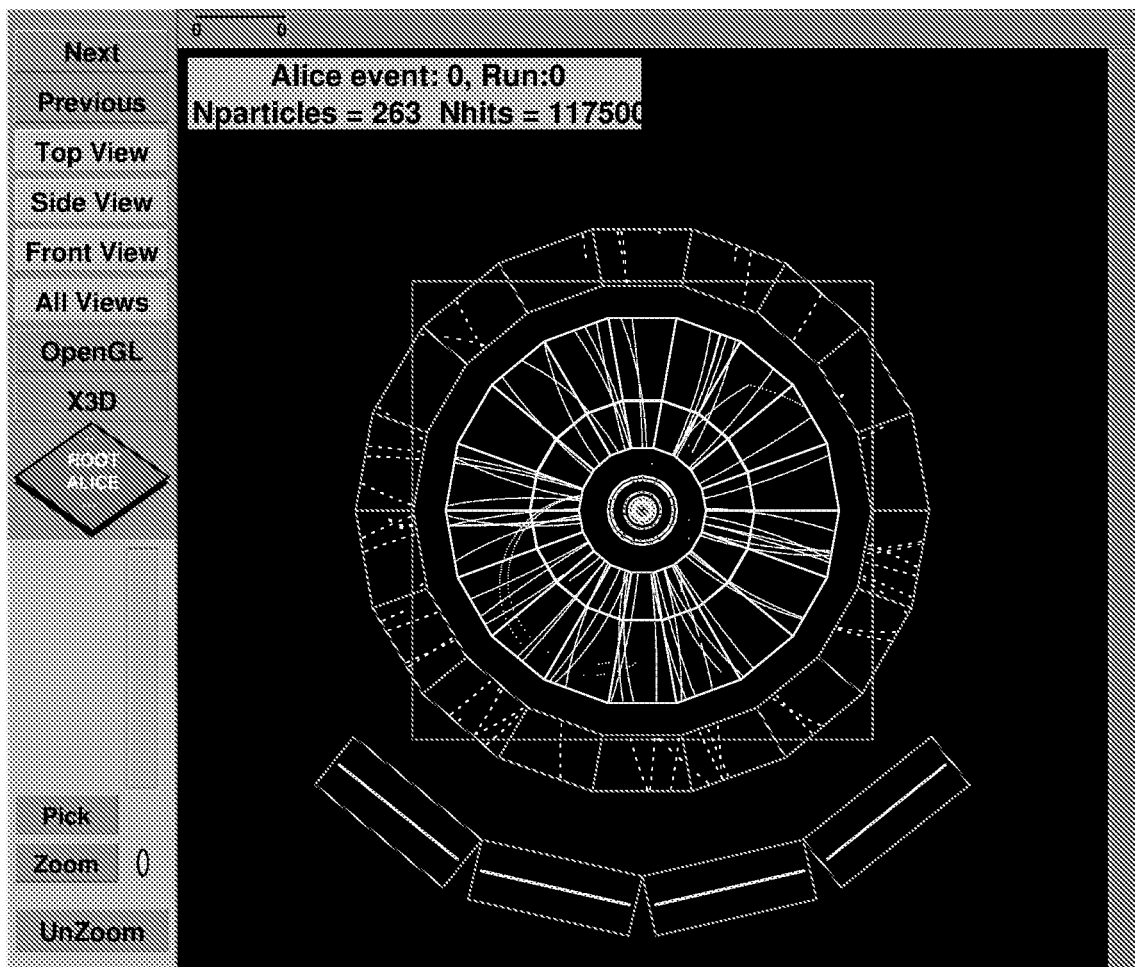


Abbildung 5.1: Grafische Darstellung eines mit AliROOT gerechneten Ereignisses. Zu sehen sind die zylindersymmetrische Anordnung der Detektoren und die Spuren der simulierten Teilchen. Die unterbrochenen Spuren in Bereich der TRD-Module lassen die Anordnung der TRDs in 6 Ebenen deutlich erkennen.

5.2 Die Cluster-Routine

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie man von den simulierten *Hits*, also den aus der Simulation stammenden physikalischen Signalen, über Umwandlung in digitalisierte elektronische Signale (*Digits*) zu den *Clusters* gelangt, mit denen letztlich eine weitere Analyse zum Nachweis von Übergangsstrahlung und zur Spurrekonstruktion durchgeführt werden kann.

5.2.1 Ergebnisse der Simulation

In den hier beschriebenen Rechnungen wurde eine HIJING-Parametrisierung zur Generation eines Ereignisses verwendet (**H**heavy **I**on **J**et **I**nteraction **G**enerator). Die Simulation von Kernreaktionen ist sehr rechenintensiv. Es wird daher eine Zufallsverteilung von Teilchen nach einer Parametrisierung vorgenommen, die an „echte“ Simulationen angepaßt ist und daher ein vergleichbares Ergebnis liefert. Der dadurch generierte Endzustand einer Schwerionen-Kollision geht in die nachfolgende Monte Carlo-Simulation ein. Neben der Anzahl von Teilchen, die durch einen vorgegebenen Aufbau geschickt werden sollen, können Impuls- und Winkelverteilungen dieser Teilchen sowie die Vertexposition vorgegeben werden.

Es besteht die Möglichkeit, einzelne Detektoren in ALICE bei der Simulation ein- oder auszuschalten. Für jeden Detektor stehen zwei Versionen zur Verfügung, eine *Slow*- und eine *Fast*-Variante. Die Slow-Variante simuliert den Detektor mit seiner ganzen Funktionalität, wogegen die Fast-Variante lediglich das Detektormaterial zur Verfügung stellt. Sie kann eingebunden werden, um bei der Simulation anderer Detektoren das Material zusätzlicher Module zu berücksichtigen, für die aber keine Datenobjekte physikalischer Wechselwirkungen herausgeschrieben werden sollen.

Bei der Simulation eines Ereignisses mit AliROOT erzeugen Teilchen in den Übergangsstrahlungdetektoren physikalische Signale: Hits. Der Energieverlust, den geladene Teilchen in dem Gasvolumen erfahren, wird durch Erzeugung von δ -Elektronen simuliert. Für die Energie dieser δ -Elektronen wird eine Verteilung nach Ermilova et al. [11] angenommen. Entsprechend ihrer Energie und der Ionisierungs-

energie des Gases erzeugen die δ -Elektronen weitere freie Elektronen. Die Ladung und die Position der so entstandenen Elektronenwolke legen die Eigenschaften eines Hit-Objektes fest. Die Schrittweite bei der Erzeugung von Primärelektronen wird entsprechend der Bethe-Bloch-Formel 2.1 gesetzt.

Abbildung 5.2 zeigt die räumliche Verteilung dieser simulierten Hits. Man erkennt kurze Spur-Segmente in den 6 Detektorebenen. Die Kammern der äußeren Ebenen erstrecken sich etwas weiter in Strahlrichtung, da sie der Akzeptanz der TPC folgen. Die nach oben und unten „ausgefranst“ Ränder der Ebenen sind dadurch zu erklären, daß eine einzelne Kammer nicht dem radialen Bogen eines Sektors folgt, sondern gerade konstruiert ist. Hits in der Mitte der Kammer haben daher geringere radiale Abstände von der Strahlachse als Hits in den Randbereichen einer Kammer.

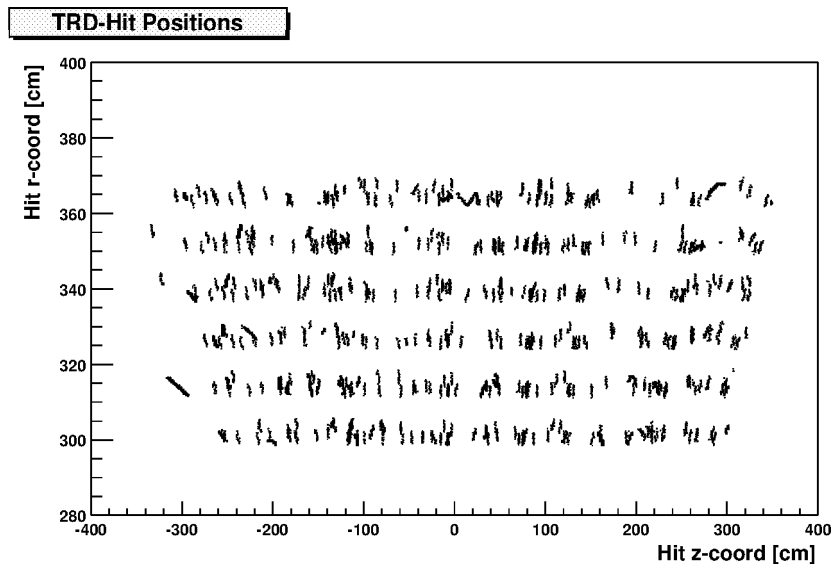


Abbildung 5.2: Die räumliche Verteilung der mit AliROOT simulierten TRD-Hits. Aufgetragen ist die radiale Position gegen die z-Koordinate (Strahlrichtung). Man erkennt deutlich die 6 zylindersymmetrisch hintereinanderliegenden TRD-Ebenen und die der Akzeptanz der TPC angepaßten Abmessungen bei der Anordnung der Kammern.

5.2.2 Von den Hits zu Digits

Im Experiment sind die echten physikalischen Hits nicht sichtbar, der Startpunkt für jede weitere Untersuchung sind die ausgelesenen elektronischen Signale. Daher werden auch in der Simulation die Hits zunächst in Digits überführt. Die Vorgehensweise dazu ist im folgenden skizziert.

Die Hit-Position im ALICE-Referenzrahmen wird in ein kammerinternes Koordinatensystem umgerechnet. Diese TRD-Koordinaten werden in *Pad Rows* und *Pad Columns* angegeben. Es handelt sich dabei um die Unterteilung der Kathodenplatte in z - und ϕ -Richtung des ALICE-Koordinatensystems in Rows bzw. Columns. Allerdings werden in der Simulation rechteckige Pads verwendet, also nicht solche mit der in Kapitel 3 beschriebenen Chevron-Struktur. In radialer Richtung wird die Kammer in 30 Ebenen unterteilt. Zu jeder Ebene gehört dabei eine Driftstrecke, die einer bestimmten Zeit entspricht, nach der ein dort erzeugtes Signal nachgewiesen wird. Daher werden diese Ebenen *Time Slices* oder auch *Time Buckets* genannt. Bei der Länge des Driftbereiches von 30 mm entsprechen 30 Time Buckets einer räumlichen Auflösung in radialer Richtung von einem Millimeter.

Jedes Hit-Objekt enthält eine bestimmte Ladung entsprechend der Anzahl der erzeugten Elektronen. Für jedes dieser Elektronen werden die folgenden Schritte durchgeführt:

- Es wird eine Positionsverschmierung vorgenommen, die durch die Diffusion zu erwarten ist.
- Es werden Fluktuationen in der Gasverstärkung berücksichtigt. Für die statistischen Schwankungen wird dabei eine Verteilung der Form

$$P(q) = \frac{1}{\bar{q}} e^{q/\bar{q}}$$

angenommen. $\bar{q}$ stellt dabei eine mittlere Verstärkung dar und wird als 1000 angenommen.

- Entsprechend einer Pad-Response-Funktion (siehe Abbildung 5.3) wird das errechnete Signal auf drei benachbarte Pads (in Column-Richtung) verteilt. Für

die Bestimmung des Transversalimpulses ist eine genaue Positionsbestimmung in r, ϕ -Richtung erforderlich, nicht jedoch in z -Richtung. Daher besitzen die Pads in z -Richtung eine große Ausdehnung, und es erfolgt in Row-Richtung keine Aufteilung des Signals.

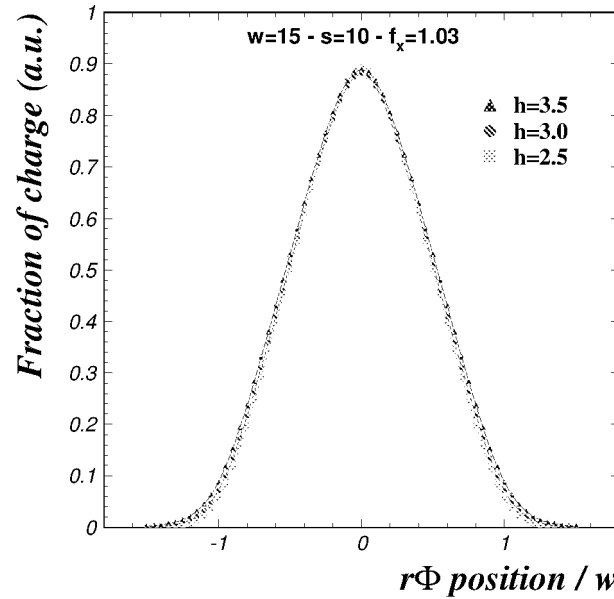


Abbildung 5.3: Pad-Response-Funktion für die Verteilung der Ladung auf benachbarte Pads in Column-Richtung. Die Funktion variiert leicht in Abhängigkeit von den Abmessungen der Pads. Befindet sich die Ladung nicht im Pad-Mittelpunkt (Position 0), so ist die Funktion so zu verschieben, daß ihr Maximum mit dem Abstand der Ladung vom Pad-Mittelpunkt zusammenfällt. Die Funktionswerte an den Stellen -1 , 0 und $+1$ geben dann direkt die Anteile der Ladung auf den drei benachbarten Pads an.

Diese physikalischen Signale auf den Pads werden in elektronische Signale umgewandelt:

- Es wird elektronisches Rauschen berücksichtigt. Dazu wird das Signal entsprechend einer gaußförmigen Verteilung nach vorgegebenen Parametern um den ursprünglichen Wert verschmiert.
- Dann folgt die Umrechnung in Ladung und in ein entsprechendes Spannungssignal.
- Das Spannungssignal wird diskretisiert und in ein ADC-Signal überführt.

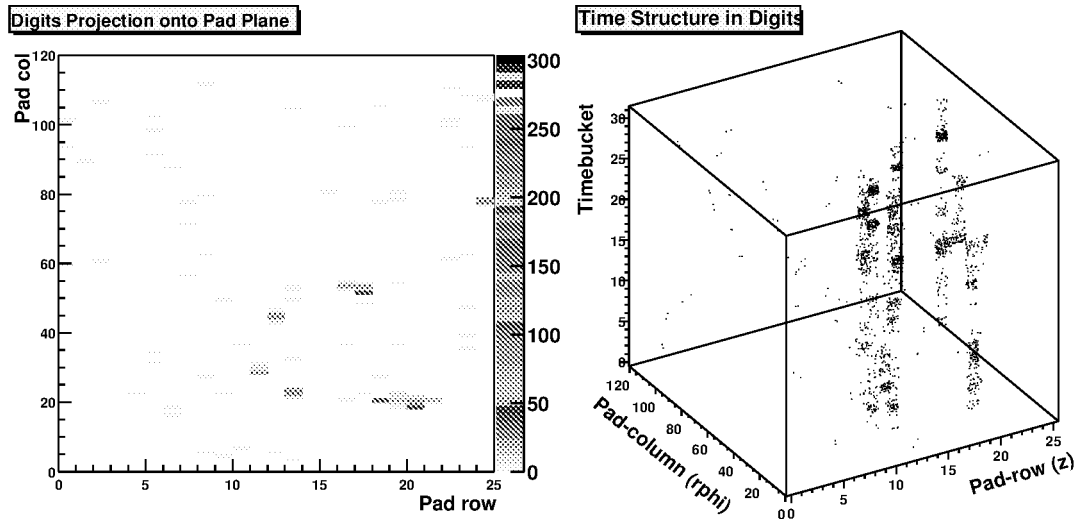


Abbildung 5.4: Das linke Bild zeigt eine Projektion der Digits entlang der Driftzeit auf die Pad-Ebene einer Kammer. Man erkennt die viel gröbere Rasterung in z -Richtung (Pad row). Das rechte Bild illustriert die räumliche Verteilung der Signale im Driftbereich.

Abbildung 5.4 zeigt die berechneten Digits, einmal in einer Projektion entlang der Driftzeit auf die Kathodenplatte, und einmal eine räumliche Verteilung innerhalb der Kammer, die aus der Zeitinformation gewonnen wurde.

Der nächste Schritt besteht darin, aus diesen elektronischen Signalen Punkte zu konstruieren, die wieder zu einer Teilchenspur zusammengesetzt werden können: Cluster.

5.2.3 Von den Digits zu Clusters

Die Clusters werden in einer Kammer separat für jedes Time Slice gesucht, da später eine Spurrekonstruktion in radialer Richtung, also entlang der Driftzeit-Achse durchgeführt werden soll. Die Idee des Cluster-Algorithmus besteht aus drei Schritten:

1. Auffinden von Maxima in den Digits innerhalb jedes Time Slice einer Kammer: Zusammen mit den links und rechts (in Column-Richtung) an ein Maximum angrenzenden Digits wird ein *Pre-Cluster* festgelegt.
2. Entfaltung benachbarter Clusters: Bei der Erstellung der Digits wurde die erzeugte Ladung in Column-Richtung auf jeweils 3 Pads verteilt, in Row-

Richtung aufgrund der großen Ausdehnung der Pads in z -Richtung jedoch nur auf eines, so daß es hier keine Überlappung von Clusters geben kann. In Column-Richtung kann dagegen der Fall eintreten, daß zwischen zwei Maxima nur ein Pad liegt, dessen Ladung den benachbarten Maxima zuzuordnen ist. Genau dies ist die Aufgabe des Entfaltungs-Algorithmus (siehe unten).

3. Berechnung der Cluster-Daten und Herausschreiben der Cluster.

Für die Berechnung des Ladungsschwerpunktes eines Cluster sind zwei Varianten implementiert. Die eine nimmt eine einfache Gewichtung der Ladungen auf den Pads neben dem Maximum vor, die andere setzt einen integralen Gauß-Fit auf die drei Cluster-Pads, wobei das Integral unter der Gauß-Kurve wieder die Ladung auf einem Pad ergibt. Diese Variante hat gegenüber der einfachen Schwerpunktsbildung den Vorteil, daß ein auf die drei zentralen Pads gesetzter integraler Fit eine Extrapolation auf weitere benachbarte Pads erlaubt. Hiermit kann ein Entfaltungs-Algorithmus für Clusters entwickelt werden, die sich über mehr als drei Pads erstrecken. Im Rahmen dieser Simulationen wird jedoch von der Verteilung der Ladung auf drei Pads ausgegangen, so daß im weiteren aus Gründen der Rechenzeit nur die einfache Schwerpunktsbestimmung eingesetzt wird.

Entfaltungs-Algorithmus

Sollten sich zwei Pre-Clusters überlappen, müssen sie vor der entgültigen Positions- und Ladungsbestimmung entfaltet werden. Überlappen bedeutet in diesem Fall, daß zwischen den beiden Maxima der Pre-Clusters nur ein Pad liegt. Ziel der Entfaltung ist es, die Ladung dieses Überlapp-Pads den beiden Maxima zuzuordnen und somit die Clusterposition und -energie bestimmen zu können. Dazu wird ein iteratives Verfahren angewendet. Die Vorgehensweise ist dabei im einzelnen:

- Es werden die Ladungsschwerpunkte entsprechend der Aufteilung des Überlapp-Pads für die beiden Clusters bestimmt. In der ersten Iteration wird für die Aufteilung ein Startwert vorgegeben.

- Ausgehend von diesen Schwerpunktspositionen wird die Ladung entsprechend der Pad-Response-Funktion neu auf die jeweils drei Cluster-Pads verteilt. Die beiden Pad-Response-Funktionen werden dabei nach den Werten der Maxima gewichtet.
- Das neue Ladungsverhältnis auf dem Überlapp-Pad ergibt sich aus dem Verhältnis der aus den neuen Schwerpunktspositionen berechneten Ladungen auf diesem Pad und geht als neuer Startwert in den nächsten Iterationsschritt ein.

Die Iteration bricht ab, wenn sich das neue Verhältnis von dem des letzten Schrittes um nicht mehr als einen vorgegebenen Wert unterscheidet.

Vergleich von Hits und Clusters

Die Brauchbarkeit der Cluster für die Spurrekonstruktion hängt davon ab, wie gut die Cluster-Positionen mit denen der ursprünglichen Hits übereinstimmen. In Abbildung 5.5 sind die räumlichen Positionen der berechneten Clusters im Vergleich zu den simulierten Hits gezeigt. Die Clusters lassen ebenso wie die Hits die 6 zylindersymmetrisch angeordneten TRD-Ebenen erkennen. In Abbildung 5.6 sind die räumlichen Differenzen der Clusters zu den ursprünglichen Hits aufgetragen.

Ein Cluster kann durch mehrere Hits erzeugt sein, daher ist die umgekehrte Zuordnung eines Cluster zu einem Hit nicht eindeutig. Um nun eine Cluster-Position mit der des (vermutlich) erzeugenden Hits zu vergleichen, wird unter allen Hits mit derselben Spur-Nummer wie die des Cluster derjenige Hit ausgewählt, der dem Cluster am nächsten liegt.

Es kann prinzipiell keine eindeutige Zuordnung eines Cluster zu einem Hit geben, weil die Hits selbst keine Identifikation tragen, sondern lediglich einer Spur zugeordnet sind, die alle Hits eines Teilchens enthält. Wenn bei der Spurrekonstruktion jedoch viele Cluster zu einem Track zusammengesetzt werden, sollte eine Spur-Nummer in den Clusters besonders häufig auftreten. Mit dieser Zahl kann dann das erzeugende Teilchen identifiziert werden, um Vergleiche von simulierten und rekonstruierten Daten durchzuführen.

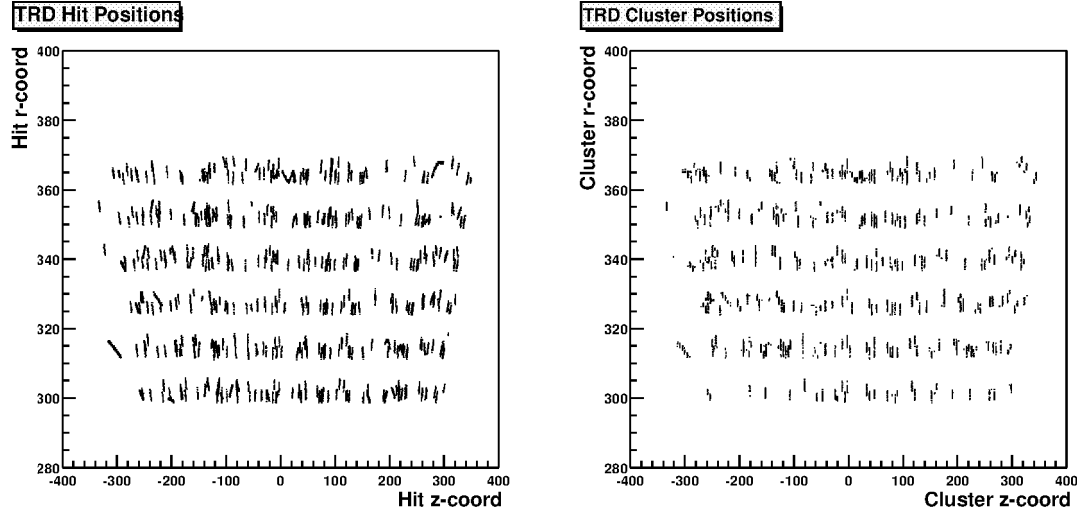


Abbildung 5.5: Das linke Bild zeigt die räumlichen Koordinaten der simulierten Hits, das rechte die Positionen der berechneten Clusters. Aufgetragen ist die radiale Position gegen die z -Koordinate (Strahlrichtung). Man erkennt in beiden Bildern die zylindersymmetrische Anordnung der 6 hintereinanderliegenden TRD-Ebenen.

Die meisten Clusters haben zum nächsten Hit mit passender Spur-Nummer einen Abstand von knapp 2 cm. Diese Zahl entspricht etwa der halben Ausdehnung der Pads in z -Richtung (Rows) von 4,5 cm. Das ist verständlich, da im Cluster-Algorithmus in z -Richtung keine Positionsbestimmung vorgenommen wird, sondern einfach der Mittelpunkt der Pad Rows einer Digit-Gruppe als z -Koordinate verwendet wird. Diffusionseffekte bei der Erzeugung der Digits, die zu einer Positionsverschiebung von einer halben Pad-Breite führen, können den zugehörigen Hit quasi auf ein benachbartes Pad Row „rüberschieben“. Dann wird der Mittelpunkt des Nachbarpads als z -Koordinate des resultierenden Clusters angenommen, wodurch noch der sehr viel kleinere Peak bei 6.5 cm im Abstand von 4.5 cm neben dem großen Peak entsteht.

Im nächsten Abschnitt wird ein einfaches, geometrisches Verfahren zur Spurrekonstruktion dargestellt, mit dem erste Abschätzungen über die Impulsauflösung gewagt werden können, die durch das Tracking mit den TRDs zu erwarten ist.

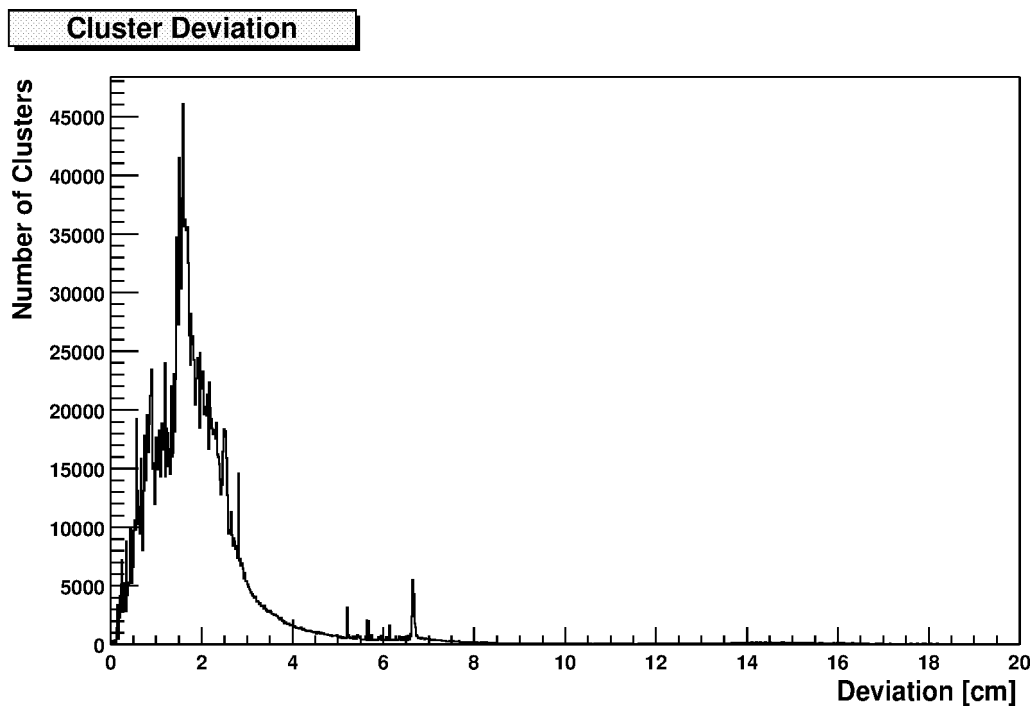


Abbildung 5.6: Die Verteilung zeigt den Abstand der berechneten Cluster vom jeweils nächstgelegenen Hit mit identischer Spur-Nummer. Die meisten Abstände liegen bei einer halben Padbreite (in Row-Richtung). Der kleine Peak im Abstand von etwa einer Padbreite vom großen Peak kommt durch Diffusionseffekte bei der Umwandlung der Hits in Digits zustande.

5.3 Tracking

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Rekonstruktion von Teilchenspuren in den Übergangsstrahlungsdetektoren. Es wird zunächst in den Kammern der innersten Ebene nach Anfängen potentieller Spursegmente gesucht (*Track Seeds*), die dann innerhalb einer Kammer fortgesetzt werden. An diese Spursegmente wird eine Teilchenbahn angepaßt, deren Krümmungsradius mit dem Impuls des Teilchens zusammenhängt. Diese Spur kann dann nach außen in die anderen TRD-Ebenen fortgesetzt und an dort vorhandene Spursegmente angepaßt werden, um eine noch genauere Impulsbestimmung zu ermöglichen.

5.3.1 Festlegen der Track Seeds

Grundsätzlich erfolgt das Tracking in radialer Richtung von innen nach außen. Daher wird in den innersten Kammern (Ebene 1) damit begonnen, in dem der maximalen Driftzeit entsprechenden Time Slice nach Clusters zu suchen, die als Anfänge möglicher Spursegmente in Frage kommen: *Seed Clusters*. Dabei kann die Orientierung des Spursegmentes zunächst beliebig sein. Die einzige Einschränkung ist, daß sie von innen nach außen führen soll. Hinsichtlich des Winkels zum radialen Lot wird keine Einschränkung vorgenommen.

Sind in einem Time Slice Seed Clusters gefunden, so stellen sie jeweils das erste Element eines Spursegmentes dar. Aus den verbleibenden Clusters werden nun diejenigen herausgesucht, die zu den Seed Clusters jeweils den geringsten Abstand haben und wenigstens ein Time Slice weiter außen liegen. Diese am nächsten gelegenen Clusters werden dem jeweiligen Spursegment zugefügt. Abbildung 5.7 zeigt die in einer Kammer gefundenen Anfänge von Spursegmenten.

5.3.2 Verfolgen der Spursegmente

Die Seed Clusters und die ihnen nächstgelegenen Clusters definieren die Orientierung eines Spursegmentes. Entlang dieser Richtung wird nun nach weiteren Mitgliedern der Spur gesucht. Die Kriterien sind dabei:

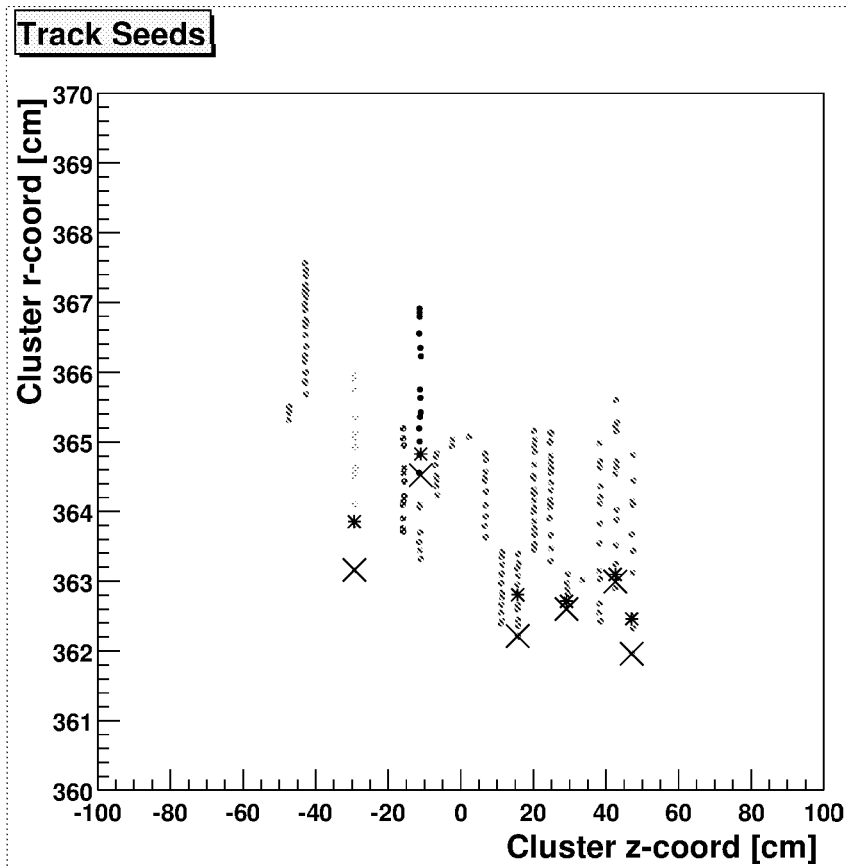


Abbildung 5.7: Aufgetragen sind die radialen Positionen gegen die z -Koordinaten der in einer Kammer aus den Digits berechneten Clusters. Die unterschiedlichen Anfangs- und Endpositionen in radialer Richtung sind auf die „gerade“ Konstruktion der Kammern zurückzuführen, die nicht der Krümmung eines Sektors folgen. Die Kreuze markieren gefundene Seed Cluster, die Sterne die jeweils nächstgelegenen Cluster, die zusammen mit den Seed Clusters die Orientierung eines Spursegmentes definieren.

- Ein weiterer Cluster der Spur sollte dem letzten Element des Spursegmentes am nächsten liegen.
- Außerdem sollte er möglichst dicht an der definierten Orientierung der Spur liegen.
- Und er muß in Vorwärtsrichtung liegen. Es kann auch ein Winkel vorgegeben werden, der einen „Suchkegel“ ausgehend vom Seed Cluster definiert, innerhalb dessen ein neues Spurelement gefunden werden muß.

Nach jedem neu hinzugefügten Cluster wird die Orientierung der Spur angepaßt, indem die Abstandsquadrate der Spurelemente von der Spur minimiert werden. Die Orientierung wird durch einen dreidimensionalen Vektor beschrieben, der vom Seed Cluster in eine bestimmte Richtung zeigt. Ist nun ein neues Spurelement gefunden worden, so wird der Richtungsvektor *in Richtung* des neuen Clusters so korrigiert, daß die Abstandsquadrate aller Spurelemente minimal werden. Dieser neue Richtungsvektor wird dann für die Suche nach weiteren Spurmitgliedern verwendet. Abbildung 5.8 zeigt die so gefundenen Spursegmente in einer Kammer, die im ersten Time Slice begonnen haben.

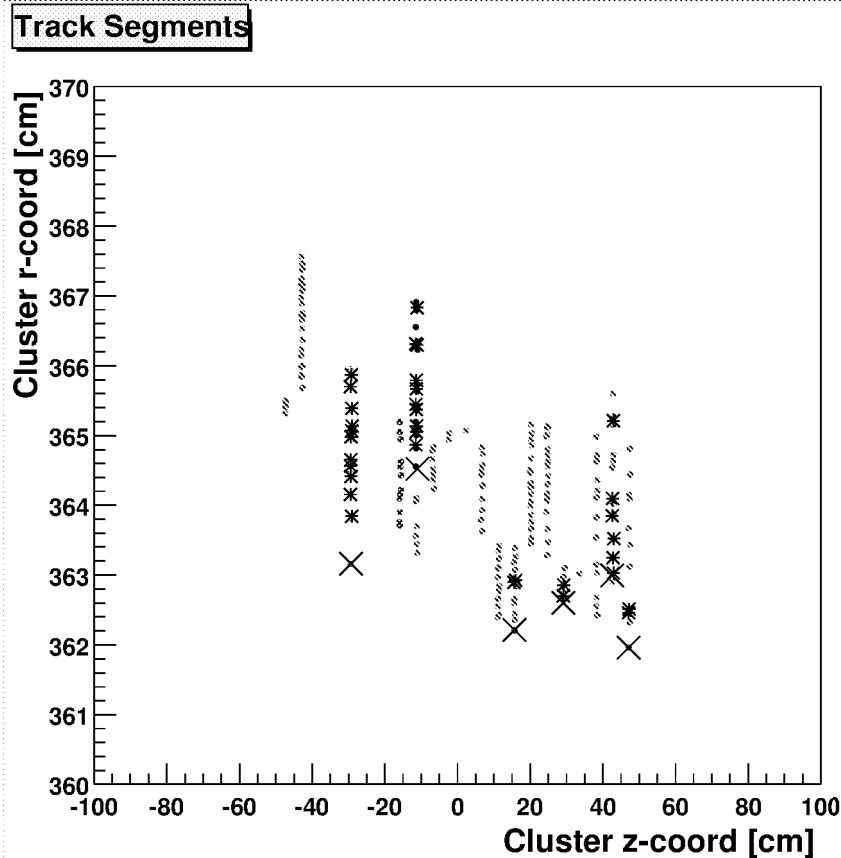


Abbildung 5.8: Gefundene Spursegmente in einer Kammer: die Kreuze markieren die Seed Clusters, die Sterne die einer Spur zugeordneten Clusters. Es wurden nur Seed Clusters im Time Slice entsprechend der maximalen Driftzeit gesucht. Spuren, die in einem anderen Time Slice beginnen, sind daher hier nicht markiert.

Sind alle Spursegmente, die in einem Time Slice begonnen haben, vollständig, wird im darauffolgenden Time Slice nach neuen Track Seeds und deren Spurelementen gesucht. Die einmal einem Spursegment zugeordneten Clusters werden bei der weiteren Suche nicht mehr berücksichtigt.

5.3.3 Anpassen von Teilchenbahnen

Die in den Übergangsstrahlungsdetektoren gefundenen Spuren stellen kleine Ausschnitte aus der gesamten Bahn eines Teilchens dar, eben *Spursegmente*. Da die in einer Kammer zurückgelegte Wegstrecke (3 cm) im Vergleich zur gesamten Ausdehnung des zentralen Detektors (einige Meter) recht gering ist, besteht die Grundidee bei der Anpassung einer Teilchenbahn an ein Spursegment darin, das Segment als Tangente an die Teilchenbahn zu betrachten. Ist eine passende Spur gefunden, kann diese auf die nachfolgenden Kammerebenen extrapoliert werden, um dort nach Seed Clusters für weitere Spursegmente zu suchen.

Im zentralen Detektor von ALICE herrscht ein homogenes Magnetfeld in z -Richtung. Geladene Teilchen werden sich daher auf einer Bahn bewegen, die durch eine Helix beschrieben werden kann [5]:

$$\begin{aligned} x(s) &= x_0 + R_H [\cos(\Phi_0 + h s \cos \lambda / R_H) - \cos \Phi_0] \\ y(s) &= y_0 + R_H [\sin(\Phi_0 + h s \cos \lambda / R_H) - \sin \Phi_0] \\ z(s) &= z_0 + s \sin \lambda \end{aligned}$$

s ist dabei der Weg entlang der Teilchenbahn, der Startpunkt ist durch (x_0, y_0, z_0) festgelegt, λ beschreibt den Kippwinkel der Teilchenbahn aus einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld, und Φ_0 legt eine azimutale Startposition fest. R_H gibt den Krümmungsradius der Helix an. Projiziert auf die x, y -Ebene erscheint die Teilchenbahn wie ein Kreis mit eben diesem Radius:

$$R_H = \frac{p_T}{\kappa B}$$

κ ist ein Einheitenfaktor. Bei bekanntem Magnetfeld kann daher durch den Krümmungsradius auf die transversale Komponente des Impulses rückgeschlossen

werden:

$$p_T = R_H \cdot \kappa \cdot B$$

Bei der Umsetzung in AliROOT wird ein Ansatz verfolgt, der auf geometrischen Überlegungen beruht, siehe dazu auch Abbildung 5.9.

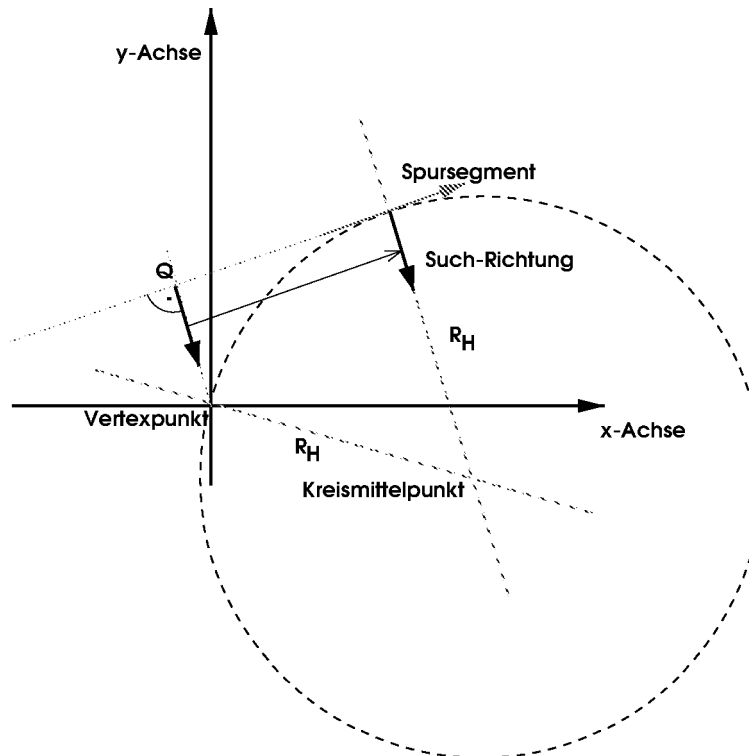


Abbildung 5.9: Geometrische Überlegungen zur Bestimmung des Krümmungsradius der auf die x, y -Ebene projizierten Teilchenbahn

- Zunächst werden die Spursegmente auf die x, y -Ebene projiziert. Gesucht wird nun der Radius, der einem Kreis zugeordnet werden kann, der den Vertex-Punkt enthält und das Spursegment in der Mitte tangiert.
- Das Spursegment definiert eine Achse. Eine dazu senkrecht liegende Achse sollte den Kreismittelpunkt enthalten. Daher wird auf dieser senkrechten Achse der Punkt gesucht, der sowohl zum Vertex als auch zum Mittelpunkt des Spursegmentes denselben Abstand hat. Dieser Punkt ist der Mittelpunkt des Kreises. Es wird auf der senkrechten Achse *in Richtung* Vertex-Punkt gesucht.

Die Achse wird daher durch einen Vektor beschrieben, der von einem dem Vertex nächstgelegenen Punkt Q (auf der durch das Spursegment definierten Achse) zum Vertex zeigt.

- Durch Berechnung des Abstandes des Mittelpunktes vom Vertex erhält man den Krümmungsradius.

5.3.4 Vergleich von simulierten und berechneten Daten

Zum Vergleich der simulierten und der berechneten Daten wurde unter allen Spurnummern der Clusters eines Spursegmentes diejenige herausgesucht, die am häufigsten aufgetreten ist. Diese Spurnummer identifiziert das Teilchen, das am meisten zur Ladung aller Clusters beigetragen und somit vermutlich die Spur erzeugt hat.

In Abbildung 5.10 (linkes Bild) sind die mit der oben beschriebenen Methode berechneten Transversalimpulse gegen die Daten aus der Simulation aufgetragen. Bei der Untersuchung wurden nur solche Spursegmente berücksichtigt, die eine Impulsbestimmung sinnvoll erscheinen ließen. Dazu sollten sie eine Mindestanzahl von Spurmitgliedern und ein möglichst kleines χ^2 besitzen. Es ist eine sehr breite Streuung bei der Zuordnung der berechneten zu den simulierten Daten zu erkennen. Dennoch ist eine gewisse Korrelation vorhanden (rechtes Bild).

Die Zuordnung eines Spursegmentes zu einem simulierten Teilchen ist schwierig, da auf dem Wege von den Hits über Digits und Cluster zu den Tracks keine eindeutige Zuordnung möglich ist (vergleiche Kapitel 5.2.3). Die große Streuung in Abbildung 5.10 zeigt, daß das Tracking grundsätzlich vernünftige Werte liefert, die nachfolgende Identifizierung mit einem simulierten Teilchen aber noch nicht zufriedenstellend funktioniert.

Die Streuung wird sich auch dadurch weiter reduzieren lassen, daß nicht nur die aus einzelnen Spursegmenten berechneten Impulse betrachtet werden, sondern die Impulse, die sich durch Zusammenfügen von Spursegmenten in den 6 hintereinanderliegenden Ebenen ergeben. Erste Rechnungen haben gezeigt, daß die von der ersten auf die zweite Ebene extrapolierten Spursegmente durch dort vorhandene Segmente

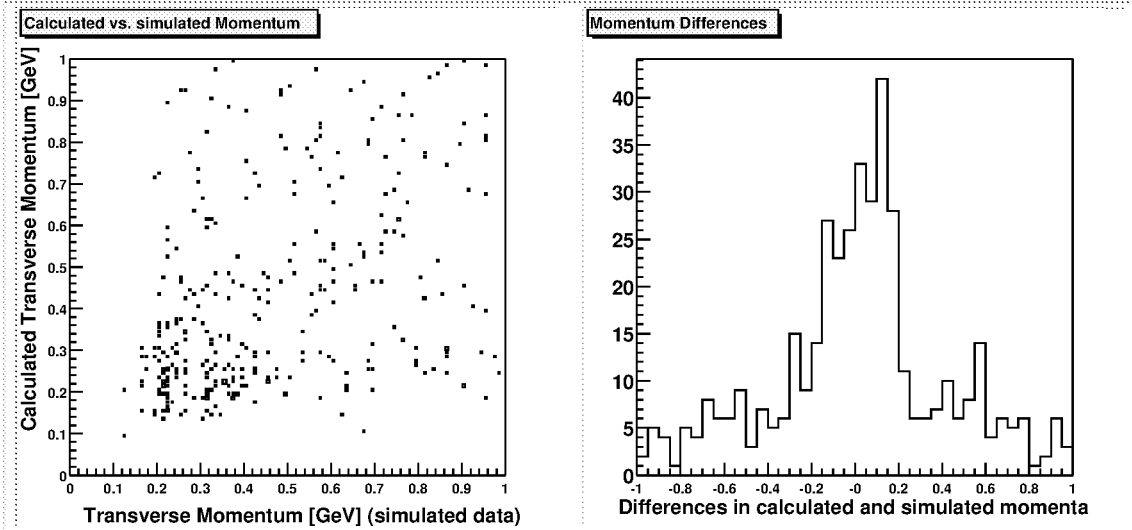


Abbildung 5.10: Berechnete Transversalimpulse aufgetragen gegen die simulierten Daten.

weitergeführt werden können, deren separat berechnete Impulse nur geringe Abweichungen zeigen. Beim Vergleich mit den simulierten Daten tauchten jedoch oft für solche zwei Segmente völlig verschiedene und jeweils abweichende Werte auf. Auch dies unterstreicht die Vermutung, daß die Teilchenidentifizierung beim Vergleich von simulierten und rekonstruierten Daten nicht zuverlässig funktioniert.

5.3.5 Ausblick

Die bisherige Implementierung stellt einen sehr allgemeinen Ansatz dar, bei dem beliebige (sinnvolle) Spuren zugelassen werden. Dabei können auch Clusters, die durch Rauschen entstanden sind, in die Spursegmente aufgenommen werden und die Spur somit in eine falsche Richtung führen. Weiterhin wird eine einmal festgelegt Spur verfolgt und optimiert, auch wenn eine andere – ebenfalls mögliche – Spur vielleicht besser gewesen wäre. Bei der Impulsbestimmung anhand der Spursegmente wird dann zwar eine Auswahl getroffen, die nur Tracks zuläßt, die eine Berechnung des Impulses sinnvoll erscheinen lassen (Mindestanzahl von Spurmitgliedern, die eine maximal erlaubte Abweichung von der festgelegten Richtung nicht überschreiten), dennoch muß es sich dabei nicht unbedingt um diejenige Spur handeln, die der wahren Teilchenbahn am nächsten kommt. Bei der Festlegung der Track Seeds wird

daher – insbesondere bei Extrapolation der Segmente auf nachfolgende Ebenen – eine sorgfältigere Auswahl zu treffen sein.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Implementierungen und Rechnungen stellen eine Software-Basis für nachfolgende quantitative Analysen zum Tracking und zur Impulsbestimmung dar. Es wurde ein Konzept vorgestellt, daß bei Einbeziehung von den Spursegmenten in 6 Ebenen auch bei großen Impulsen eine zuverlässige Bestimmung des Transversalimpulses erwarten läßt. Eine Überprüfung der Teilchenidentifizierung für den nachfolgenden Vergleich von simulierten und rekonstruierten Daten sollte auch eine quantitative Analyse der Impulsbestimmung erlauben.

6. Zusammenfassung

Übergangsstrahlungsdetektoren eignen sich in besonderer Weise für die Elektronen-Identifizierung bei Impulsen oberhalb von $2 - 3 \text{ GeV}$. Grundsätzlich ist auch beim Einsatz von vielen Grenzflächen nur mit einer geringen Ausbeute an TR-Photonen im Röntgenbereich zu rechnen. Die Konstruktionsmerkmale sind daher mit Bedacht aufeinander abzustimmen, um nicht nur eine hohe Anzahl von Photonen zu produzieren, sondern diese auch nachweisen zu können. Zu berücksichtigen sind dabei insbesondere die Wahl der Radiator-Materialien, der Formationszoneneffekt und Absorption im Radiator. Nachweisen lassen sich Röntgen-Photonen durch Gasdetektoren, wobei die Time Expansion Chamber gegenüber einfachen Proportionalzählern zusätzlich die Möglichkeit bietet, anhand der zeitlichen Struktur des ausgelesenen Signals eine räumliche Zuordnung vorzunehmen. Das erlaubt sowohl die Rekonstruktion der Teilchenspur im Driftbereich als auch eine zuverlässige Identifizierung von TR-Photonen, die bevorzugt Clusters bei langen Driftzeiten bilden.

Die Teststrahlzeit im Juni 1999 mit einem Prototypen des ALICE-TRD hat gezeigt, daß der Betrieb einer TEC eine feine Abstimmung aller Betriebsparameter erfordert, um das gewünschte Verhalten zu erreichen. Die Drahtabstände müssen optimal sein, und Gaszusammensetzung und Hochspannungen müssen ständig kontrolliert werden, um das erwartete Verhalten zuverlässig reproduzieren zu können. Dies ist um so wichtiger unter dem Gesichtspunkt, daß möglichst viele der auch unter theoretisch idealen Bedingungen nur spärlich produzierten TR-Photonen nachgewiesen werden müssen, um einen TRD effizient betreiben zu können. Die nächsten Teststrahlzeiten werden das Verhalten der TEC verstehen helfen, so daß im Folgenden auch der Nachweis von Übergangsstrahlung quantitativ untersucht werden kann.

Die Simulation des TRD in ALICE ist mit der Erzeugung der Datenobjekte zur Spurrekonstruktion einige wichtige Schritte vorangekommen. Auch wenn im Rahmen dieser Arbeit keine quantitativen, physikalischen Analysen durchgeführt wur-

den, so existiert doch nun eine Software-Basis für derartige Untersuchungen. Die Algorithmen zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen sind noch in einigen Punkten hinsichtlich Rechengeschwindigkeit und Vorauswahl bei der Festlegung von Spuren zu optimieren. Auch die Werte einige Parameter müssen durch Anpassung der simulierten Daten an experimentelle Ergebnisse korrigiert werden.

Der nächste wichtige Schritt bei der Entwicklung der TRD-Klassen wird die Implementierung der Übergangsstrahlung in die Simulation sein. Damit kann dann auch die Effizienz bei der Elektronen-Identifizierung simuliert werden. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden helfen, die optimalen Konstruktionsmerkmale für den ALICE-TRD zu finden, um viel spannende Dileptonen-Physik in ALICE untersuchen zu können, die uns auf der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma vielleicht einen Schritt weiterbringen wird.

A. Ergänzungen zur Theorie

A.1 Photo-Absorptions-Ionisationsmodell

Das Photo-Absorptions-Ionisationsmodell [1] beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust bei der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie. Die wesentlichen Schritte bei der Herleitung der Formel für den differentiellen Energieverlust nach [2] werden hier skizziert.

Gesucht wird zunächst eine Lösung der Maxwell-Gleichungen in einem Medium mit

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E} \quad \text{und} \quad \mu = 1$$

für eine Ladungsdichte

$$\rho = e\delta^3(\vec{r} - \vec{\beta}ct)$$

und eine Stromdichte

$$\vec{j} = \vec{\beta}c\rho$$

welche die Bewegung der Ladung mit der Geschwindigkeit $\vec{\beta}c$ beschreibt. Zugehörige Lösungen sind

$$\begin{aligned}\Phi(\vec{k}, \omega) &= \frac{e}{2\pi\epsilon\epsilon_0 k^2} \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{\beta}c) \\ \vec{A}(\vec{k}, \omega) &= \frac{e}{2\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\left(\frac{\omega\vec{k}}{k^2} - \vec{\beta}c\right)}{\left(\frac{\epsilon\omega^2}{c^2} - k^2\right)} \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{\beta}c)\end{aligned}$$

mit

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \left\{ i\omega \vec{A}(\vec{k}, \omega) - ik\Phi(\vec{k}, \omega) \right\} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d^3k d\omega$$

Der Energieverlust wird durch die Komponente dieses elektrischen Feldes bewirkt, die in Bewegungsrichtung des Teilchens am Punkt $\vec{r} = \vec{\beta}ct$ gerichtet ist:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = e\vec{E}(\vec{\beta}ct, t) \cdot \frac{\vec{\beta}}{\beta}$$

Der Energieverlust findet jedoch nicht in kontinuierlicher Rate statt, sondern muß im semiklassischen Sinne als Wahrscheinlichkeit für einen Energieübertrag $\hbar\omega$ interpretiert werden. Dadurch erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt pro Energie und Impuls:

$$\frac{d^2\sigma}{dE dp} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{N\beta^2\pi\hbar^2} \left[p \left(\beta^2 - \frac{E^2}{p^2c^2} \right) m \left(\frac{1}{\epsilon E^2 - p^2c^2} \right) - \frac{1}{pc^2} m \frac{1}{\epsilon} \right]$$

Der noch unbekannte Parameter in dieser Formel ist $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ als Funktion von k und ω . Geeignete Modellannahmen [1] für ϵ erlauben die Integration über den Impulsübertrag, und man erhält als differentiellen Wirkungsquerschnitt pro Elektron und pro Energieintervall

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \left\{ (1 - \beta^2\epsilon_1)^2 + \beta^4\epsilon_2^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{A.1})$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{1}{N\hbar c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2} \right) \phi \quad (\text{A.2})$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \left\{ \frac{2mc^2\beta^2}{E} \right\} \quad (\text{A.3})$$

$$+ \frac{\alpha}{\beta^2\pi} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' \quad (\text{A.4})$$

wobei ϕ die Phase des komplexen Ausdrucks $1 - \epsilon_1\beta^2 + i\epsilon_2\beta^2$ ist. σ_γ ist der atomare Photo-Absorptions-Wirkungsquerschnitt des betrachteten Mediums und $N = N_0\rho/A$ die Atomdichte. α ist die Feinstrukturkonstante.

Im ersten Term (A.1) taucht der Faktor

$$\ln (1 - \beta^2\epsilon_1)^{-1} = \ln \gamma'^2$$

auf, der für den bereits in Kapitel 2.1.1 diskutierten relativistischen Anstieg des Energieverlustes verantwortlich ist (vgl. Gleichung 2.4).

Im optischen Bereich verschwindet σ_γ , und es trägt nur der zweite Term (A.2) bei, welcher den Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung beschreibt. Multipliziert mit $N\hbar$ erhält man dafür

$$\frac{\alpha}{\beta^2\pi} \frac{1}{c} \left(\beta^2 - \frac{\epsilon_1}{|\epsilon|^2} \right) \phi$$

Im Falle von $\epsilon_2 \ll 1$ und damit $|\epsilon| \approx \epsilon_1$, was im optischen sowie im Röntgenbereich der Fall ist, springt die Phase ϕ von 0 unterhalb der Cherenkov-Schwelle auf π oberhalb der Schwelle, so daß man für den Photonenfluß erhält:

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\alpha}{c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon} \right) \quad (\text{A.5})$$

Der letzte Term (A.4) zeigt kein relativistisches Verhalten, er beschreibt die Rutherford-Streuung und die Produktion von δ -Elektronen bei Röntgenphotonen.

A.2 Plasmafrequenz

Die Plasmafrequenz stellt eine Art Eigenschwingung eines insgesamt elektrisch neutralen Systems dar, in dem aber Ladungen gegeneinander verschoben sind, so daß Raumladungen auftreten:

$$e(n_+ - n_-) = \rho \quad \text{Raumladung}$$

Diese Störung der elektrischen Quasineutralität stellt eine Quelldichte des elektrischen Feldes dar:

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon}$$

In dem System aus Elektronen und positiven Ionen werden praktisch nur die Elektronen beschleunigt:

$$\dot{\vec{v}} = \frac{e\vec{E}}{m}$$

Die Stromdichte $\vec{j} = -en\vec{v}$ ändert sich daher zeitlich wie

$$\dot{\vec{j}} = -\frac{e^2 n}{m} \vec{E}$$

Mit $\text{div} \vec{j} = -\dot{\rho}$ (Kontinuitätsgleichung) gilt auch

$$\begin{aligned} \text{div} \dot{\vec{j}} &= -\dot{\rho} \\ \Leftrightarrow \frac{e^2 n}{m} \text{div} \vec{E} &= \dot{\rho} \\ \Leftrightarrow \dot{\rho} - \frac{e^2 n}{m \epsilon_0 \epsilon} \rho &= 0 \end{aligned}$$

Die Raumladungen schwingen also mit der *Plasmafrequenz*

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0\epsilon}} \quad (\text{A.6})$$

gegeneinander. Die Plasmafrequenz kann auch ausgedrückt werden durch

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e}{m_e}} = 28.8 \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} \quad [\text{eV}] \quad (\text{A.7})$$

Dabei ist n_e die Elektronendichte, m_e die Elektronenmasse, ρ die Materialdichte, Z die Ordnungszahl, A das Atomgewicht und $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante.

B. TRD-Geometrie mit Aussparungen für PHOS und HMPID

Für einen optimalen Einsatz der HMPID- und PHOS-Module sollte zwischen ihnen und dem Vertex möglichst wenig Material vorhanden sein. Daher werden zur Zeit Ideen diskutiert, die TPC- und TRD-Module nicht den gesamten Azimut abdecken zu lassen, sondern vor HMPID und PHOS Bereiche freizulassen. In Abbildung B.1 ist die Geometrie-Variante mit Loch dargestellt.

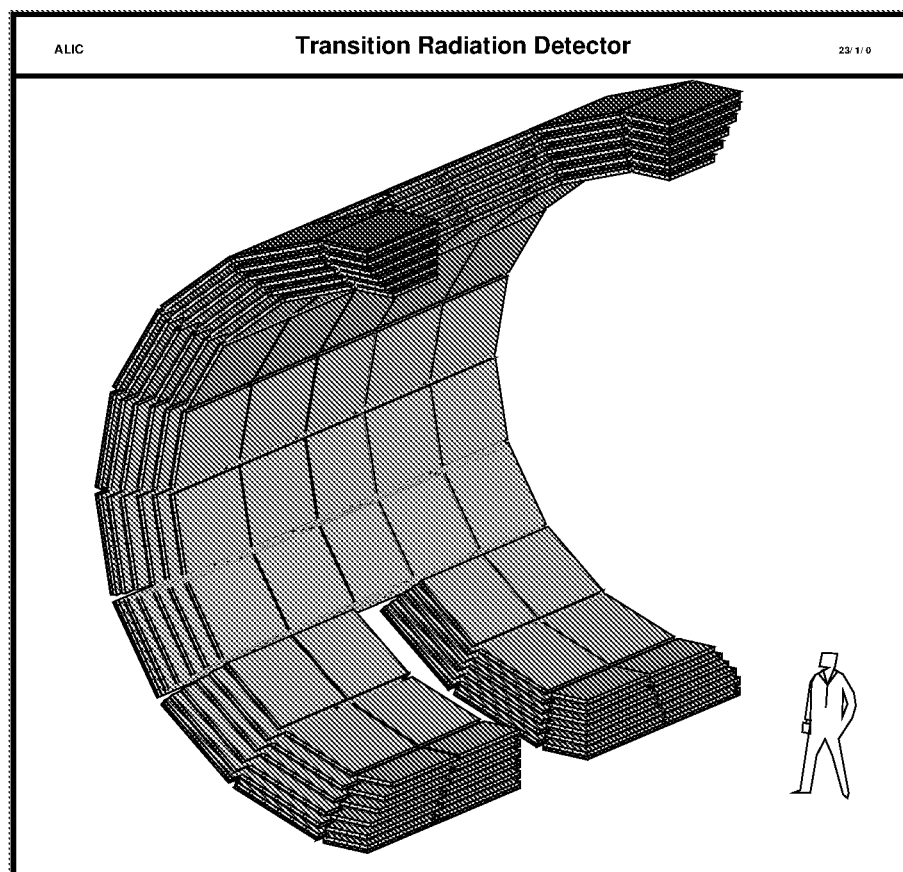


Abbildung B.1: Räumliche Ansicht der TRD-Geometrie mit Aussparungen vor den Modulen PHOS und HMPID

C. Ergänzungen zu ROOT und AliROOT

In den nächsten Abschnitten finden sich Erläuterungen der Struktur der beiden Softwarepakete ROOT und AliROOT. Detaillierte Beschreibungen und Step-by-Step-Anleitung findet man auf den ROOT- und AliROOT-Webpages [25],[26]. Außerdem wird ein Überblick über die TRD-Klassen und die Methoden gegeben, die im Zusammenhang mit der Spurrekonstruktion stehen.

C.1 Details zur ROOT-Architektur

ROOT-Basisklassen

Das Fundament von ROOT besteht aus einigen Low-Level Basisklassen, von denen viele weitere Klassen erben und so allgemeine Funktionalitäten übernehmen können.

Die wichtigste Basisklasse in ROOT ist `TObject`. Sie enthält Funktionalitäten für fast alle anderen in ROOT verwendeten Objekte. Objekte der von `TObject` ererbenden Klassen

- übernehmen automatisch Methoden zur Ein- und Ausgabe (*object I/O*), Fehlerbehandlung, Sortierung, Drucken usw.
- und können in den ROOT Container-Klassen gespeichert werden.

Allerdings ist die Vererbungshierarchie nicht ganz so streng wie zum Beispiel in Java^[16], wo alle Objekte automatisch von einer Superklasse `Object` erben. Es kann in ROOT auch Klassen geben, die *nicht* von `TObject` erben, etwa in ROOT integrierte Datentypen wie `TString`.

Die Klasse `TClass` stellt erweiterte Funktionalität zur *Runtime Type Information* zur Verfügung. `TClass` selbst ist eine Subklasse von `TObject`. Über einen statischen Pointer wird mit jeder Klasse ein spezielles Objekt assoziiert, welches die

Klasse beschreibt. Diese Objekte sind Instanzen der Klasse `TClass`. Da das C++ Runtime-System keinen Zugang zu Typ- und Strukturinformationen von Klassen bietet, benutzt ROOT einen Dictionary-Generator namens `ROOTCINT`. `ROOTCINT` liest die Header-Files der Klassen und generiert ein Dictionary in Form von C++ Funktionen.

Die Speichermanager-Klasse `TStorage` steuert Speicherbereitstellung und -freigabe. In `TFile` ist die Datenspeicherung sowohl sequentiell als auch im Direktzugriff implementiert. `TSystem` und davon ererbende Klassen sorgen für Anpassung an die unterstützten Betriebssysteme (Unix, Win32, Mac). Beschreibungen weiterer wichtiger Basisklassen findet man bei [6].

ROOT Trees

Mit der Einführung der Ntuples in PAW wurden die bis dahin üblichen (mini-) DSTs¹ weitgehend ersetzt. Mit den Ntuples konnten aber nur sehr einfache Datenobjekte behandelt werden wie einzelne Variablen oder Arrays. Die Tree-Architektur erweitert das Ntuple-Konzept dahingehend, daß sowohl die Rohdaten als auch die später in der Analyse verwendeten komplexen Objekte und Datenstrukturen auf einheitliche Weise behandelt werden können. Trees unterstützen auch eine große Zahl von komplexen Objekten in einer großen Anzahl von Dateien.

C.2 Die TRD-Klassen in AliROOT

Die Klasse `AliTRD` stellt die Superklasse für alle Versionen des TRD in den Simulationen dar². Sie erbt von `AliDetector`, welche die Superklasse aller Module in AliROOT ist, sowohl der sensitiven (Detektoren) als auch der nicht-sensitiven Module (Trägerkonstruktionen, Rahmen). `AliDetector` verwendet die von `AliRun` für die Handhabung der Datenobjekte erzeugten Trees für Hits und Digits.

In `AliTRD` sind grundlegende Funktionen zur Handhabung der speziell beim TRD

¹DST: **D**ata **S**ummary **T**ape. DSTs enthalten aus den Rohdaten errechnete Werte, die zur physikalischen Untersuchung weiterverwendet werden.

²siehe auch <http://AliSoft.cern.ch/offline/aliroot/roothtml/AliTRD.html>

verwendeten Datenobjekte (Hits, Digits, Clusters) sowie die Detektor-Geometrie definiert. Die Methoden `AddHit()`, `AddDigit()` und `AddCluster()` sorgen dafür, daß die Objekte in die zugehörigen Trees geschrieben werden, welche über `MakeBranch()` und `SetTreeAddress()` verwaltet werden. In der Geometrie sind die Abmessungen der einzelnen Kammern jeweils in den 5 Kammern (z -Richtung), 6 Ebenen (r -Richtung) und 18 Sektoren (ϕ -Richtung) sowie die Aufteilung der jeweiligen Kathodenplatte in Rows und Columns und die Größe der Pads enthalten. Außerdem gibt es eine Methode `DrawGeometry()` zur Darstellung einer Außenansicht der TRDs (siehe Abbildung 3.1) und eine Funktion zur Auswahl eines Füllgases. Weiter gibt es noch einige Get- und Set-Methoden für den Zugriff auf verschiedene Parameter. Es kann auch eine Geometrie gewählt werden, die nicht den vollen Azimut abdeckt, sondern ein Loch enthält³.

Es gibt zwei Subklassen von `AliTRD`: `AliTRDv0` enthält eine vereinfachte Geometrie zur schnellen Simulation. `AliTRDv1` dagegen simuliert die volle Funktionalität der TRD-Kammern in ALICE (slow-Version). Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit ist allerdings noch keine Übergangsstrahlung in die Simulation implementiert. Simulierte Teilchen erzeugen entlang ihrer Spur Hits durch Energieverlust nach dE/dx .

AliTRDv0 - fast simulation

Die fast-Version beschreibt eine vereinfachte Geometry mit 6 Ebenen, die jeweils maximal einen Hit beim Durchstoßpunkt der Teilchenbahn durch die Pad-Ebene erzeugen. Aus den Hits werden mit der Methode `Hits2Clusters()` die Clusters nach Berücksichtigung von Positionsverschmierung und Verschmelzung nahe benachbarter Clusters berechnet.

³Für einen optimalen Einsatz der HMPID- und PHOS-Module werden zur Zeit Ideen diskutiert, die TPC- und TRD-Module nicht den gesamten Azimut abdecken zu lassen, sondern vor HMPID und PHOS Bereiche freizulassen, siehe Anhang B

AliTRDv1 - slow simulation

In der slow-Version wird der Energieverlust von Teilchen in den Gasvolumina simuliert. Die Hits werden durch Anwendung der Methode `Hits2Digits()` in elektronische Signale umgerechnet. Dabei werden folgende Effekte berücksichtigt:

- Diffusion
- Gasverstärkung und dabei auftretende Schwankungen
- Pad Response: es wird eine Gaußsche Verteilung über 3 Pads angenommen
- Elektronisches Rauschen und Verstärkung
- Digitalisierung
- und es wird eine ADC-Schwelle gesetzt.

Auf die damit zusammenhängenden Parameter kann über entsprechende Get- und Set-Methoden zugegriffen werden. Werden keine speziellen Werte vorgegeben, werden die Default-Werte aus der `Init()`-Methode verwendet.

Aus den so gewonnenen Digits werden mit der Methode `Digits2Clusters()` Clusters erzeugt. Zunächst werden dazu Maxima in den Digits gesucht, die oberhalb einer bestimmten Schwelle liegen. Entsprechend der Pad-Response-Funktion wird der Ladungsschwerpunkt in der Umgebung dieser Maxima bestimmt. Im Falle einer Überlappung zweier solcher *Pre-Clusters* werden diese mithilfe der Methode `Unfold()` entfaltet. Auch hier kann auf spezielle Parameter über Get- und Set-Methoden zugegriffen werden. Außerdem sind noch einige Funktionen enthalten, die von den Methoden zur Berechnung der Datenobjekte (Digits, Clusters) verwendet werden (`PadResponse()`, `BetheBloch()`, `Pads2XYZ()`...).

Literaturverzeichnis

- [1] W.W.M. Allison und J.H. Cobb, Ann.Rev.Nucl.Sci.30 (1980), S.253
- [2] W.W.M. Allison, P.R.S. Wright: *The Physics of Charged Particle Identification: dE/dx , Cherenkov and Transition Radiation*, Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation, Vol 2: Articles on Physics and Detectors
- [3] X. Artru, G.B. Yodh, G. Mennessier, *Practical Theory of the Multilayered Transition Radiation Detector*, Phys.Rev.D, Vol.12, No.5 (1975) 1289-1306
- [4] R. Bell: *Kalibration einer Driftkammer mit Myonenstrahl*, Diplomarbeit
- [5] R.K. Bock, H. Grote, D. Notz and M. Regler: *Data analysis techniques for high-energy physics experiments*, Cambridge University Press 1990
- [6] R. Brun, F. Rademakers: *ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework*, Preprint submitted to Elsevier Preprint, Switzerland 1. May 1997, <http://>
- [7] A. Büngeer et al., *Electron Identification beyond 1 GeV by Means of Transition Radiation*, NIM A214 (1983) 261-268
- [8] M.L. Cherry, G. Hartmann, D. Müller, T.A. Prince: *Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiators*, Phys.Rev.D, Volume 10, Number 11, 1 Dec 1974
- [9] B. Dolgoshein, *Transition Radiation Detectors*, Nucl.Instr.Meth. A326 (1993) 434-469

- [10] E.O'Brian et al, IEEE Trans.in Nucl.Sci. 40 (1993) 153
- [11] V.C. Ermilova et al., Nucl.Instr. and Meth. **145**, 555 (1977)
- [12] C.W. Fabjan et al., *Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector*, NIM A185 (1981) 119-124
- [13] J. Fischer, S. Iwata, V. Radeka, C.L. Wang, W.J. Willis, Phys.Lett.49B, 393 (1974)
- [14] G.M. Garibian, Zh.Eksp.Teor.Fiz 33 (1957) 1043 [Soviet Phys. JETP 6 (1958) 1079] Zh.Eksp.Teor.Fiz 37 (1959) 527 [Soviet Phys. JETP 10 (1960) 372]
- [15] V.L. Ginzburg und I.M. Frank, Zh.Eksp.Teor.Fiz. **16**, 15 (1946)
- [16] J. Gosling: *The Java Language Environment*, SUN Microsystems, 1995;
<http://www.javasoft.com/>
- [17] R.B. Kaiser: *Measurement of the Spin Structure of the Neutron using Polarised Deep Inelastic Scattering*, Dissertation, April 1997, Simon Fraser University
- [18] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart 1984
- [19] L. Marton (Ed.), *Methods of Experimental Physics Experiments*, New York, London, 1961
- [20] E. Mathieson et al., Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. **A270** (1988), S.602
- [21] T. Peitzmann: *Kernmaterie unter extremen Bedingungen – Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma* –, Habilitationsschrift, Universität Münster 1997
- [22] M.L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley-Interscience, New York, 1972

- [23] *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment*, CERN/LHCC/95-71, LHCC/P3, 15 December 1995, <http://consult.cern.ch/alice/Documents/1995/01/abstract>
- [24] TRD Technical Proposal, *A Transition Radiation Detector for Electron Identification within the ALICE Central Detector*, CERN/LHCC 99-13, LHCC/P3-Addendum 2, 7 May 1999, <http://www-aix.gsi.de/~alice/>
- [25] ROOT Homepage: <http://root.cern.ch/>
- [26] AliROOT Homepage: <http://alisoft.cern.ch/offline>
- [27] PAW Users Guide, CERN Program Library Q121
- [28] PIAF Users Guide, CERN Program Library

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. R. Santo für die vielseitige Aufgabenstellung in dem neuen TRD-Projekt und für die Ermöglichung der interessanten Aufenthalte an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, der Teilnahme an der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Freiburg und der Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration,
- Herrn Dr. T. Peitzmann für die Betreuung dieser Arbeit, seine stete Diskussionsbereitschaft sowie seine zahlreichen Anregungen und Hinweise bei allen auftretenden Fragen,
- Herrn Dr. C. Blume für die unermüdliche Unterstützung bei allen Fragen und Problemen mit der Simulations-Software sowie die vielen interessanten Diskussionen und Anregungen zur Implementierung,
- den Herren Dr. A. Andronic, Dr. C. Blume, A. Reischl, Dr. H. Schlagheck für die gute Zusammenarbeit während der Teststrahlzeit 1999 an der GSI,
- den Herren Dr. A. Andronic, J. Hehner und Dr. H. Stelzer für die gute Zusammenarbeit während des Zusammenbaus des TRD-Prototypen im Detektorlabor der GSI,
- den Herren Dipl.-Phys S. Bathe, Dr. D. Bucher, Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. H. Schlagheck für die geduldige Beantwortung meiner Fragen,

- allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe, H. -H. Adam, Dr. R. Glasow, N. Heine, Dr. A. Khoukaz, C. Klein-Bösing, S. Knoche, N. Lang, Dr. J. Langheinrich, Dr. T. Lister, M. Merschmeyer, Dipl.-Phys. V. Mexner, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dr. K. Reygers, W. Verhoeven, Dipl.-Phys. U. von Poblitzki und A. Wälte für die angenehme Zusammenarbeit,
- den Herren Dipl.-Phys. S. Bathe, Dr. C. Blume, Dr. H. Schlagheck und Dr. H.-J. Wahn für die kritische Durchsicht dieser Arbeit,
- Frau Dr. A. Billmeier, Frau Dr. C. Markert und Herrn Dr. C. Blume für ein ganz hervorragendes Käsefondue in einem Frankfurter Garten,
- und meinen Eltern, auf deren Unterstützung ich mich im Studium stets verlassen konnte.

*Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig
verfaßt und keine anderen als die angegebenen
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, den 1. März 2000

Mirko Wahn