

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg



Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Sascha Freuen
aus Bad Bergzabern

2005

Qualitätstests der ALICE-TRD-Kammern

Die Diplomarbeit wurde von
Sascha Freuen ausgeführt am

**Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg**

unter der Betreuung von

Frau Prof. Dr. Johanna Stachel

Qualitätstests der ALICE-TRD-Kammern

Der Hauptteil dieser Diplomarbeit beschäftigt sich mit den Qualitätstests der ALICE TRD Kammern, insbesondere mit den Ergebnissen der Tests der sechs Kammern, die in der CERN Strahlzeit vom Oktober 2004 zum Einsatz kamen. Jede einzelne Kammer muss, bevor sie zum Einsatz kommt auf ihre Funktionsfähigkeit sowie ihre physikalischen Kenngrößen hin untersucht werden.

Die hierbei gewonnenen Daten werden in der Detector Construction Database gespeichert, damit bei eventuell auftretenden Problemen auf diese Daten zurückgegriffen werden kann und Rückschlüsse gezogen werden können. Die Ausarbeitung sowie Verwirklichung des dafür vorgesehenen Datensatzes und -formates in der Datenbank erfolgte ebenfalls im Rahmen dieser Diplomarbeit.

Die vorliegende Diplomarbeit ist die Fortsetzung, der bereits in der ALICE-TRD-Gruppe angefertigten Diplomarbeit "Vorbereitungen auf die Qualitätstests der ALICE-TRD-Kammern" [Leh], in der bereits erste Kammertests beschrieben werden. Es haben sich zahlreiche grundlegende Änderungen bezüglich der Art und Durchführung der Tests ergeben, auf die in den nächsten Kapiteln noch ausführlicher eingegangen wird. So musste neue Software entwickelt und bereits vorhandene Software, soweit sie übernommen werden konnte, abgeändert werden.

Ein Kapitel ist dem Status des Padplane Testsystems gewidmet. Wobei sich der Anteil der vorliegenden Diplomarbeit hieran auf die Weiterentwicklung der Software von Herrn Thomas Lehmann und die Übergabe der Testsoftware und -hardware an das Institut für Kernphysik in Frankfurt (IKF) beschränkt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	1
1.2	Ultrarelativistische Schwerionenphysik	3
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma	3
1.4	Signaturen des QGP	5
1.5	Der Large Hadron Collider	6
2	Das ALICE Experiment	7
2.1	Inner Tracking System	7
2.2	Time Projection Chamber	8
2.3	Transition Radiation Detector	8
2.4	Time Of Flight	9
2.5	High Momentum Particle Identification Detector	9
2.6	Photon Spectrometer	9
3	Der ALICE TRD	10
3.1	Transition Radiation	10
3.2	Funktionsweise des TRD	10
3.3	Aufbau des TRD	11
3.4	Aufbau der einzelnen Detektorkammern	12
3.4.1	Wahl des Gases	13
3.4.2	Der Radiator	15
3.4.3	Die Driftkammer	16
3.4.4	Die Padplane	16
4	Qualitätstests der ALICE TRD Kammern	18
4.1	Gassystem und Gasgemisch	19
4.2	Aufbau	20
4.2.1	Die Quellen	22
4.2.2	Das Sauerstoffmessgerät	23
4.2.3	Hochspannungs- und Strommessgeräte	23

4.3	Steuerungssoftware LabVIEW	24
4.4	Präparation der Kammern für die Tests	25
4.5	Testen	25
5	Messung der Leckrate der TRD Kammern	27
5.1	Messprinzip	27
5.2	Messungen der einzelnen Kammern	28
5.2.1	Fazit	30
5.3	Messungen eines Verbundes aus vier Kammern	31
5.3.1	Fazit	33
6	Konditionierung der TRD Kammern	35
6.1	Vorgehensweise	35
6.2	Messungen	36
6.2.1	Konditionieren der Kammer L2C0#002	36
6.2.2	Konditionieren der Kammer L1C0#017	38
6.2.3	Fazit	39
7	Messung der TRD Gasverstärkung	41
7.1	Messung mit Röntgenröhre	41
7.2	Messung mit Eisen-Quelle	41
7.3	Elektronik	43
7.4	Messungen	44
7.4.1	Bestimmung der Triggerschwelle am Diskriminator	44
7.4.2	Bestimmung der Zählrate und Totzeitkorrektur	46
7.4.3	Ergebnisse	47
7.4.4	Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Sauerstoffgehalt	48
7.4.5	Fazit	51
8	Homogenität der Gasverstärkung	52
8.1	Messprinzip	52
8.2	Auflösung der Röntgenröhre	53
8.3	Aufwärmen der Röntgenröhre	54
8.4	Messungen	55
8.4.1	Fazit	60
9	Die Detector Construction Database	62
10	Das Padplane Testsystem	65
	Anhang A	71
	Anhang B	72
	Literaturverzeichnis	74

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen. Neben der Gravitation, welche die Schwächste der vier ist, sind das die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Diese drei Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt (siehe Tabelle 1.1).

Neben den Austauschbosonen gibt es weitere fundamentale Teilchen, die Quarks und Leptonen. Sie werden nach aufsteigender Masse in drei Familien angeordnet (siehe Tabelle 1.2).

Quarks tragen neben der elektrischen auch eine so genannte Farbladung. Dabei gibt es sechs Farben: rot, blau, grün und die jeweilige Antifarbe. Die Wechselwirkung zwischen den Farbladungen ist die starke Wechselwirkung. Die Theorie dieser Wechselwirkung wird in der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Quarks gehen untereinander Bindungszustände ein, die als Hadronen bezeichnet werden. Prominenteste Vertreter der Hadronen sind die Grundbausteine der Atomkerne in der Materie, die Protonen und Neutronen.

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	J
stark	Farbladung	Gluon	1
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon	1
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z^0	1

Tabelle 1.1: *Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen [Povh]*

Fermionen	Familie			elektr. Ladung	Farbe	schwacher Isospin		Spin
	1	2	3			linkshdg.	rechtshdg.	
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	—	1/2	—	1/2
	e	μ	τ	-1	—	1/2	0	1/2
Quarks	u	c	t	+2/3	r, b, g	1/2	0	1/2
	d	s	b	-1/3	r, b, g	1/2	0	1/2

Tabelle 1.2: *Elementarteilchen [Povh]*

Deren Quantenzahlen sind durch die Quantenzahlen ihrer Konstituenten, die Quarks, gegeben. Diese Quarks, die die Quantenzahlen der Hadronen ausmachen, bezeichnet man als Valenzquarks. Neben ihnen existieren noch virtuelle Quark-Antiquark-Paare ($q\bar{q}$), die so genannten Seequarks, deren Quantenzahlen im Mittel verschwinden, jedoch auf Grund ihrer elektrischen Ladung in tiefinelastischen Streuungen sichtbar werden.

Das Potential der starken Wechselwirkung hat folgende Form:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad [Povh]$$

Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist keine Konstante im eigentlichen Sinne, sondern vom Abstand r der Quarks untereinander abhängig. In erster Ordnung der Störungsrechnung in der QCD erhält man:

$$\alpha_s(Q^2(r)) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2(r)/\Lambda^2)} \quad [Povh]$$

Hierbei bezeichnet n_f die Zahl der beteiligten Quarktypen. Λ ist der einzige freie Parameter der QCD und ist experimentell auf etwa 250 MeV/c bestimmt worden. Q ist der Impulsübertrag bei der Streureaktion und ist vom Abstand r der Quarks abhängig: $r \sim 1/\sqrt{Q^2}$.

Für $r \rightarrow 0$ verschwindet die Kopplung der Quarks untereinander asymptotisch (asymptotische Freiheit). Andererseits steigt die Kopplungsstärke zu grossen Abständen, im Gegensatz zur elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, deren Stärke mit zunehmendem Abstand abnimmt. Dieses Verhalten wird als Confinement bezeichnet und bedeutet in seiner Konsequenz, dass Quarks nicht als freie Teilchen vorkommen.

1.2 Ultrarelativistische Schwerionenphysik

Ziel der Ultrarelativistischen Schwerionenphysik ist die Untersuchung von stark wechselwirkender Materie unter extrem hohen Energiedichten. Die Theorie der QCD sagt voraus, dass ab einer gewissen Energiedichte ein Phasenübergang zu einem anderen Zustand von Materie stattfindet, so wie sie wenige μs nach dem Urknall existierte. In diesem Zustand sind Quarks und Gluonen quasifrei [ALICETP] .

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

In der Physik gibt es zahlreiche Beispiele für Phasenübergänge. Das aus dem Alltag wohl vertrauteste Beispiel ist das Schmelzen, Verdampfen und Gefrieren von Wasser. Andere Beispiele sind magnetisierbare Materialien, die in einem magnetisierten oder neutralen Zustand vorliegen können. Auch in der Hochenergiephysik treten Phasenübergänge auf. Bei hoher Temperatur und hohem Druck entsteht aus Nukleonen ein Quark-Gluon-Plasma (QGP). In der Theorie wird vorausgesagt, dass beim Übergang von hadronischer Materie in ein QGP die chirale Symmetrie wieder hergestellt wird [Koch].

Der Urknalltheorie, dem Standardmodell der Kosmologie zufolge, begann das Universum als extrem dichter und heißer Zustand. Dieser Feuerball dehnte sich explosionsartig aus, wobei Dichte und Temperatur bis heute weiterhin abnehmen. Bei der Expansion durchlief die Materie verschiedene Phasenübergänge, bis schließlich die heute bekannten mikroskopischen und makroskopischen Formen der Materie entstanden. Einer dieser Phasenübergänge fand statt, als das Universum ca. $10 \mu\text{s}$ alt war. Zu dieser Zeit hatte das Universum eine Gleichgewichtstemperatur von $kT \approx 150 \text{ MeV}$. In dieser Phase bildeten sich aus den vormals freien Quarks und Gluonen, dem QGP, die Hadronen.

Es gibt zwei Möglichkeiten Materie unter extremen Bedingungen zu produzieren, so dass es zum so genannten Deconfinement kommt. Deconfinement bezeichnet einen Zustand, in dem Quarks und Gluonen nicht mehr gebunden, sondern quasi-frei sind. Wenn Materie langsam immer mehr verdichtet wird, entsteht kalte dichte Materie. Deconfinement wird bei einer Energiedichte von etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ erreicht [Sto]. Wenn die Verdichtung schnell abläuft, entsteht heiße dichte Materie. Hierbei erreichen die Quarks und Gluonen bei einer Temperatur von etwa 175 MeV einen quasi-freien Zustand.

Die erste Möglichkeit ist im Labor nicht durchführbar und passiert nur beim Kollaps eines ausgebrannten Sterns zu einem Neutronenstern. Die zweite Möglichkeit wird mit hochenergetischen Schwerionenkollisionen verwirklicht. Dieses Forschungsgebiet gibt es seit etwa 30 Jahren, mit seinem Beginn am Bevalac

(Lawrence Berkely National Laboratory), weitergeführt am SIS (GSI, Darmstadt) und SPS (CERN) und findet zur Zeit seinen Höhepunkt am RHIC (Brookhaven National Laboratory). RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) kann sowohl Protonen als auch schwere Kerne beschleunigen. Mit RHIC werden Au + Au Kollisionen mit Schwerpunktsenergien bis zu 200 GeV pro Nukleonpaar bei einer Luminosität von $10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ durchgeführt [Mül].

Ein wichtiges Resultat ist, dass die beobachteten Hadronspektren bei niedrigen Impulsen und die grosse Menge an Hadronen bei mittlerer Rapidity (siehe Anhang A), sehr gut durch das thermische Model beschrieben werden (in Au + Au Kollisionen). Verschiedene Analysen ergeben eine chemische Temperatur von $T_{ch} \approx 175 \text{ MeV}$ und ein chemisches Baryonen Potential $\mu_b \approx 40 \text{ (30) MeV}$ für eine Schwerpunktsenergie von 130 (200) GeV [Mun],[Cle].

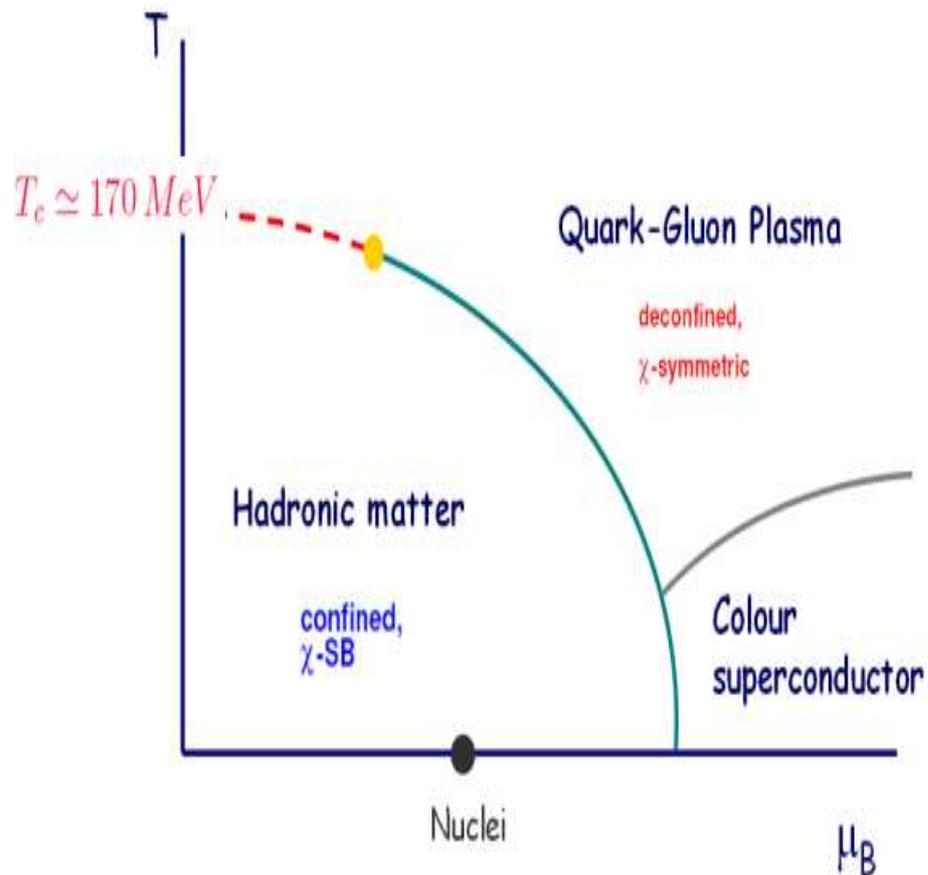


Abbildung 1.1: Phasendiagramm hadronischer Materie [Bla].

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm hadronischer Materie. Vor der Kollision liegen die Schwerionen als Kernmaterie im Grundzustand vor. Bei einer Kollision können sie so stark erhitzt und komprimiert werden, dass sie die Phasengrenze zum QGP überschreiten. Bei der anschließend eintretenden Expansion sinken Temperatur und Druck und das System geht zurück in den hadronischen Zustand.

1.4 Signaturen des QGP

Signaturen mit denen die Entstehung eines QGP nachgewiesen werden können sind unter anderem :

Produktion von Dilepton-Paaren

Im QGP werden durch $q\bar{q}$ - Annihilation Dileptonpaare erzeugt. Diese unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und können so das QGP praktisch ungehindert verlassen und liefern damit Informationen über die thermodynamischen Eigenschaften des QGP.

Unterdrückung von Bindungszuständen schwerer Quarks

Nach theoretischen Voraussagen führt der Zustand des QGP im Vergleich zu einem Zustand bei dem es nicht zur Ausbildung des QGP kommt zu einer Unterdrückung der schweren Vektormesonen J/Ψ ($c\bar{c}$) und Υ ($b\bar{b}$).

Verstärkte Produktion von seltsamen Teilchen

Hadronen die mindestens ein s-Valenzquark haben, werden als seltsame Teilchen bezeichnet. Theoretischen Voraussagen zufolge werden im Zustand des QGP verstärkt $s\bar{s}$ -Paare erzeugt, die beim Ausfrieren des QGP Bindungen mit anderen Quarks zu z.B. K^+ ($u\bar{s}$) eingehen.

Hoher Energieverlust von Jets (jet quenching)

Jets entstehen durch Hadronisierung von harten (hochenergetischen) $q\bar{q}$ -Paaren oder Abstrahlung eines harten Gluons. Dabei entstehen im Feld der starken Wechselwirkung weitere $q\bar{q}$ -Paare. Sie können das QGP nur unter hohem Energieverlust verlassen. Jets werden anhand zusammenhängender Bündel von Teilchenspuren identifiziert.

1.5 Der Large Hadron Collider

Am Large Hadron Collider (LHC) des Europäischen Kernforschungszentrums (CERN) wird es drei Detektorensysteme geben, die sich mit Schwerionenkollisionen beschäftigen: ALICE, ATLAS und CMS. Dabei wird ALICE (A Large Ion Collider Experiment) das einzige Detektorsystem sein, das auf die Untersuchung von Schwerionenkollisionen (Pb + Pb) optimiert ist. Da am LHC mit 5,5 TeV pro Nukleonpaar eine weitaus höhere Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht als am RHIC, wird es zu viel höheren Energiedichten kommen. Das hat zur Folge, dass es zu einer vermehrten Produktion von b und c Quarks kommt, mit deren Hilfe Rückschlüsse auf das QGP gewonnen werden können. Außerdem wird erwartet, dass sich die Lebenszeit des QGP erhöht (10-15 fm/c), wodurch die Einflüsse von Hadroneninteraktionen in der Anfangsphase und der Endphase des QGP abnehmen [Mül].

Kapitel 2

Das ALICE Experiment

Das ALICE Experiment wird sich hauptsächlich auf Ereignisse um mittlere Rapidität konzentrieren $|\eta| < 0,9$ (siehe Anhang A), die Regionen minimaler Baryonen- und maximaler Energiedichte. Daher war ALICE 1993 zunächst als Zentraldetektor ausgelegt und wurde später durch ein vorwärts gerichtetes Myon Spektrometer ergänzt. Dieses Spektrometer deckt den Pseudorapiditätsbereich $2,4 < \eta < 4$ ab.

ALICE besteht aus mehreren eigenständigen Detektorsystemen, von denen jedes seine Rolle bei der Teilchenidentifikation oder Spurrekonstruktion spielt. Die Detektoren des zentralen Bereichs befinden sich im Inneren des ehemaligen L3 Magneten, der nun als ALICE Magnet bezeichnet wird. Er hat eine maximale Feldstärke von 0,5 T. Im zentralen Bereich von ALICE befinden sich folgende Detektoren (vgl. Abb. 2.1).

In Reihenfolge zunehmenden Abstandes zum Vertex :

2.1 Inner Tracking System

Das Inner Tracking System (ITS) ist der dem Kollisionspunkt am nächsten gelegene Detektor. Er besteht aus 6 zylindrisch angeordneten Lagen von Siliziumdetektoren, wobei es sich bei den ersten beiden Lagen um Pixeldetektoren, bei den mittleren um Drift- und bei den äußeren Lagen um Stripdetektoren handelt. Diese Kombination macht das ITS zu einem System mit hoher Ortsauflösung.

Die Hauptaufgabe des ITS ist das Auffinden sekundärer Zerfallspunkte von Hyperonen und D-Mesonen, sowie die Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen mit niedrigem Impuls [ALICETP].

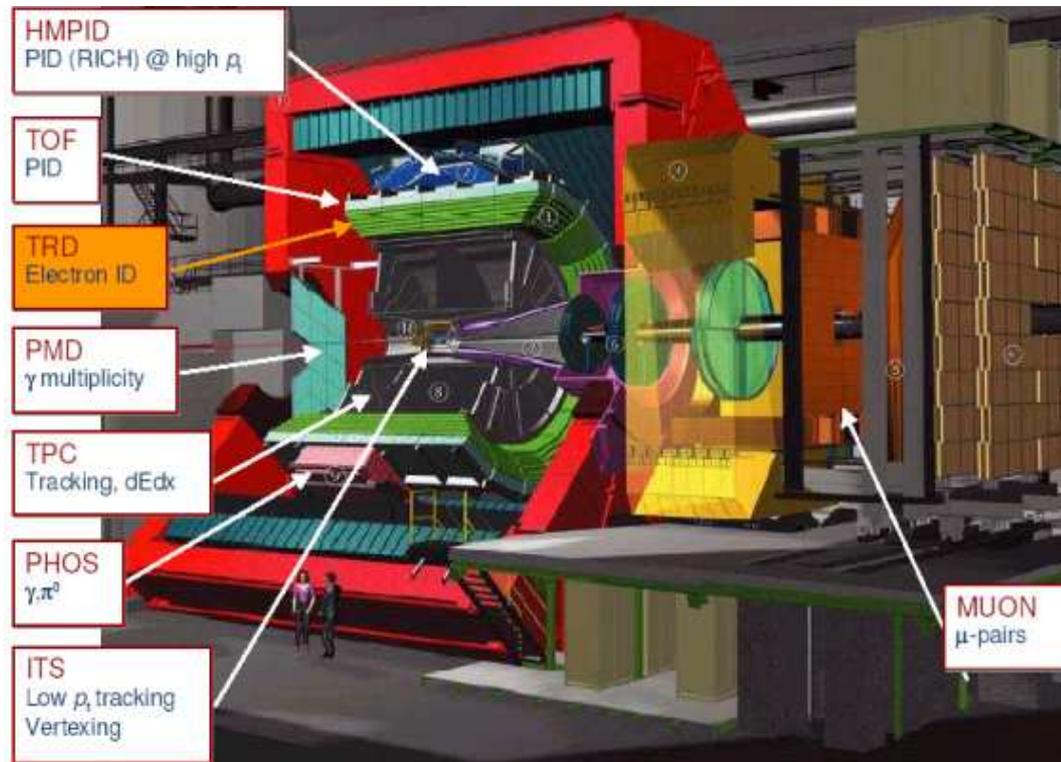


Abbildung 2.1: Das ALICE Experiment.

2.2 Time Projection Chamber

An das ITS schliesst sich die Time Projection Chamber (TPC) an. Die TPC ist der Detektor mit dem größten Volumen und das Herzstück von ALICE. Bei ihr handelt es sich um eine Zeit-Projektions-Kammer. Aufgabe der TPC ist die Spurrekonstruktion, Impulsmessung und Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx Methode. Für Elektronen ist dies in der TPC im Impulsbereich $100 \text{ MeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$ möglich. Bei der dE/dx Methode werden Teilchen anhand ihres spezifischen Energieverlustes identifiziert (siehe Anhang B). Bei größeren Impulsen reicht die Information über dE/dx nicht mehr für eine Teilchenidentifikation aus. So ist bei $p > 2,5 \text{ GeV}$ keine ausreichende Elektron/Pion (e/π) - Separation mehr gewährleistet.

2.3 Transition Radiation Detector

Der Transition Radiation Detektor (TRD) schließt sich in radialer Richtung an die TPC an und vervollständigt zusammen mit TPC und ITS die Spurre-

konstruktion bis hin zum Vertex.

Im TRD wird wie bei der TPC die dE/dx Methode zur Separation von Teilchen angewandt. Durch Transition Radiation (TR) verlieren Elektronen jedoch noch zusätzlich Energie. Somit ist eine e/π -Separation zu höheren Impulsen hin möglich.

Des Weiteren kann der TRD als Trigger für high- p_t Elektronen eingesetzt werden. Dieser Trigger wird beispielsweise eingesetzt, um die Dielektronzerfälle von Υ zu analysieren. Im Falle der Υ ist das ein Trigger auf Elektronenpaare, wobei jedes Elektron einen Transversalimpuls $p_t > 3 \text{ GeV}/c$ hat. Die Möglichkeit eines Triggers kann zum Beispiel auch auf Jets angewandt werden [ALICETRD].

2.4 Time Of Flight

Die obere Grenze zur Separation von Pionen und Kaonen mittels dE/dx liegt beim ITS und der TPC bei etwa $0,5 \text{ GeV}/c$. Bei höheren Impulsen benötigt man einen anderen Detektortyp. Der Time Of Flight Detektor (TOF) ist ein MRPC (MultiGap Resistive Plate Chamber) Detektor, der zur Hadronenidentifikation im Impulsbereich von $0,5 \text{ GeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$ dient. Er schließt sich an den TRD an und überdeckt den gleichen Raumwinkel.

2.5 High Momentum Particle Identification Detector

Der High Momentum Particle Identification Detector (HMPID) ist der zweite Detektor neben TOF, der ausschließlich zur Teilchenidentifikation dient. Bei ihm handelt es sich um einen kleinen RICH (Ring Imaging Cherenkov) Detektor im Anschluss an TOF, jedoch deutlich geringerem Akzeptanzbereich. Er dient zur Identifikation von Teilchen mit hohem Transversalimpuls bis $p_t \approx 5 \text{ GeV}/c$.

2.6 Photon Spectrometer

Das Photon Spectrometer (PHOS) ist ein hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter zum Nachweis sowohl direkter Photonen als auch von Photonen, die aus Zerfällen von π^0 und η stammen.

Kapitel 3

Der ALICE TRD

3.1 Transition Radiation

Transition Radiation (TR) oder Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenze zwischen verschiedenen Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante durchquert. Die Energie der abgestrahlten Photonen steigt mit der Teilchenenergie. Für ultrarelativistische Teilchen liegt die Übergangsstrahlung im Röntgenbereich. Jedoch kommt es nicht an jeder Grenzschicht zur Abstrahlung von TR-Photonen, d.h. die Anzahl der abgestrahlten Photonen pro Grenzschicht ist in der Größenordnung von $\alpha = \frac{1}{137}$. Für Teilchen mit einem Lorentzfaktor $\gamma \gg 1$ ergibt sich für die abgestrahlte Energie an einer Grenzschicht [Ego]:

$$W = \frac{\alpha \hbar (w_1 - w_2)^2}{\pi (w_1 + w_2)} \cdot \gamma$$

Hierbei sind w_1 und w_2 die Plasmafrequenzen der durchquerten Medien. Die Plasmafrequenz ist die Eigenschwingung der Raumladungen gegeneinander in einem insgesamt elektrisch neutralen Medium. Die abgestrahlte Energie hängt also für eine bestimmte Übergangsschicht lediglich vom γ -Faktor des Teilchens ab.

3.2 Funktionsweise des TRD

Passiert ein geladenes Teilchen den Radiator des TRD, so emittiert es dabei, abhängig von seinem Lorentzfaktor γ , Energie in Form von Übergangsstrahlung. Da Elektronen eine etwa um den Faktor 300 kleinere Masse als Pionen haben, strahlen sie viel energiereichere TR-Photonen ab. Die von den Elektronen emittierte Übergangsstrahlung liegt typischerweise bei etwa 10 keV, also

im Röntgenbereich. Pionen hingegen strahlen bis zu einem Impuls von etwa 140 GeV/c praktisch keine Übergangsstrahlung ab.

Die Wahl des Gases in der Driftkammer wurde so getroffen, dass eine möglichst kleine Absorptionslänge im Bereich der Röntgenenergie gewährleistet ist. Die TR-Photonen werden deshalb hauptsächlich am Anfang der Driftzone absorbiert. In der Verstärkungszone werden die durch Ionisation erzeugten Elektronen so stark beschleunigt, dass sie selbst ionisierend wirken. Hierdurch kommt es zum Lawineneffekt. Die im Lawinenprozess entstandenen positiven Ionen haben verglichen mit den Elektronen eine relativ lange Driftzeit. Durch die positiven Ionen wird ein Spannungssignal in der Padplane induziert. In Abbildung 3.1 ist der über viele solcher Ereignisse gemittelte Verlauf des Spannungssignals für Elektronen mit TR (Kreise), ohne TR (Quadrate) und Pionen (Dreiecke) über die Driftzeit aufgetragen. Bei einem Impuls von 2 GeV/c haben Pionen einen um etwa 40% geringeren spezifischen Energieverlust als Elektronen, wie man auch in Abbildung 10.7 erkennen kann (siehe Anhang B). Der Peak zu Beginn der Driftzeit kommt dadurch zustande, dass beim Durchflug eines geladenen Teilchens durch die Driftkammer auf beiden Seiten der Anodendrähte Gasatome ionisiert werden. Nach etwa $0,5 \mu\text{s}$ driften dann nur noch die Elektronen aus der Driftzone nach und es stellt sich ein Plateau ein. Falls das Elektron einen Radiator durchflogen hat, steigt bei späteren Driftzeiten die mittlere Pulshöhe aufgrund der im vorderen Teil der Driftzone absorbierten TR-Photonen wieder an.

Man kann nun die sogenannte Likelihoodmethode anwenden und für einzelne Teilchen abhängig von seinem Energieverlust eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben, um welches Teilchen es sich handelt (LQ - Methode). Im zeitlichen Verlauf des Signals steckt ebenfalls Information über die Teilchenart. Man kann eine verbesserte Likelihoodmethode anwenden, indem man zusätzlich die deponierte Ladung in jedem Zeitfenster betrachtet (LQX - Methode).

3.3 Aufbau des TRD

Der Spaceframe ist die tragende Struktur fast aller Subdetektoren von ALICE. Der TRD befindet sich im Spaceframe, zwischen TPC und TOF bei einem Radius von 2,9m - 3,7 m. Der TRD ist in azimuthaler Richtung in 18 Supermodule unterteilt, wobei jedes Supermodul aus fünf Stapeln von 6 Detektorkammern besteht, wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Jede Kammer ist für sich genommen ein eigenständiger TR-Detektor. Insgesamt besteht der TRD aus 540 dieser Kammern, die eine aktive Fläche von etwa 750 m^2 bilden. Bei einer Anzahl

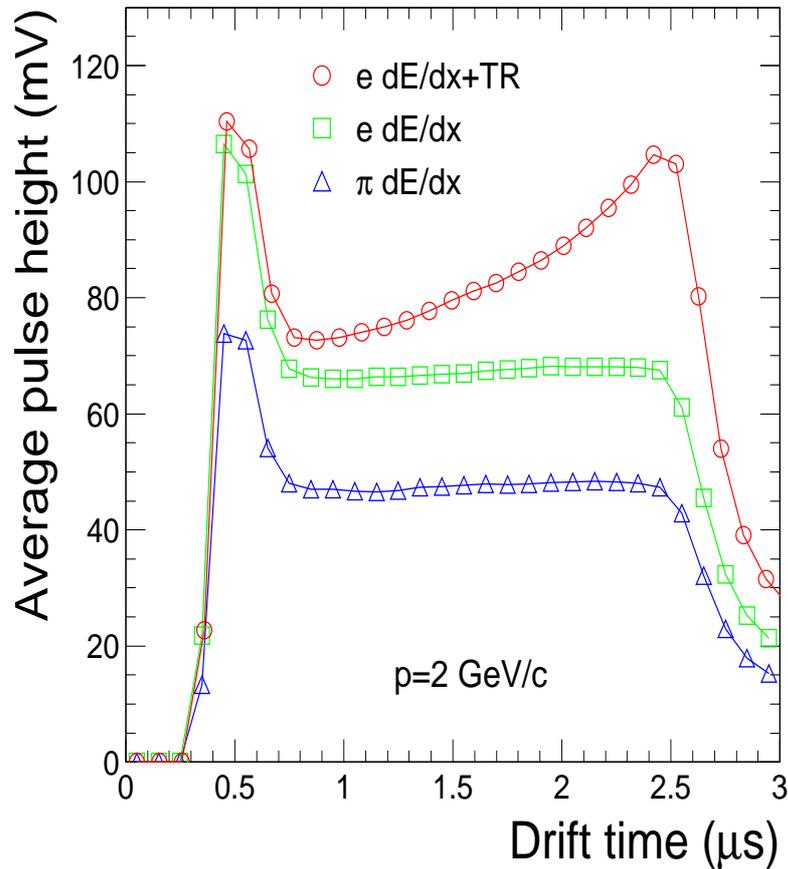


Abbildung 3.1: durchschnittliche Pulsehöhe für Elektronen mit und ohne TR, sowie für Pionen.[ALICETRD]

von 1,2 Millionen Auslesekanälen macht das den ALICE TRD zu dem größten Detektor seiner Art mit hoher Ortsauflösung.

3.4 Aufbau der einzelnen Detektorkammern

Eine Kammer besteht aus einem Radiator, dessen innere Seite mit einer Aluminium beschichteten Mylar-Folie abschließt. Diese Folie bildet die Driftelektrode

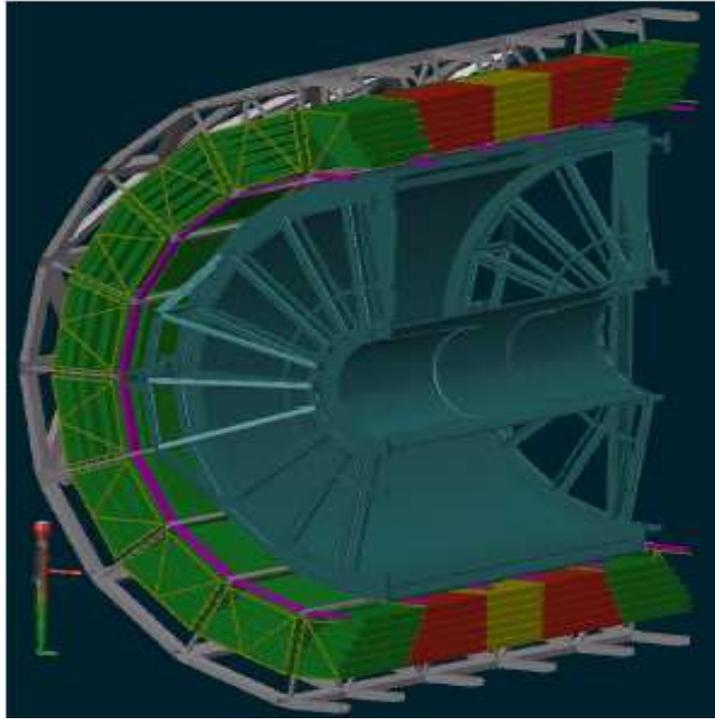


Abbildung 3.2: Schnitt durch den ALICE Spaceframe. Der TRD liegt zwischen TPC und TOF. Er besteht aus 18 Supermodulen mit jeweils 5 Stapeln aus 6 Lagen von Detektorkammern.

der Driftkammer. Die Driftkammer, in der ein Gasgemisch aus Xe, CO_2 (15 %) vorliegt erstreckt sich über 37 mm bis sie von der Padplane abgeschlossen wird. Zur mechanischen Stabilität ist die Padplane auf ein 20 mm dickes Backpanel geklebt.

3.4.1 Wahl des Gases

Röntgenstrahlen werden beim Durchgang durch Materie absorbiert und gestreut. Die Intensität der Strahlung I beträgt nach durchstrahlter Strecke x eines Materials:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Wobei I_0 die einfallende Intensität und μ der material- und energieabhängige Absorptionskoeffizient ist. Mit der Absorptionslänge λ wird die Strecke bezeichnet, nach der die Intensität auf I_0/e abgefallen ist. Typisch für Röntgenabsorptionsspektren ist eine starke Abnahme des Absorptionskoeffizienten und

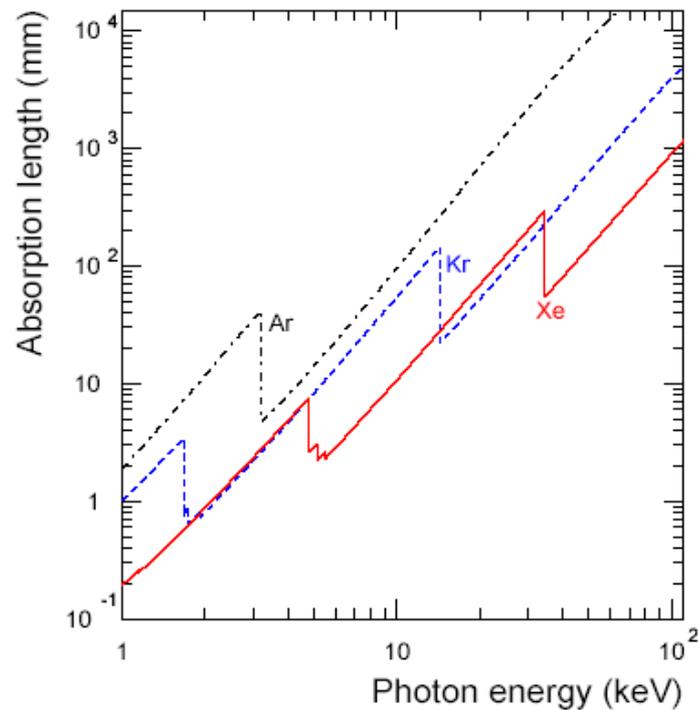


Abbildung 3.3: Absorptionslänge gegen Photonenergie für die Edelgase Ar, Kr und Xe.

damit ein starker Anstieg der Absorptionslänge mit steigender Röntgenenergie und das Auftreten von Absorptionskanten, an denen die Absorptionslänge sprunghaft abfällt. Diese Absorptionskanten entsprechen den Energieniveaus der K,L,M usw. Serien [Hak].

Für den TRD hat man Xe gewählt, da es für Photonenergien im Röntgenbereich, verglichen mit anderen Edelgasen, eine kleine Absorptionslänge hat, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist [ALICETRDR]. Das ist wichtig, da das TR-Spektrum bei einer Absorption des Photons im Anfangsbereich der Driftzone am Ende der Driftzeit einen charakteristischen Peak aufweist. Je ausgeprägter dieser Peak ist, um so effizienter ist die LQX-Methode zur Separation von Elektronen und Pionen.

Bei den Qualitätstests der Kammern spielt der zeitliche Verlauf des Signals allerdings keine Rolle - hier werden nur über viele Pulse integrierte Anodenstromwerte gemessen. Daher ist es sinnvoll das weitaus kostengünstigere Edelgas Argon zu verwenden.

Neben der Ionisation kommt es auch zum unerwünschten Effekt der kurzzeitigen Anregung der Gasatome. Bei der Rückkehr in den Grundzustand emittie-

ren sie Photonen, die durch Photoeffekt Elektronen aus den Kathodendrähten oder der Driftelektrode schlagen können. Diese Elektronen würden Richtung Anodendrähte driften und dort verstärkt werden. Um diese unerwünschten Effekte zu unterbinden, ist der Einsatz eines Löschgases erforderlich, bei dem es sich meist um Moleküle mit zahlreichen Rotations- und Vibrationsanregungszuständen handelt. Diese absorbieren Photonen und geben die Energie strahlungsfrei über Stöße ab. Im TRD dient CO_2 als Löschgas.

3.4.2 Der Radiator

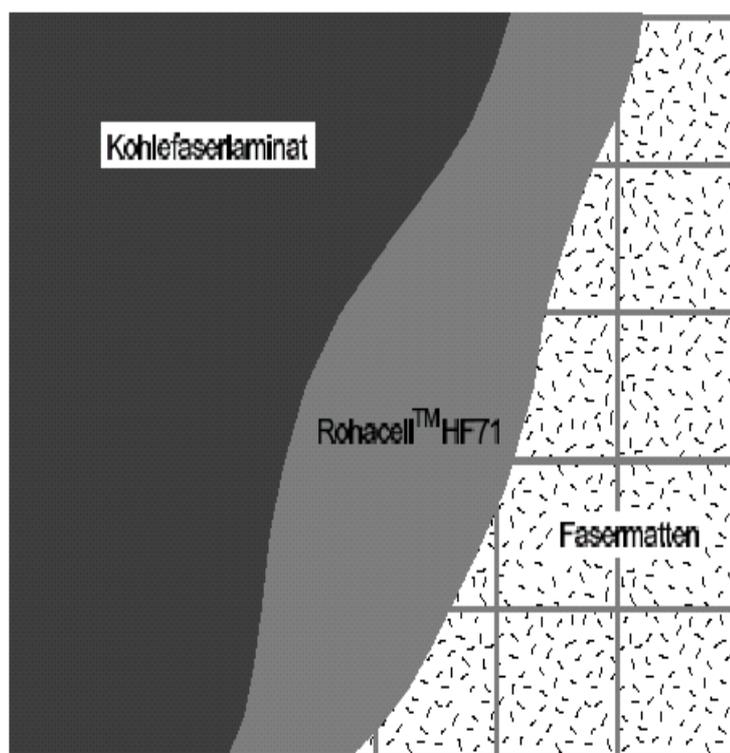


Abbildung 3.4: *Schnitt durch den Radiator*

Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Übergangsstrahlung an einer einzelnen Grenzschicht ist sehr klein. Deshalb muss gewährleistet sein, dass ein Teilchen viele solcher Grenzschichten durchquert. Der Radiator besteht daher aus einer Sandwichkonstruktion, bestehend aus Rohacell Hartschaum und Polypropylen Fasermatten. Die Fasermatten können mit einem Stapel aus vielen

Folien, also vielen Grenzschichten verglichen werden. Sie bilden das hauptsächliche Radiatormaterial. Zur mechanischen Stabilität befinden sich die Fasermatten zwischen zwei 8 mm dicken Rohacell Platten. Neben der mechanischen Stabilität haben die Rohacell Schichten auch noch den Vorteil, dass sie ebenfalls eine gute Ausbeute an TR Photonen erzeugen. Die obere und die untere Rohacell Platte sind mit einer Gitterstruktur, die ebenfalls aus Rohacell besteht miteinander verbunden. Zusätzlich wird der Radiator noch durch eine Beschichtung der Rohacell Platten mit Kohlefasermatten, die eine Dicke von 0,1 mm haben, verstärkt (vgl. Abb. 3.4).

Rohacell hat neben einer guten chemischen und mechanischen Stabilität auch eine geringe Dichte. Das ist sehr wichtig, da die Radiatoren einen großen Anteil am Material des TRD ausmachen und der TRD 15 % Strahlungslänge nicht wesentlich überschreiten soll.

3.4.3 Die Driftkammer

Der Radiator wird zum Inneren der Kammer von der Driftelektrode abgeschlossen, an der im Experiment eine Spannung von $U_D = -1800$ V anliegt. Dann folgt die 30 mm lange Driftzone, die von den Kathodendrähten abgeschlossen wird. An ihnen liegt, wie an der Padplane Erdpotential an. Die einzelnen Kathodendrähte haben einen Abstand von 2,5 mm. Durch die Trennung von Driftzone und Verstärkungszone durch die Kathodendrahtebene wird erreicht, dass man die Driftzeit und den Verstärkungsfaktor unabhängig voneinander regulieren kann. Hinter der Kathodendrahtebene beginnt die Verstärkungszone. Nach 3,5 mm kommt die Anodendrahtebene. Diese Drähte haben einen Abstand von 5 mm. Nach weiteren 3,5 mm wird die Verstärkungszone durch die Padplane abgeschlossen. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der elektrischen Feldlinien in der Kammer. Zwischen Driftelektrode und Kathodendrähten ist das elektrische Feld homogen. In der Verstärkungszone steigt die Stärke des elektrischen Feldes zu den Anodendrähten hin stark an.

3.4.4 Die Padplane

Die Padplane besteht zunächst aus einer Glasfaserplatte, bei der auf beiden Seiten eine 17 μ m dicke Kupferschicht aufgebracht ist. Im Herstellungsprozess wird auf der Vorderseite das Muster der Pads eingätzt, während auf der Rückseite lediglich dünne Leitungen zum Auslesen der Pads übrig bleiben [Leh]. Die Pads sind mittels durchkontaktierter Löcher mit den Leitungen verbunden. 18 benachbarte Pads einer Reihe werden jeweils mittels der Leitungen mit einem

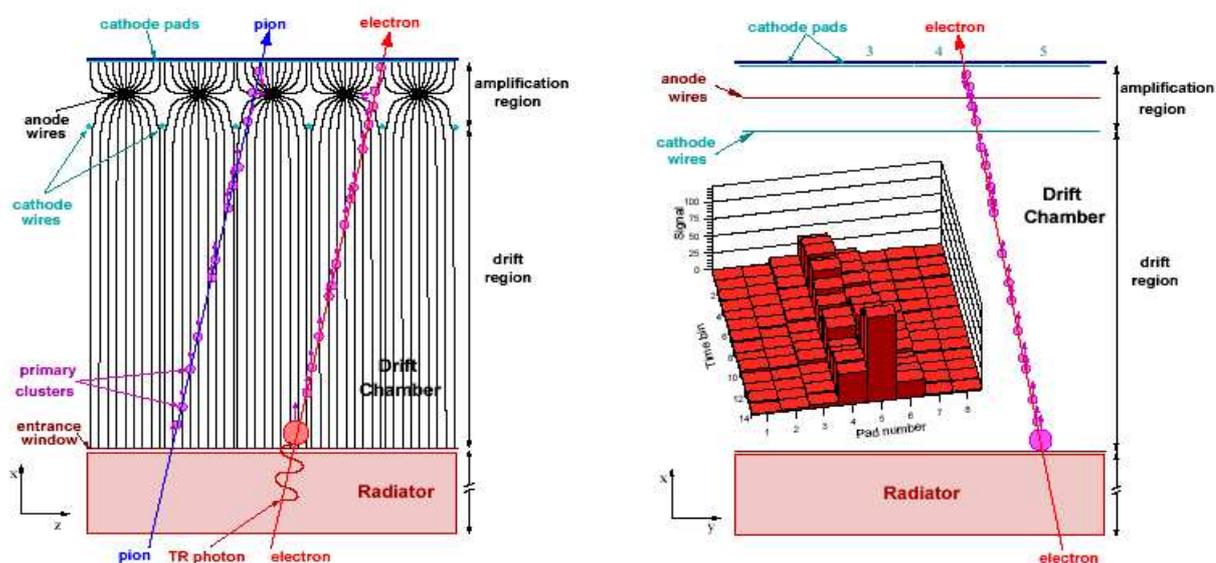


Abbildung 3.5: Aufbau und Prinzip einer TRD Kammer [ALICETRD]

22 adrigen Flachbandkabel verbunden. Die zwei äußeren Leitungen auf jeder Seite eines Kabels sind miteinander kurzgeschlossen und nicht mit einem Pad verbunden. Die Breitbandkabel sind flexibel, so dass sie durch Öffnungen im Backpanel mit der Ausleselektronik verbunden werden können. Ein einzelnes Pad hat eine durchschnittliche Größe von $85 \times 7,4 \text{ mm}^2$, also eine Fläche von $\approx 6,3 \text{ cm}^2$. Die Padplane hat eine Dicke von $360 \text{ }\mu\text{m}$.

Kapitel 4

Qualitätstests der ALICE TRD Kammern

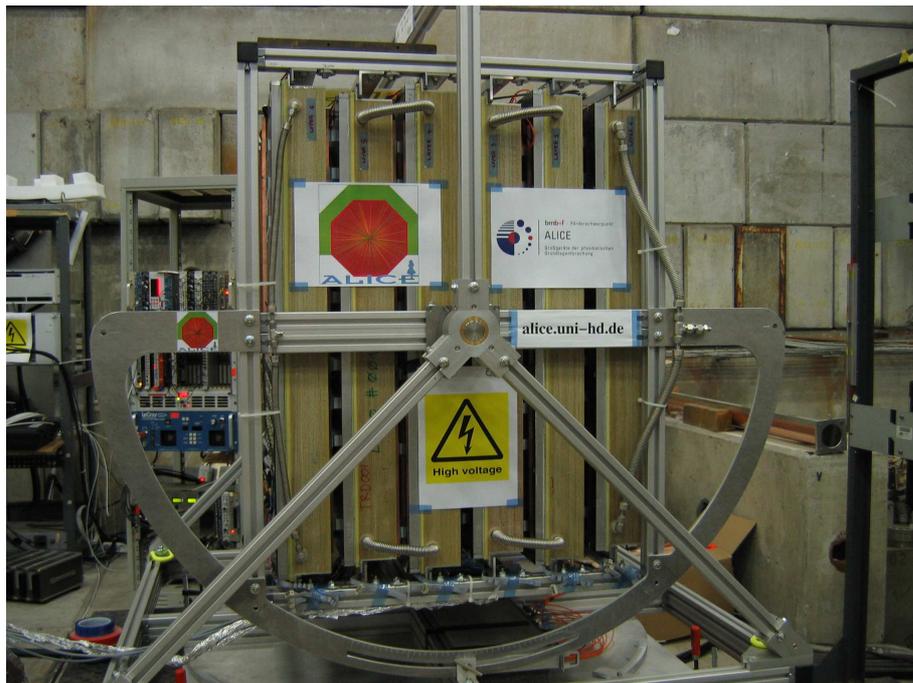


Abbildung 4.1: *Der Kammerstapel in seinem drehbaren Gerüst in der Strahlführung am CERN PS.*

Vom 25. Oktober bis 5. November 2004 fanden am CERN PS Messungen mit sechs ALICE TRD Kammern statt [Emsch]. Diese sechs Kammern werden auch

Bestandteil des ALICE TRD am LHC sein. Die Daten des Teststrahls dienen zur Untersuchung der Rekonstruktion von Teilchenspuren unter verschiedenen Eintrittswinkeln in die Kammern. Dazu wurden die sechs Kammern in ein Gerüst (siehe Abb. 4.1) integriert, das in ϕ - und θ -Richtung relativ zum Teilchenstrahl drehbar ist. Natürlich mussten die Kammern generell auf ihre Funktionalität und Qualität untersucht werden, bevor sie in den Messungen des Teststrahls eingesetzt werden konnten. Dies geschah im Rahmen dieser Diplomarbeit.

4.1 Gassystem und Gasgemisch

Für die Kammertests wurde zunächst ein Gasgemisch mit dem selben Verhältnis von aktivem Gas zu Löschgas wie im Messbetrieb, also Ar, CO_2 (15 %) gewählt. Mit dieser Mischung wurden auch die sechs Kammern getestet, die im Oktober 2004 am CERN zum Einsatz kamen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass hier die Gasverstärkung weitaus höher ist, als in Xe, CO_2 (15 %). So zeigen Messungen mit Prototyp-Kammern, dass die Verstärkung im Falle von Ar, CO_2 (15 %) bei einer Anodenspannung von 1600 V etwa 80000, gegenüber etwa 10000 im Falle von Xe als aktivem Gas beträgt, wie in Abbildung 4.2 und 4.3 zu sehen ist [And]. Verantwortlich hierfür ist der Penning Effekt (siehe [And]). Relevant bezüglich der Kammertestmessungen ist hier der Verlauf für eine Verunreinigung von 0 % N_2 . Die gestrichelten Linien sind Kalkulationen, in denen der Penning Effekt nicht berücksichtigt ist. Die Lösung war zunächst, dass die Tests zur Messung der Homogenität der Gasverstärkung (Kap. 8), bei der eine konstante Anodenspannung angelegt wird, bei 1500 V durchgeführt wurden. Hinsichtlich der Konditionierung (Kap. 6) und der Messung der Kennlinie der Gasverstärkung (Kap. 7) war diese Lösung allerdings unbefriedigend, da man natürlich bis oberhalb der Betriebsspannung messen möchte. Anfängliche Probleme beim Konditionieren der Kammern, wobei teilweise hohe Ströme auftraten, sind auf die höhere Gasverstärkung im Ar/ CO_2 Gemisch zurückzuführen.

Simulationen mit GARFIELD ergaben, dass die Gasverstärkung in einem Gemisch aus Ar, CO_2 (30 %) vergleichbar mit der Verstärkung in einem Gasgemisch aus Xe, CO_2 (15 %) ist [Gar]. Dies konnte bestätigt werden (Kap. 7.4.3). Somit werden nun alle Kammern mit dieser Gasmischung getestet. Zur Funktionsweise des Gassystems siehe [Leh].

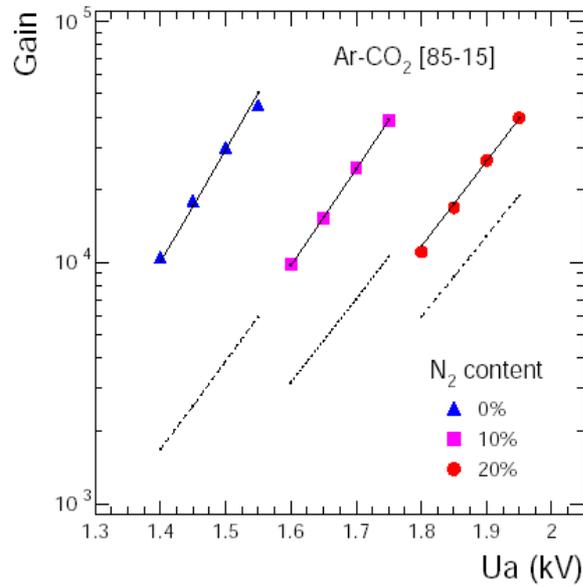


Abbildung 4.2: Gasverstärkung in Ar, $\text{CO}_2(15\%)$ gegen Anodenspannung für verschiedene N_2 Verunreinigungen.

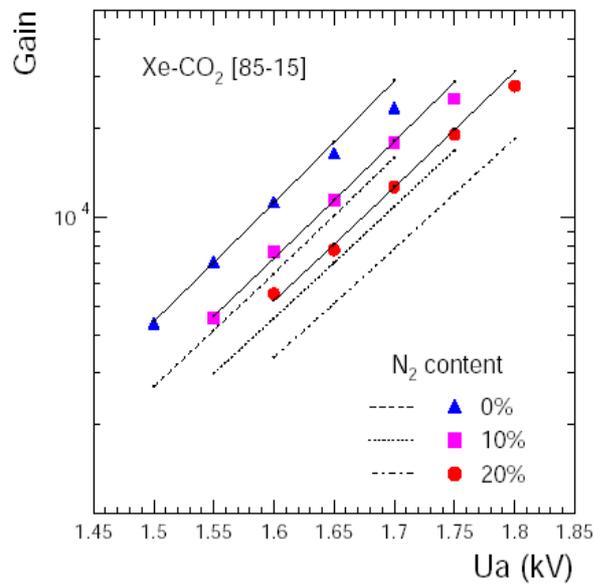


Abbildung 4.3: Gasverstärkung in Xe, $\text{CO}_2(15\%)$ gegen Anodenspannung für verschiedene N_2 Verunreinigungen.

4.2 Aufbau

Der Teststand (siehe Abbildung 4.4) ist ein Aluminiumgestell aus Bosch-Rexroth Profilen, in das die Kammer vertikal gestellt und gesichert wird. Mittels einer

waagerechten und einer senkrechten Gewindestange kann eine Röntgenröhre oder radioaktive Quelle gesteuert werden. Die geschieht über zwei Schrittmotoren. Eine Kammer wird so eingebaut, dass die Strahlung durch den Radiator in das Kammerinnere gelangt und die Kabel der Anodendrahtsegmente nach oben zeigen. Neben dem Teststand befindet sich ein Rack mit dem Gassystem und den elektronischen Geräten.



Abbildung 4.4: Messaufbau: 1 TRD Kammer, 2 Röntgenröhre, 3 Schrittmotor, 4 Schrittmotorsteuerung, 5 Hochspannungssteuerbox für die Röntgenröhre, 6 Warnlampe als Indikator für die Hochspannung an der Röntgenröhre, 7 Iseg Geräte, 8 Sauerstoffmessgerät, 9 A 310, 10 Elektronik zur Messung der absoluten Gasverstärkung, 11 Mess-PC, 12 Gassystem.

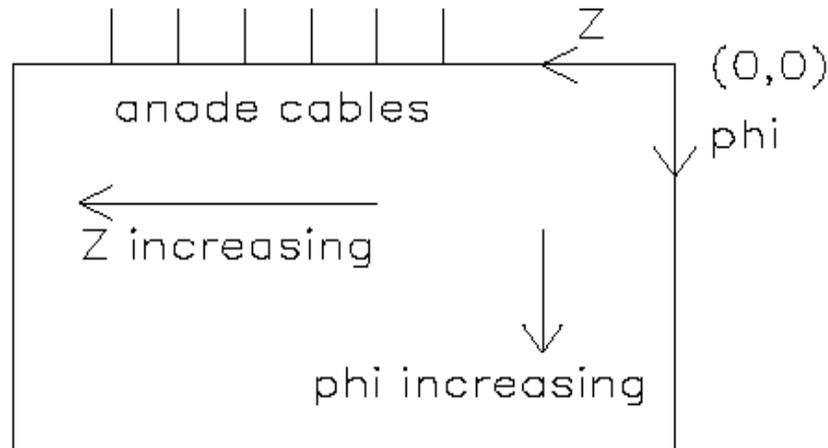


Abbildung 4.5: Ausrichtung der Kammer im Teststand [Sch].

4.2.1 Die Quellen

Die Röntgenröhre

An die Röntgenröhre kann eine maximale Spannung von 10 kV angelegt werden, also können Röntgenquanten bis zu einer Energie von 10 keV generiert werden. Die Intensität der Röntgenröhre ist stark abhängig vom Röhrenstrom, der sich erst nach einer Aufwärmphase von etwa 90 Minuten auf ein konstantes Niveau einpegelt. Gesteuert wird die Hochspannung über eine eigens dafür gebaute Steuerbox, an der auch der Röhrenstrom abgelesen werden kann.

Die Fe-Quelle

Die für die Messung der absoluten Gasverstärkung verwendete ^{55}Fe -Quelle hat eine Aktivität von 3,7 GBq. Im Kern des ^{55}Fe findet ein Elektroneneinfang statt. Das so entstandene ^{55}Mn hat zunächst ein Loch in seiner K-Schale, das entweder durch interne Prozesse strahlungsfrei oder unter Aussendung eines Röntgenquants von 5,89 KeV (zu 25 %) oder von 6,49 KeV (zu 3,3 %) seinen Grundzustand erreicht. Das Energieauflösungsvermögen des Detektors ist nicht ausreichend um die beiden Linien zu trennen. Zumal der Anteil der 6,49 keV Quanten sehr gering ist, wird im Folgenden nur noch von 5,9 keV gesprochen. Die 5,9 keV Quanten schlagen zunächst aus der K-Schale des Argon ein Elektron heraus, dessen kinetische Energie dann, um die Bindungsenergie

von 3,2 keV reduziert, 2,7 keV beträgt. Das Loch in der K-Schale des Argon Atoms kann nun durch ein Elektron aus einer äußeren Schale aufgefüllt werden, wobei die Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus entweder durch die Aussendung eines neuen γ -Quants mit einer Energie knapp unter 3,2 keV und damit mit hoher Reichweite im Argon, oder durch Emission eines Elektrons entsprechender Energie ausgeglichen wird. Im ersten Fall beobachtet man also häufig nur 2,7 keV der ursprünglichen 5,9 keV. Das lokale Maximum im Energiespektrum der ^{55}Fe -Quelle bei 2,7 keV wird als Escape-Peak bezeichnet, da 3,2 keV der Beobachtung "entkommen" sind. Der Anteil dieser sogenannten Fluoreszenz-Ausbeute liegt im Argon bei ca. 15 %. Im zweiten Fall werden die gesamten 5,9 keV im Gas deponiert.

Die Strontiumquelle

Die Strontiumquelle, welche noch in [Leh] zur Messung der Homogenität der Gasverstärkung eingesetzt wurde, wird mittlerweile nicht mehr benutzt, da sie eine schlechte Kollimation hat. Außerdem handelt es sich um eine sehr starke Quelle, mit entsprechend hohem Aufwand an Sicherheitsmaßnahmen.

4.2.2 Das Sauerstoffmessgerät

Das Sauerstoffmessgerät der Firma ORBISPHERE besteht aus zwei Teilen: Dem Anzeigeelement Modell 3600 und einem Sensor Modell 311. Der Sensor wird in die Gasleitung integriert, aus der das Gas aus der Kammer entweicht. Im Sensor sind eine Anode und eine Kathode, zwischen denen sich ein Elektrolyt befindet. Durch eine Membran gelangt das Gas in den Elektrolyten, dessen Leitfähigkeit eine Funktion des Sauerstoffgehalts ist. Strom, der durch den Sensor fließt, wird über einen Verstärker in Spannung umgewandelt. Dieses Ausgangsspannungssignal ist eine Funktion der Membranpermeabilität, der Temperatur und des Sauerstoffgehalts. Eine Korrektur auf Variationen in der Permeabilität der Membran wird durch eine Kalibration erreicht. Des Weiteren ist im Gerät eine Temperaturkompensation integriert, so dass die Ausgangsspannung lediglich noch eine Funktion des Sauerstoffgehaltes ist. Mit dieser Methode kann der Anteil des Sauerstoffs im Bereich von 1 ppm bis 20 % gemessen werden. Außerdem können mit diesem Gerät Temperatur und Druck gemessen werden.

4.2.3 Hochspannungs- und Strommessgeräte

Die zwei verwendeten Hochspannungsgeräte sind vom Model EHQ 104 M der Firma Iseg und das Strommessgerät ein A 310 Isolated Current Meter, das am

Physikalischen Institut Heidelberg angefertigt wurde. Zur Beschreibung dieser Geräte siehe [Leh].

4.3 Steuerungssoftware LabVIEW

Alle oben beschriebenen Geräte können mittels der Steuerungssoftware, die ausschließlich in LabVIEW geschrieben ist, gesteuert und/oder ausgelesen werden. Im Falle des Schrittmotors, der Iseg Geräte und des A310 geschieht dies über eine serielle Schnittstelle. Das Orbisphere wird über eine LabVIEW-DAQ-Karte ausgelesen. Dabei wird jeweils ein Inputkanal für Temperatur, Druck und Sauerstoffgehalt benötigt. Im Falle der Gasflusssteuerung wird jeweils über einen Inputkanal die Flussrate von Ar und CO_2 ausgelesen. Zum Anlegen der Hochspannung an die Röntgenröhre wird ein Outputkanal benötigt sowie für das Monitoring der Hochspannung und des Röhrenstroms zwei weitere Inputkanäle.

Bis auf die Messung der absoluten Gasverstärkung sind alle in den folgenden Kapiteln beschriebenen Messungen automatisiert. Es wurde eigens ein LabVIEW Programm entwickelt, das gestartet wird, sobald die Kammer im Teststand eingebaut ist und begonnen wurde mit der Ar/ CO_2 -Mischung zu spülen. Das Programm arbeitet folgende Schritte ab:

- In Intervallen von 5 Minuten wird der O_2 -Gehalt gemessen und in eine Textdatei geschrieben. Diese Messung wird auch im Verlauf der folgenden Schritte weiter durchgeführt.
- Sobald der O_2 -Gehalt unter 100 ppm gefallen ist, wird mit der Konditionierung begonnen. Dabei werden Anodenspannung und der zugehörige Anodenstrom sowie der Zeitpunkt jeder einzelnen Messung in eine Textdatei geschrieben.
- Sobald die Kammer erfolgreich konditioniert wurde, wird die Röntgenröhre auf Betriebsspannung gebracht. In Intervallen von einer Minute werden Zeitpunkt, Röhrenspannung, Röhrenstrom und Anodenstrom ausgelesen und in eine Textdatei geschrieben. Dieses Aufwärmen der Röntgenröhre erfolgt für 1,5 Stunden, bis sich der Röhrenstrom auf einem konstanten Niveau befindet.
- Nachdem die Röntgenröhre aufgewärmt ist, wird die Messung der Homogenität der Gasverstärkung durchgeführt. Zunächst die zweidimensionale Messung, dann die eindimensionale.

- Zusätzlich werden zu Beginn und Ende jedes Programmschrittes die für die jeweilige Messung wichtigen Parameter wie Druck, Temperatur und O_2 -Gehalt ausgelesen und in der zugehörigen Textdatei gespeichert.

4.4 Präparation der Kammern für die Tests

Die Kabel aller Anodensegmente einer Kammer werden, ebenso wie der Anschlussdraht zur Driftelektrode, an die Hochspannungsfiterbox angelötet. In der Box ist für jeden Draht ein RC-Glied integriert, um Störsignale des Hochspannungsgerätes auszugleichen und Crosstalk zwischen verschiedenen Auslesepads zu verhindern. Die Filterbox wird über Hochspannungskabel mit den ISEG HV Geräten verbunden. An den Innenwänden jeder Kammer sind Kupferstreifen angebracht, die über eine Widerstandskette aus sechs Widerstände zwischen Erde und Driftspannung auf das entsprechende Potential des Driftbereichs definiert werden. Dadurch wird ein homogenes Driftfeld auch in den Randbereichen der Kammer gewährleistet. Das Ende dieses Feldkäfigs ist mit einem Kabel verbunden, das aus der Kammer führt und geerdet wird. Die Auslekabel der Padplane werden mit Kupferstreifen miteinander verbunden und ebenfalls geerdet. Auch die Kathodendrähte werden über ein weiteres Kabel geerdet.

4.5 Testen

Jede Kammer wird insgesamt zweimal getestet. Bei der ersten Testreihe ist das Backpanel mit der darauf aufgeklebten Padplane noch nicht auf dem Distanzrahmen fest geklebt, sondern lediglich mit Klebeband fixiert und abgedichtet. Dadurch ist es möglich eventuell nötige Korrekturen im Kammerinneren vorzunehmen, falls dies anhand der Testergebnisse nötig erscheint. Solche mit Klebeband präparierten Kammern weisen natürlich eine höhere Leckrate auf als geklebte Kammern. Sind die Messergebnisse mit der Kammer mit Klebeband zufrieden stellend, so wird diese zurück ins Kammerbaulabor gegeben, wo sie dann geklebt wird. Anschließend wird sie erneut getestet. Bei den Testergebnissen, die hier besprochen werden, handelt es sich, wenn nicht ausdrücklich anders erwähnt um geklebte Kammern.

Die Daten der Kammertests wurden in Textdateien gespeichert und anschließend mit Gnuplot graphisch dargestellt und gefittet.

Die Testergebnisse der sechs Kammern L1C0#001, L1C0#002, L1C0#017,

L2C0#001, L2C0#002 und L2C0#003, die im Oktober 2004 im CERN Teststrahl eingesetzt wurden, werden in den folgenden Kapiteln besprochen. Die Vorgehensweise bei den einzelnen Tests kann von der im jeweiligen Kapitel beschriebenen leicht abweichen, da die dort beschriebene Vorgehensweise das Ergebnis der Erfahrungen mit diesen sechs Kammern ist. Insbesondere war das Gasgemisch bei diesen Tests noch Ar, CO_2 (15 %).

Kapitel 5

Messung der Leckrate der TRD Kammern

Da Xe ein sehr teures Gas ist, muss schon alleine aus finanziellen Gründen eine hohe Dichtigkeit der Kammern gewährleistet sein. Ein Maß für die Dichtigkeit ist die Leckrate. Zur Messung der Leckrate einer Kammer wird diese mit einem Gasgemisch von Ar, CO_2 (30 %) gespült. Mit dem Sauerstoffmessgerät wird das aus der Kammer hinausgeleitete Gas auf seinen O_2 -Gehalt hin analysiert. Dabei nimmt der Anteil des Sauerstoffs zunächst zeitlich annähernd exponentiell ab, da die normale Luft von dem Ar/ CO_2 -Gemisch verdrängt wird, bis sich schließlich ein asymptotischer Wert für den O_2 -Gehalt einstellt. Dieser Wert kommt dadurch zustande, dass Sauerstoff durch Lecks in das Innere der Kammer hinein diffundiert. Damit wird Sauerstoff zu einem Indikator für die Leckrate.

5.1 Messprinzip

Zur Messung des asymptotischen Wertes standen zwei Varianten zur Diskussion:

- Der zeitliche Verlauf des O_2 -Gehalt ab etwa 1000 ppm kann mittels einer Funktion folgender Form gefittet werden:

$$f(t) = a + b \cdot e^{-c \cdot t} \quad (5.1)$$

Beginnt man eine Kammer mit Gas zu spülen, treten komplizierte Durchmischungsvorgängen ein. Hierdurch kommt es zu Abweichungen des zeitlichen Verlaufs des Sauerstoffgehaltes von der obigen Formel, wodurch es

nicht möglich ist den gesamten Verlauf zu fitten.

Die Konstante a ist der wichtigste Parameter, sie gibt den asymptotischen Sauerstoffgehalt an. Die Leckrate berechnet sich dann wie folgt:

$$L = F \cdot a \cdot 4824 \text{mbar} \quad [Leh] \quad (5.2)$$

Hierbei ist F die Flussrate des Gases in [l/h] und a der Anteil von O_2 am Gasgemisch. Die Einheit der Leckrate ist also [mbar·l/h]

- Bei der zweiten Variante spült man zunächst mit einer hohen Flussrate und wartet ab, bis sich der asymptotische Wert einstellt und somit abgelesen werden kann. Anschließend reduziert man die Flussrate und wartet wiederum ab, bis man die Asymptote ablesen kann. Nun berechnet man nach Gleichung (5.2) für beide Fälle die Leckraten, die man dann auf Konsistenz prüft. Idealerweise sollten sie den gleichen Wert ergeben.

Die erste Variante wurde für die Messungen der sechs Kammern, die im Teststrahl zum Einsatz kamen angewandt. Zukünftig wird die Leckrate aber mittels der zweiten Methode bestimmt werden. Dazu ist es nötig, das Gassystem leicht zu modifizieren, so dass bei hohen Flussraten kein Überdruck in der Kammer entsteht, der diese zerstören könnte. Eine hohe Flussrate ist insofern nötig, um den asymptotischen O_2 -Gehalt in hinreichend kurzer Zeit zu erreichen.

5.2 Messungen der einzelnen Kammern

Exemplarisch wird die Vorgehensweise zur Bestimmung der Leckrate anhand der Kammer L1C0#001 gezeigt.

Die Kammer wurde mit einer Flussrate von 19,45 l/h über einen Zeitraum von etwa 34 Stunden gespült. Die Daten wurden im Anschluss an die Messung in Gnuplot eingelesen und dargestellt. Abbildung 5.1 zeigt den zeitlichen Verlauf des Sauerstoffgehalts über den kompletten Zeitraum der Messung, die bei einem O_2 -Gehalt von $\sim 14\%$ gestartet wurde. Der exponentielle Abfall bei niedrigem Sauerstoffgehalt wäre bei linearer Darstellung aufgrund der Skala nicht mehr erkennbar.

Ein Fit wie in Gleichung (5.1) wurde für die Daten ab 220 ppm angesetzt und ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Fitparameter werden mit ihren Fehlern bestimmt. Dazu wurde angenommen, dass jeder einzelne Messpunkt mit einer Genauigkeit von 1 ppm bestimmt wurde, was der Auflösung des Sauerstoffsensors entspricht. Der Parameter a gibt den asymptotischen Endwert des

Kammer	Flussrate [l/h]	Fitparameter a [ppm]	χ^2/n	asymptotischer O_2 Wert [ppm]	Leckrate [mbar·l/h]
L1C0#001	19,45	$5,16 \pm 0,08$	1,00	$3,16 \pm 1,08$	$0,30 \pm 0,10$
L1C0#002	20	$12,76 \pm 0,14$	0,52	$10,76 \pm 1,14$	$1,03 \pm 0,11$
L1C0#017	20	$20,98 \pm 0,79$	4,41	$18,98 \pm 1,79$	$1,83 \pm 0,17$
L2C0#001	20	-	-	15 ± 2	$1,64 \pm 0,19$
L2C0#002	20	$14,92 \pm 0,29$	4,55	$12,92 \pm 1,29$	$1,25 \pm 0,12$
L2C0#003	20	$6,45 \pm 0,12$	0,97	$4,45 \pm 1,12$	$0,43 \pm 0,11$

Tabelle 5.1: *Ergebnisse der Leckratenmessung der sechs Teststrahlkammern.*

Sauerstoffs und damit mittels Formel (5.2) die Leckrate an.

Für die Kammer L1C0#001 ergibt sich so $a = 5,16 \pm 0,08$ ppm. Diese Kammer wurde bereits einige Monate zuvor getestet [Leh] (Die Kammer wird dort als TRD001 bezeichnet) und die Ergebnisse sind konsistent.

Allerdings muss noch beachtet werden, dass sich ein Beitrag von 2 ± 1 ppm O_2 in der Kammer befindet, der aus der Verunreinigung des CO_2 mit Sauerstoff herrührt. Dies wurde festgestellt, indem nur CO_2 und anschließend nur Ar durch den Bypass des Gassystems gespült wurde und der O_2 -Gehalt gemessen wurde. Für CO_2 stellte sich ein Wert von 16 ppm und für Ar ein Wert von 1 ppm ein. Mit dieser Korrektur ergibt sich für den asymptotischen Endwert des O_2 -Gehalts $3,16 \pm 1,08$ ppm. Hieraus folgt eine Leckrate von $L = 0,30 \pm 0,10$ mbar·l/h.

In [Leh] wurde der asymptotische O_2 Wert bestimmt, in dem so lange gespült wurde, bis sich eine Asymptote ausbildete. Daraufhin wurde über die Werte der Asymptote gemittelt. Dies wäre auch bei dieser Messung (Abb. 5.2) möglich gewesen.

Die Ergebnisse der Messungen aller sechs Kammern sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Bei der Kammer L2C0#001 gab es Probleme mit der LabVIEW-Auslese des Sauerstoffsensors, so dass der asymptotische Wert von der Anzeige des Orbisphere abgelesen werden musste. Dies waren 17 ± 1 ppm O_2 , die noch auf die O_2 -Verunreinigung des CO_2 korrigiert werden.

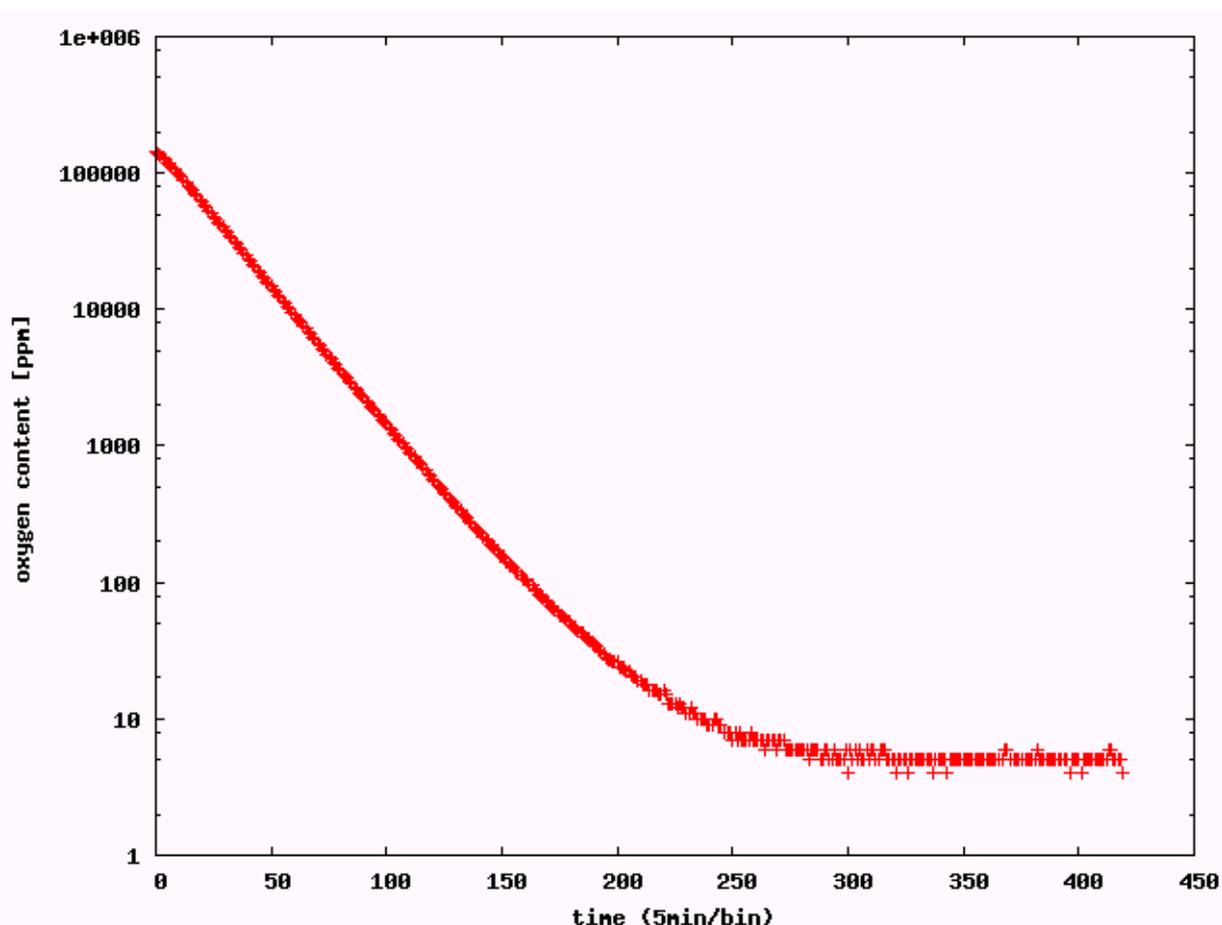


Abbildung 5.1: Messung der Leckrate von Kammer L1C0#001 in logarithmischer Darstellung.

5.2.1 Fazit

Alle sechs Kammern liegen deutlich unter dem tolerierbaren Grenzwert von 3 mbar·l/h. Der angestrebte Grenzwert von 1,5 mbar·l/h wurde jedoch von zwei Kammern überschritten. Bei einer der beiden Kammern handelt es sich um L2C0#001, bei der die Sauerstoffauslese durch LabVIEW nicht funktionierte. So ist es fraglich ob der asymptotische Wert von 15 ppm wirklich der asymptotische Wert ist, oder ob sich ein etwas niedrigerer Wert eingestellt hätte, wenn man noch länger gemessen hätte. Außerdem hat sich gezeigt, dass die Stopfen der Gasöffnungen nicht immer perfekt abdichten, wie mittels eines Gassensor nachgewiesen wurde, so dass die Ergebnisse als oberer Grenzwert zu verstehen sind. Bei zukünftigen Tests werden die Gasöffnungen und Stopfen mit Vakuumpfett präpariert, so dass eine höhere Dichtigkeit gewährleistet ist.

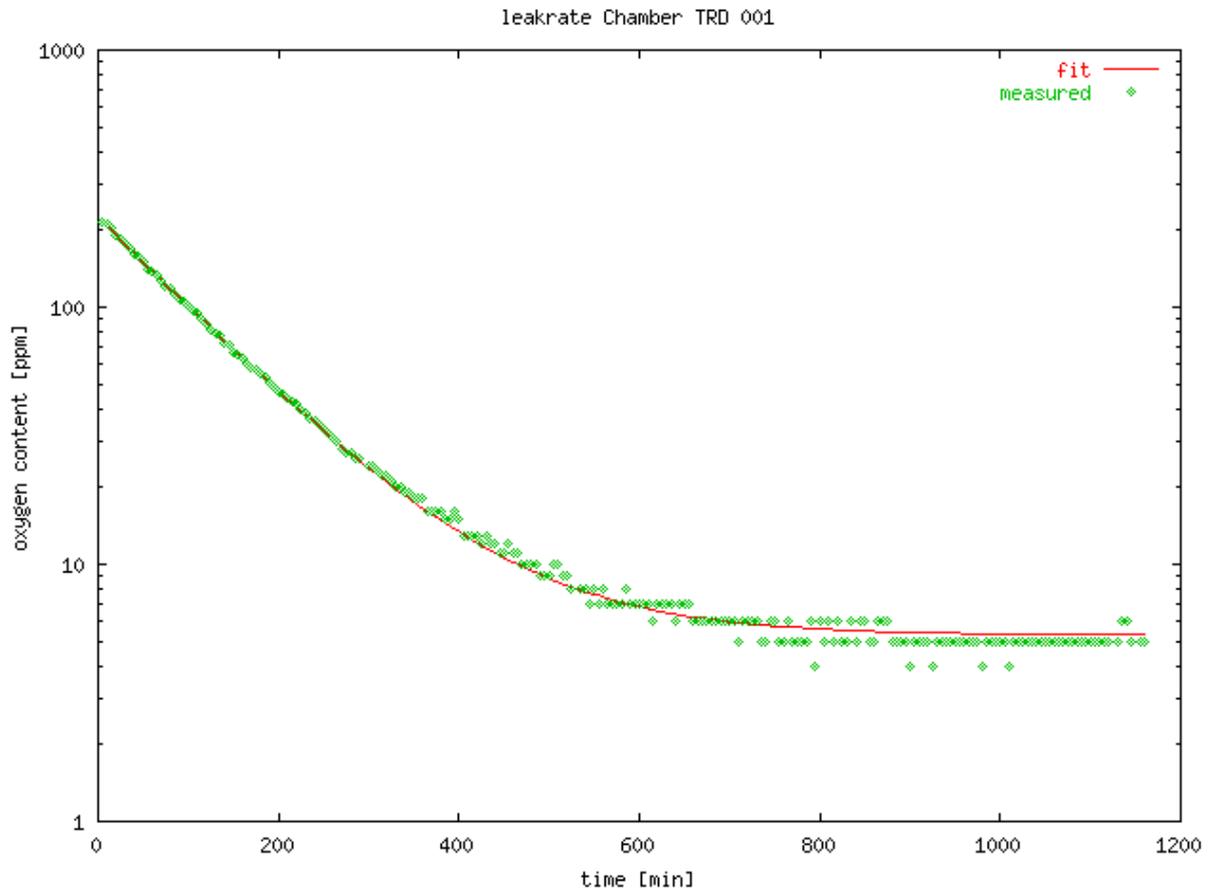


Abbildung 5.2: Leckratenmessung der Kammer L1C0#001 logarithmisch dargestellt.

5.3 Messungen eines Verbundes aus vier Kammern

Die vier Kammern L2C0#001, L2C0#002, L2C0#003 und L1C0#002 wurden mit den U-förmigen Gas-Verbindungsstücken, die im Teststrahl zum Einsatz kamen miteinander verbunden. Es wurde nur mit vier Kammern gemessen, da die anderen beiden Kammern zu dieser Zeit für Elektroniktests benötigt wurden. Im wesentlichen ging es darum, die Dichtigkeit der Verbindungsstücke zu prüfen. An jeder Kammer befinden sich vier Gasöffnungen. Die Kammern waren wie in Abbildung 5.3 gezeigt in Reihe angeordnet.

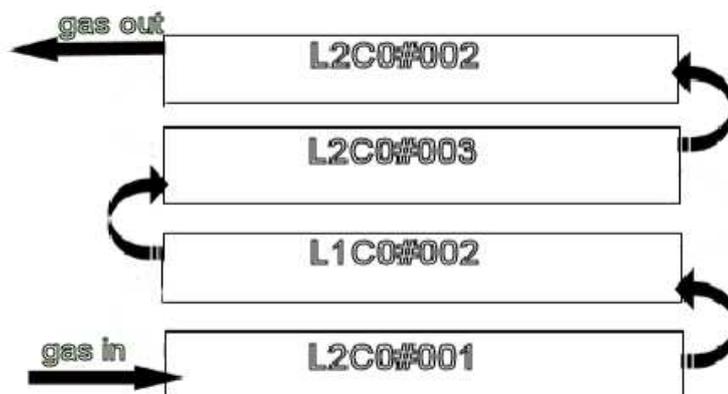


Abbildung 5.3: Leckratenmessung eines Verbundes aus vier Kammern schematisch.

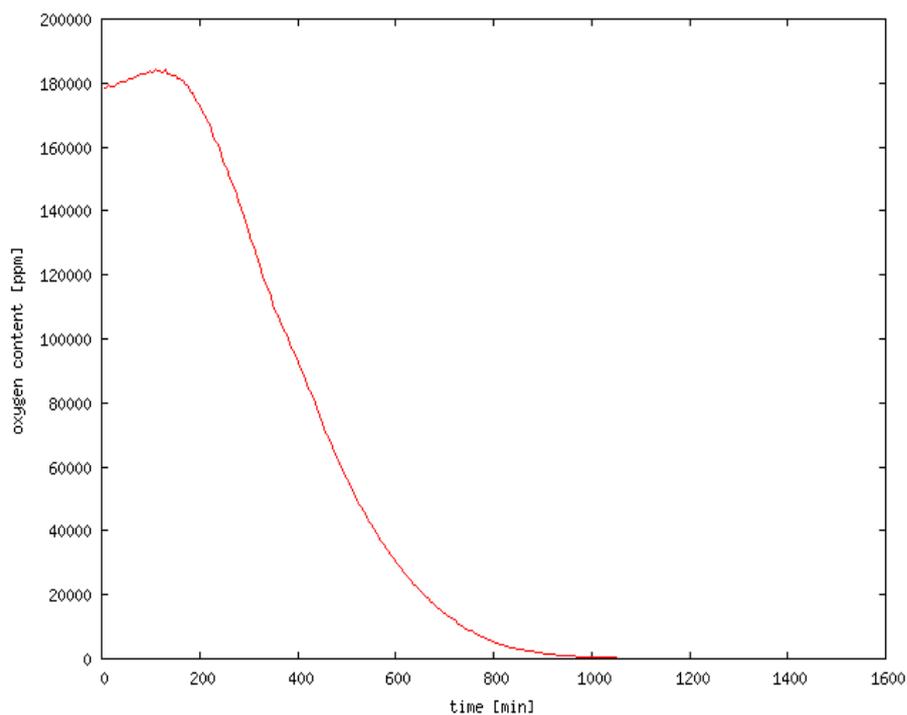


Abbildung 5.4: Leckratenmessung des Stacks aus vier Kammern.

Abbildung 5.4 zeigt den vollständigen zeitlichen Verlauf des Sauerstoffgehaltes des Gasgemisches in den Kammern, gemessen am Ausgang. Die gesamte

Kammer	Flussrate [l/h]	Fitparameter a [ppm]	χ^2/n	asymptotischer O_2 Wert [ppm]	Leckrate [mbar·l/h]
Verbund	20	$33,25 \pm 0,06$	1,96	$31,25 \pm 1,06$	$3,02 \pm 0,10$

Tabelle 5.2: *Ergebniss der Leckratenmessung des Verbundes aus vier Teststrahlkammern.*

Messung ging über einen Zeitraum von 4000 min davon 2500 min im Bereich der Asymptote. In dieser Darstellung ist allerdings die Asymptote aufgrund der Skala nicht mehr zu erkennen. Gespült wurde mit 20 l/h. Der zunächst leichte Anstieg des Sauerstoffgehaltes zu Beginn der Messung kann damit erklärt werden, dass sich in den Kammern zu Beginn der Messung noch eine unterschiedlich hohe Konzentration von Ar/CO_2 befand, so dass zunächst O_2 ärmeres Gas ausströmte, bis sich schließlich ein Mittelwert des O_2 -Anteils aller vier Kammern einstellte. Diese Annahme liegt nahe, da die Kammern L1C0#002 und L2C0#002 erst wenige Tage vorher einzeln getestet wurden. Nach den Einzeltests werden die Gasöffnungen der Kammern mit Klebeband abdichtet, um zu vermeiden, dass Staub in die Kammern gelangt. Mit einem Skalpel wird eines der Klebebänder leicht perforiert, damit ein Druckausgleich stattfinden kann. Auch nach mehreren Tagen ist an diesem perforierten Klebeband mittels eines Gassensors noch Ar/CO_2 nachweisbar.

Nach etwa 25 Stunden stellte sich ein asymptotischer Wert von 31-35 ppm ein. Für den Bereich ab 300 ppm wurde wieder ein Fit angesetzt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

5.3.1 Fazit

Die Summe der Leckraten der einzelnen Kammern beträgt $4,35 \pm 0,53$ mbar·l/h. Diesen Wert der Leckrate erwartet man für den Verbund aus vier Kammern, falls die Gas-Verbindungsstücke keinen Beitrag leisten. Das Ergebnis von $3,02 \pm 0,10$ mbar·l/h für den Verbund ist besser als erwartet und legt den Schluss nahe, dass die Gas-Verbindungsstücke keinen oder nur einen geringen Beitrag zur Leckrate leisten. Beim Testen der einzelnen Kammern hat es sich gezeigt, dass die Stopfen der Gasöffnungen nicht immer perfekt abdichten, wie man mit einem Gassensor nachweisen kann. Da bei der Messung des Kammerverbundes diesbezüglich eine andere Situation vorlag (so waren die Gasöffnungen der Kammern grösstenteils mit den Verbindungsstücken belegt), kann die Diskrepanz hiermit erklärt werden.

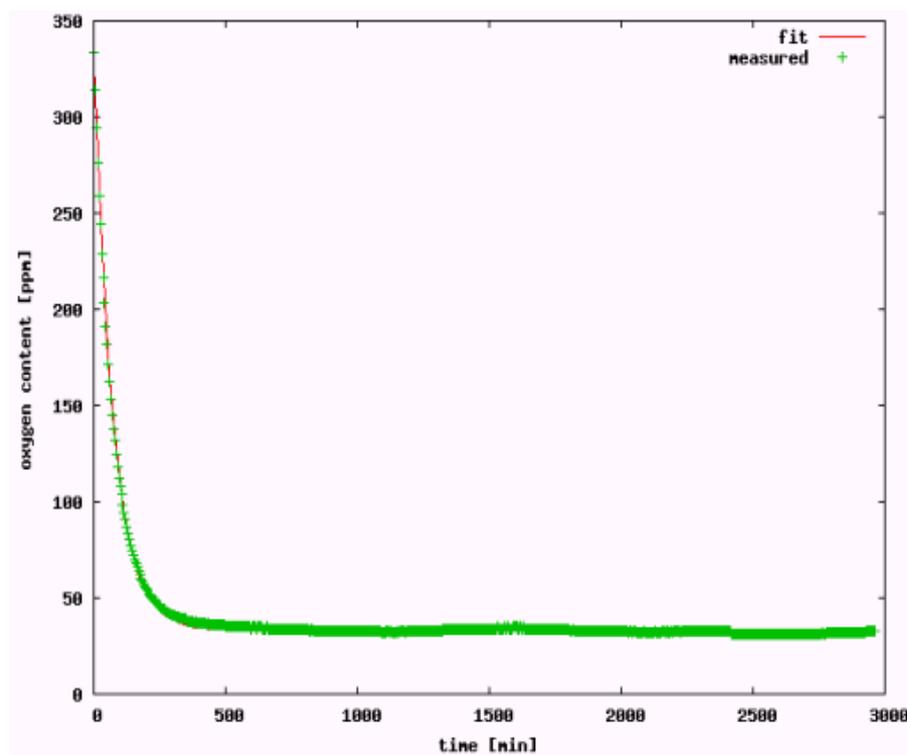


Abbildung 5.5: Verlauf und Fit des Sauerstoffgehaltes im Verbund ab 300pm in logarithmischer Darstellung.

Kapitel 6

Konditionierung der TRD Kammern

Bei diesem Test geht es darum, das Verhalten der Kammern unter Hochspannung zu untersuchen. Legt man an die Anodendrähte eine Spannung an, so kommt es zunächst zu einem Ladestrom, der von der Geschwindigkeit mit der die Spannung hochgefahren wird abhängt. Im Idealfall sollte aber nach kurzer Zeit der Strom über die Anodendrähte wieder auf wenige nA zurückgehen.

Das Konditionieren der Kammern ist nötig, da sich zwischen Anodendrähten und Kathodendrähten feine Staubpartikel befinden können, über die ein Strom fließen kann. Bei einer Spannungsdifferenz von 1600 V zwischen Anoden- und Kathodendrähten fließen bereits bei einem Widerstand von einigen 100 G Ω Ströme in der Größenordnung von 10 nA. Die Staubpartikel werden im Normalfall während der Konditionierung weggebrannt. Auch Feuchtigkeit, die sich auf Flächen im Inneren einer Kammer abgesetzt hat, führt zu einer erhöhten Leitfähigkeit. Das selbe gilt für die im Herstellungsprozess der Kammern im Klebstoff gebundene Luftfeuchtigkeit.

6.1 Vorgehensweise

Sobald in der Kammer ein Sauerstoffgehalt von weniger als 100 ppm vorliegt, kann man mit dem Konditionieren beginnen. Das liegt daran, dass eine Mischung aus O_2 und dem aktivem Gas Ar zu Funkenbildung führen könnte, was die Kammer beschädigen würde.

Es wird bei einer konstanten Driftspannung von $U_D = -1800$ V die Anodenspannung U_A , beginnend bei 1000 V in Schritten von 20 V erhöht, bis $U_A = 1600$ V

erreicht ist. Nach jedem Schritt wird der Anodenstrom I_A ausgelesen. Eine weitere Erhöhung von U_A erfolgt erst, wenn I_A einen Wert unterhalb des Grenzwertes I_A^L annimmt, der bei 10 nA liegt. Überschreitet I_A den Grenzwert $I_A^H = 100$ nA, so wird U_A wieder um 20 V reduziert. Aus Sicherheitsgünden ist ein Stromtrip bei $5 \mu\text{A}$ vorgesehen. Wird bei $U_A = 1600$ V ein Anodenstrom von $I_A = 10$ nA unterschritten, so ist die Konditionierung erfolgreich abgeschlossen. Die hier angegebenen Werte sind die, wie sie für aktuelle Tests verwendet werden.

6.2 Messungen

Die sechs Teststrahlkammern zeigten beim Konditionieren ein sehr unterschiedliches Verhalten. Es gab Kammern, bei denen die Konditionierung innerhalb weniger Minuten erfolgreich abgeschlossen war, andererseits gab es Kammern die mehrere Stunden oder Tage konditioniert werden mussten. Für beide Fälle wird im Folgenden ein Beispiel gezeigt.

6.2.1 Konditionieren der Kammer L2C0#002

Die Kammer L2C0#002 bereitete große Probleme beim Konditionieren. Bis $U_A = 1460$ V zeigte die Kammer ein normales Verhalten. Der Anodenstrom I_A stieg nach jeder Erhöhung von U_A um 20 V leicht an, sank dann aber wieder unter die Schwelle I_A^L . Bei 1460 V stellte sich jedoch ein Anodenstrom von $110 \text{ nA} < I_A < 160 \text{ nA}$ ein, der wie in Abbildung 6.1 gezeigt, nach über 10 Stunden nicht merklich abnahm. Schließlich wurde die Messung abgebrochen und die Kammer in den Reinraum des Labors gebracht, um sie zu öffnen und auf Staubkontamination zu untersuchen. Das war möglich, da die Kammer zu diesem Zeitpunkt noch mit Klebeband abgedichtet und nicht geklebt war. Es stellte sich heraus, dass sich viel Staub auf den Anoden- und Kathodendrähten befand - so konnte man stellenweise mit bloßem Auge größere Staubpartikel ausmachen. Diese wurden mit Pinzette entfernt und die Drähte anschließend noch mit Druckluft gereinigt. Zu diesem Zeitpunkt stand noch keine UV-Lampe zur Verfügung, mit der man den Staub gut sichtbar machen kann. So ist es fraglich, ob diese Reinigungsmaßnahme ausreichend war.

Anschließend wurde die Kammer wieder im Teststand eingebaut und mit Ar/ CO_2 gespült. Nachdem ein O_2 -Gehalt von unter 100 ppm erreicht war, haben wir manuell die Anodenspannung auf 1500 V gefahren. Hierbei stellte

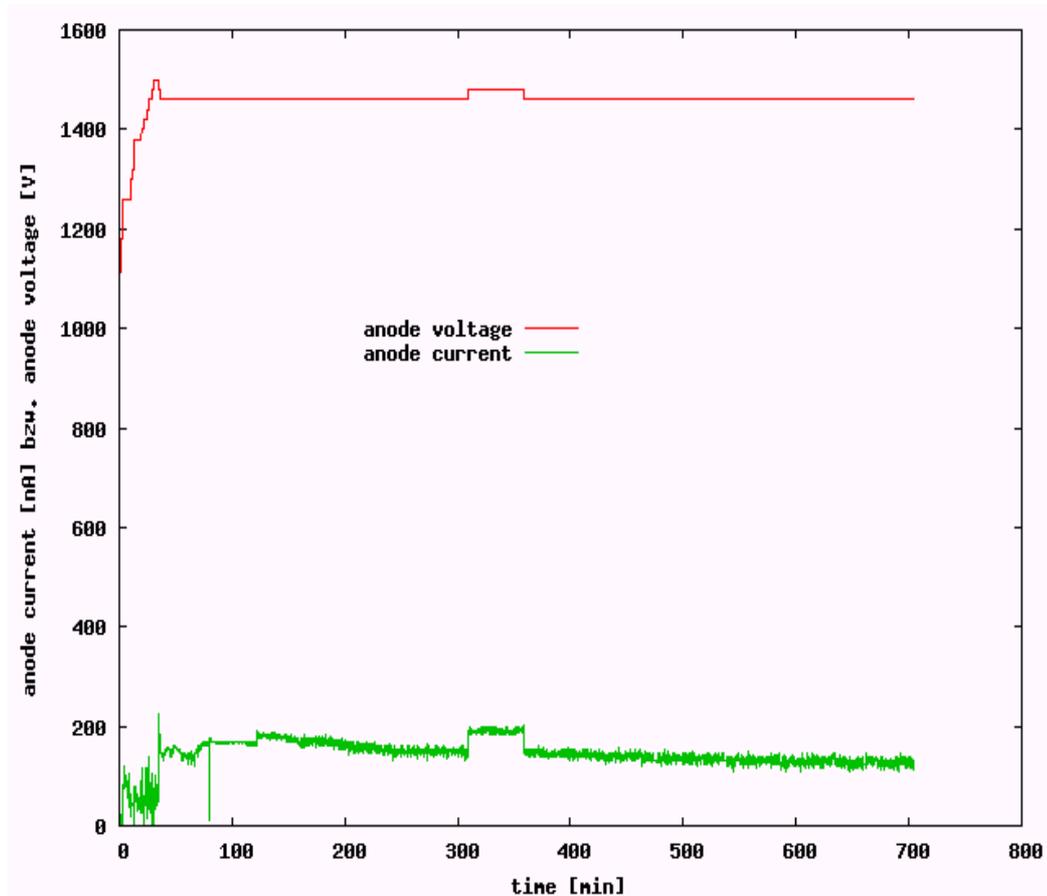


Abbildung 6.1: *Konditionierung der Kammer L2C0#002.*

sich ein konstanter Anodenstrom bei 700 nA ein. Anschließend haben wir die Auslesepads und die Kathodendrähte an jeweils einen Kanal des A310 Strommessgeräts angeschlossen, wobei die Summe dieser beiden Ströme etwa dem Anodenstrom entsprach. Auf diese Weise konnte ein möglicher Kurzschluss in der Filterbox ausgeschlossen werden.

Da sich keine Verbesserung des Verhaltens der Kammer einstellte, wurde beschlossen die Kammer zunächst einmal invers zu konditionieren. Beim inversen Konditionieren wird das Vorzeichen der Spannung an den Anodendrähten invertiert, die Driftspannung wurde auf 0 V gesetzt. Das soll dazu führen, dass vorhandene Staubteilchen auf den Drähten, die sich während des Konditionierens leicht aufgeladen haben, abgestoßen und so von den Drähten entfernt werden. Hierbei muß man vorsichtig vorgehen, da sehr hohe Ströme im μA -Bereich bereits unterhalb einer Anodenspannung von 1000 V fließen. Der Strom sank allerdings auf einer Skala von einigen Minuten wieder auf wenige nA, bis die

Anodenspannung wieder erhöht wurde. Nachdem wir dies 30 Minuten durchgeführt hatten, wurde wieder positive Spannung an die Anodendrähte gelegt. Diesmal stellte sich erst bei $U_A = 1540$ V ein hoher Anodenstrom ein. Nach weiteren 30 Minuten inversem Konditionieren konnte die Kammer schließlich problemlos bis zum Endwert $U_A = 1580$ V konditioniert werden, wie in Abbildung 6.2 und 6.3 zu sehen ist. Die Spannung wurde hier in Schritten von 40 V erhöht, bis schliesslich $U_A = 1580$ V erreicht wurde. Nachdem I_A bei dieser Spannung über einige Minuten einen konstant niedrigen Wert annahm, wurde nochmals um 20 V auf $U_A = 1600$ V erhöht. Auch hier stellte sich ein konstant niedriger Anodenstrom I_A ein.

L2C0#002 zeigte im zweiten Testdurchlauf, diesmal mit festgeklebtem Backpanel, beim Konditionieren wieder das gleiche Verhalten, auch hier führte inverses Konditionieren wieder zum Ziel.

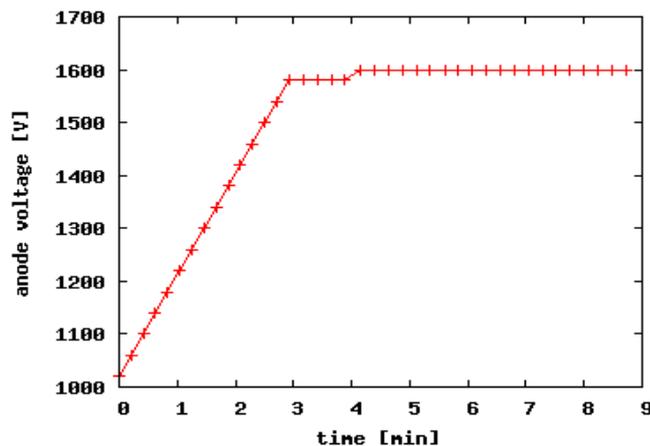


Abbildung 6.2: Konditionierung der Kammer L2C0#002 nachdem invers konditioniert wurde.

6.2.2 Konditionieren der Kammer L1C0#017

L1C0#017 hingegen ist ein Beispiel für eine Kammer, bei der die Konditionierung in beiden Testdurchläufen vollkommen unproblematisch verlief. Innerhalb weniger Minuten wurde die maximale Anodenspannung von 1600 V erreicht, bei der sich ein Anodenstrom von unter 10 nA einstellte (Abb. 6.4).

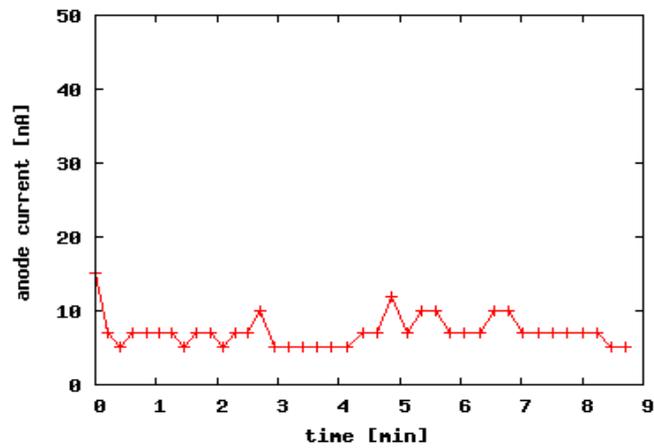


Abbildung 6.3: *Konditionierung der Kammer L2C0#002. Zu U_A korrespondierender Anodenstrom I_A nachdem invers konditioniert wurde.*

6.2.3 Fazit

Bei drei Kammern kam es zu Problemen, die allerdings erst bei einer Anodenspannung von etwa 1500 V auftraten. Dies ist vermutlich auf die hohe Gasverstärkung in Ar, CO_2 (15 %) zurückzuführen. Bei drei Kammern, die mit einem Gemisch aus Ar, CO_2 (30 %) getestet wurden, traten bisher keine Probleme auf.

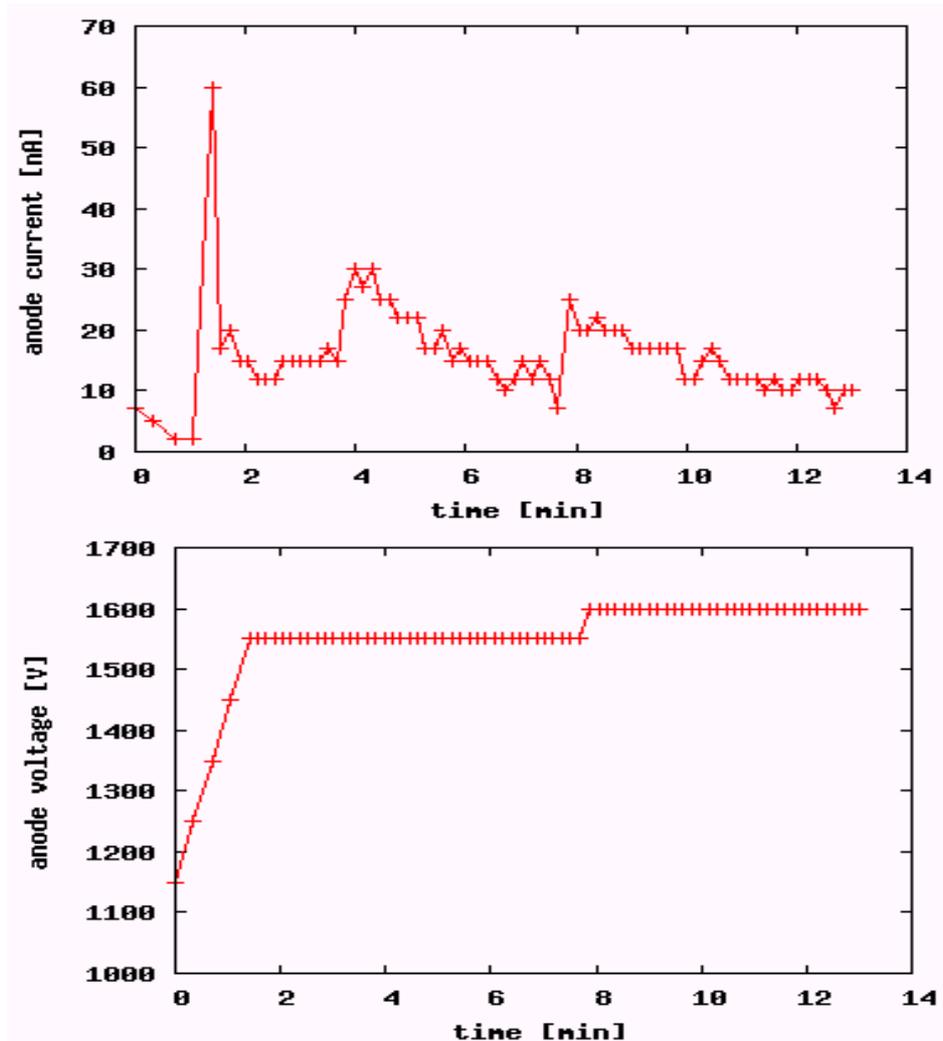


Abbildung 6.4: Konditionierung der Kammer L1C0#017 (taped).

Kapitel 7

Messung der TRD Gasverstärkung

7.1 Messung mit Röntgenröhre

Bei konstanter Driftspannung U_D wird im Bereich von $1000 \text{ V} < U_A < 1600 \text{ V}$ in Intervallen von 20 V der Anodenstrom gemessen. Allerdings geschieht dies im Gegensatz zur Konditionierung mit eingeschalteter Röntgenröhre bei einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 8 \text{ kV}$. Dabei treten die Röntgenphotonen durch den Radiator in die Driftkammer ein. Die Röntgenröhre wird so positioniert, dass sie nicht vor einem der Stege der Gitterstruktur steht, welche die obere und untere Rohacell Platte des Radiators miteinander verbindet, da Photonen im Energiebereich $E < 8 \text{ keV}$ dort stark absorbiert werden.

Im Driftbereich der Kammer ionisieren die Photonen die Atome des Gases. Dies resultiert in einem Anodenstrom von einigen 100 nA . Da nach erfolgreicher Konditionierung im Idealfall der Dunkelstrom $I_D < 4 \text{ nA}$ beträgt, ist der Strom über die Anodendrähte proportional zur Gasverstärkung. Mit linear steigender Anodenspannung erwartet man eine exponentielle Steigung der Verstärkung. Abbildung 7.1 zeigt eine solche Messung, wie sie für die sechs Teststrahlkammern noch durchgeführt wurde. Diese Art der Messung ist nicht mehr Bestandteil der Testprozedur.

7.2 Messung mit Eisen-Quelle

Der entscheidende Nachteil der obigen Messmethode ist, dass man nichts über den absoluten Gasverstärkungsfaktor erfährt. Die Ergebnisse beinhalten nur die relativen Verstärkungen bei unterschiedlicher Anodenspannung zueinander. Man lernt also lediglich, ob die Verstärkung überhaupt funktioniert. Da

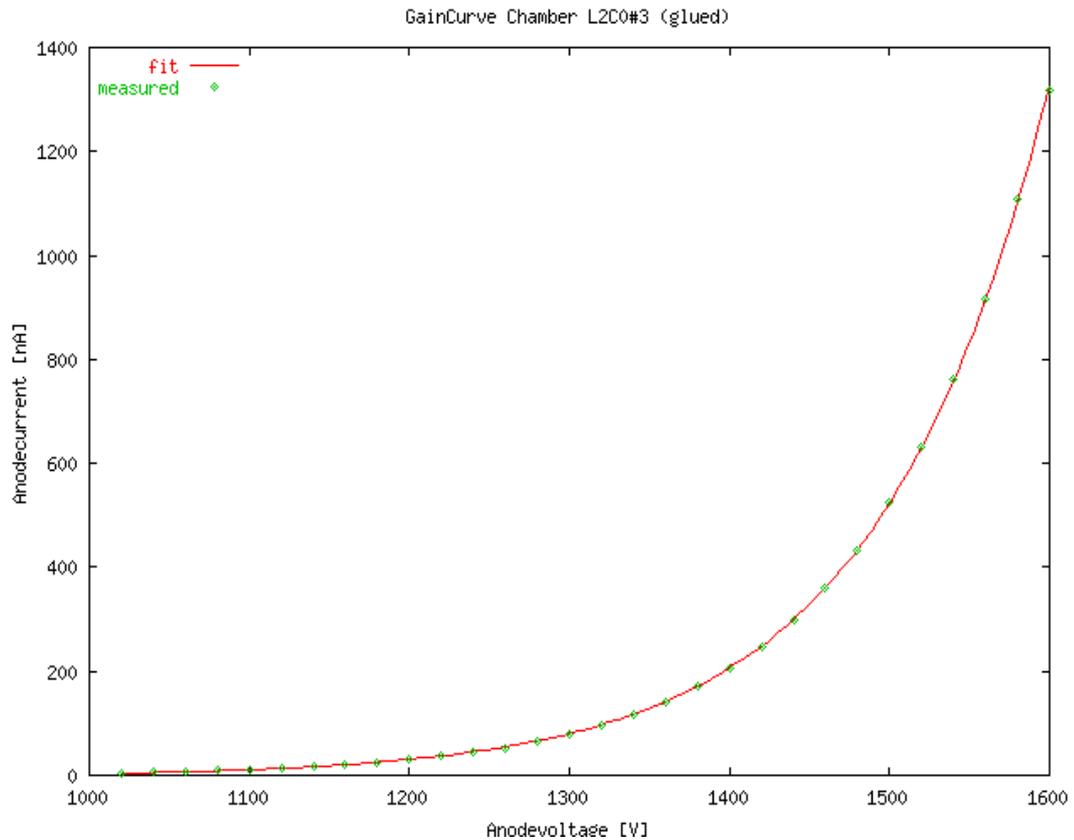


Abbildung 7.1: Bestimmung der Verstärkungskennlinie einer Kammer mittels Messung des Anodenstroms (frühere Messmethode) .

der TRD im Betrieb bei einer absoluten Gasverstärkung von etwa 8000 arbeiten soll, ist es erforderlich diese bei den Kammertests zu messen.

Messprinzip

Die ^{55}Fe -Quelle wird benutzt. Sie hat den Vorteil, dass die emittierten Photonen monoenergetisch sind (5,9 keV). Durch Photoeffekt wird im Inneren der Kammer ein freies Elektron generiert. Dieses erzeugt durch Ionisation einen stark lokalisierten Cluster von Elektronen. Das Ionisationspotential von Ar-Atomen beträgt 15,8 eV. Sie können aber auch in einen angeregten Zustand gelangen. Dieser geht unter Abstrahlung eines Photons, dessen Energie nicht ausreichend ist um ein Ar Atom zu ionisieren wieder in den Grundzustand über. Mittelt man über viele Ereignisse, so ergibt sich ein effektives Ionisationspotential von 26 eV. Da die Photonen innerhalb der Kammer absorbiert

werden, werden pro Photon $5900/26 \approx 227$ Primärelektronen freigesetzt. Diese verursachen in der Verstärkungszone Lawinen, die zu einem Strompuls an den Anodendrähten führen. Mittels eines Vorverstärkers, der mit einem Anodendrahtsegment verbunden ist, wird der Strompuls in einen Spannungspuls umgewandelt. Wenn man die Rate Z dieser Pulse zählt, weiß man wieviele Photonen pro Sekunde im Gas absorbiert werden und damit die Anzahl der Primärelektronen pro Sekunde, woraus sich der unverstärkte Strom I_U ergibt:

$$I_U = Z \cdot 227 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C \quad (7.1)$$

Andererseits kann man den über viele Pulse integrierten Anodenstrom I_A mittels des Strommessgerätes A 310 ablesen, also kennt man auch den verstärkten Strom. Das Verhältnis von verstärktem Strom zu unverstärktem Strom, bei einer bestimmten Anodenspannung U_A , ist die absolute Gasverstärkung $G(U_A)$:

$$G(U_A) = \frac{I_A(U_A)}{I_U} \quad (7.2)$$

Diese Messung wird jeweils bei $U_A = 1450$ V, 1500 V, 1550 V, 1600 V ausgeführt. Bei kleinerem U_A wird der Verstärkungsfaktor zu niedrig, um im Falle von ^{55}Fe den Anodenstrom noch messen zu können, da das A 310 eine Auflösung von 1 nA hat.

7.3 Elektronik

Nach dem Vorverstärker wird das Signal mittels des Timing Filter Amplifier (TFA) Ortec 474 weiter verstärkt und geformt. Der Verstärkungsfaktor dieses Gerätes ist stufenlos von 2 bis 250 einstellbar. Außerdem bietet es die Möglichkeit das Signal mittels Integrieren und Differenzieren zu formen. Am Input werden Signale mit einer Amplitude im Bereich von -1 V bis 1 V akzeptiert. Der Amplitudenbereich am Output liegt zwischen -5 V und 5 V.

Um Rauschen zu unterdrücken wird das verstärkte und geformte Signal dann zu einem Diskriminator LRS Model 623 geleitet. Hier kann man eine Triggerschwelle zwischen -30 mV und -1 V für das Signal einstellen. Das Triggersignal wird anschließend über einen Gategenerator verbreitert, damit ein Puls nicht zweimal gezählt wird. Die Triggersignale werden schließlich zu einem Counter weiter geleitet, wo die Zählrate der Pulse abgelesen werden kann.

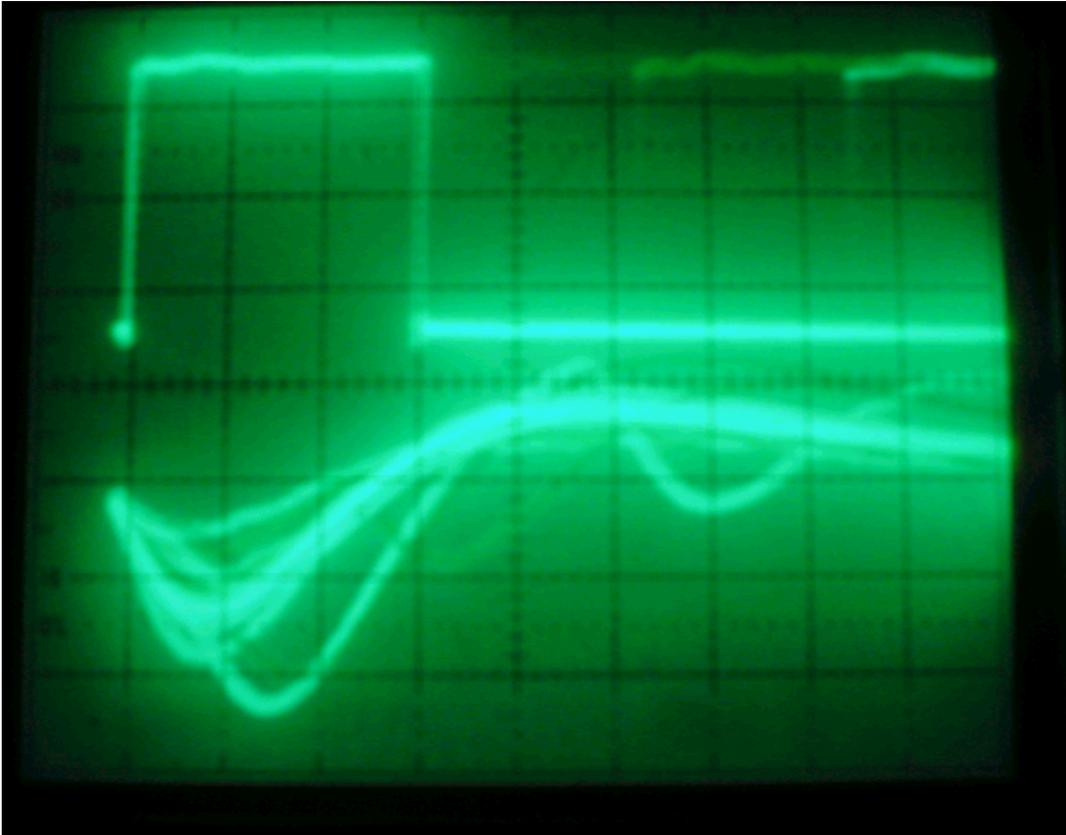


Abbildung 7.2: oberer Kanal: Triggertgate, unterer Kanal: Signale der Eisenquelle am Ausgang des TFA auf dem Oszilloskop .

7.4 Messungen

Die ersten Messungen fanden Ende November 2004 an den Kammern L1C1#002 und L1C1#001 statt. Die Ergebnisse dieser Kammern werden im Folgenden gezeigt, da die Kammern des Teststrahls 2004 noch nicht mit dieser Methode getestet wurden.

7.4.1 Bestimmung der Triggerschwelle am Diskriminator

Um die Triggerschwelle zu bestimmen, wird die Zählrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle gemessen. Die Photonen der Eisenquelle sind nicht völlig monoenergetisch. Sie verlieren beim durchqueren des Radiators zum Teil Energie durch Compton-Streuung. Ausserdem befindet sich in der Kammer ein geringer Anteil O_2 . Da das O_2 -Molekül elektronegativer ist, kann es ein Elektron aufnehmen. Durch diesen statistischen Prozess gelangen nicht alle Primärelek-

tronen zur Anodendrahtebene. Die Ionisation der Ar Atome selbst ist ebenfalls ein statistischer Prozess. In Abbildung 7.2 kann man deutlich das hieraus resultierende Energieband erkennen. Bei einer zu hoch angesetzten Triggerschwelle würde man Signale der Eisenquelle verlieren. Andererseits darf die Triggerschwelle nicht zu niedrig angesetzt werden, da die Zählrate ansonsten durch das Rauschen bestimmt wird. Die Triggerschwelle wird so gesetzt, dass sie möglichst niedrig ist, dabei aber der Beitrag des Rauschens zur Zählrate praktisch null beträgt. In Abbildung 7.3 ist die Zählrate als Funktion der Diskriminatorschwelle dargestellt. Bei niedriger Triggerschwelle ist in der Zählrate ein hoher Anteil Rauschen. Dann folgt ein Bereich, in dem das Rauschen unterdrückt wird und alle Signale der Eisenquelle gezählt werden (Plateau). Ab einer bestimmten Höhe der Triggerschwelle beginnt man schließlich die Signale der Eisenquelle abzuschneiden. Für den hier gezeigten Fall wurde eine Triggerschwelle von 120 mV gewählt.

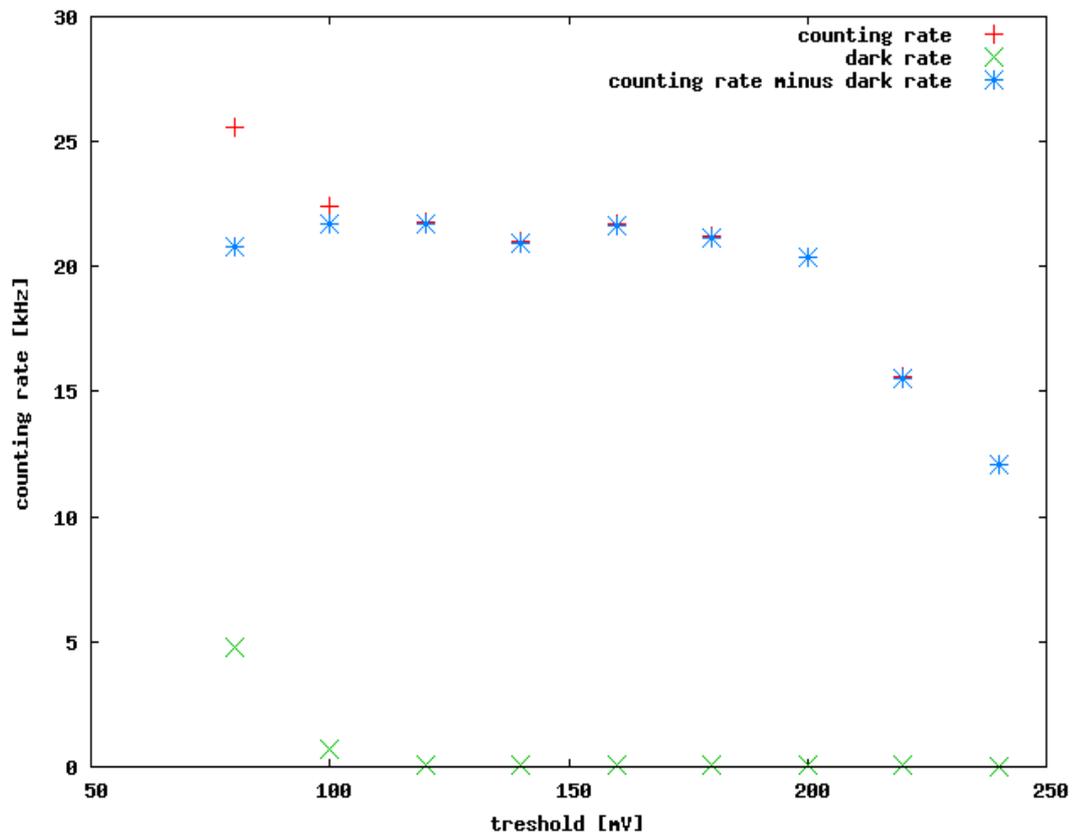


Abbildung 7.3: Zählrate als Funktion der Diskriminatorschwelle.

7.4.2 Bestimmung der Zählrate und Totzeitkorrektur

Bei den hier besprochenen Ergebnissen wurde bei geeigneter Triggerschwelle am Diskriminator die Zählrate für einige Sekunden beobachtet und der Mittelwert gebildet. Die Schwankungen haben typischerweise eine Größenordnung von 5 %. Die so bestimmte Zählrate muss noch auf Totzeit korrigiert werden. Die Totzeit ist durch die Breite des Triggersignals (Triggergate) gegeben. Die tatsächliche Zählrate Z berechnet sich nach folgender Formel:

$$Z = \frac{Z_0}{1 - Z_0 \cdot \tau_{tot}}$$

Hierbei ist Z_0 die gemessene Zählrate und τ_{tot} die Totzeit.

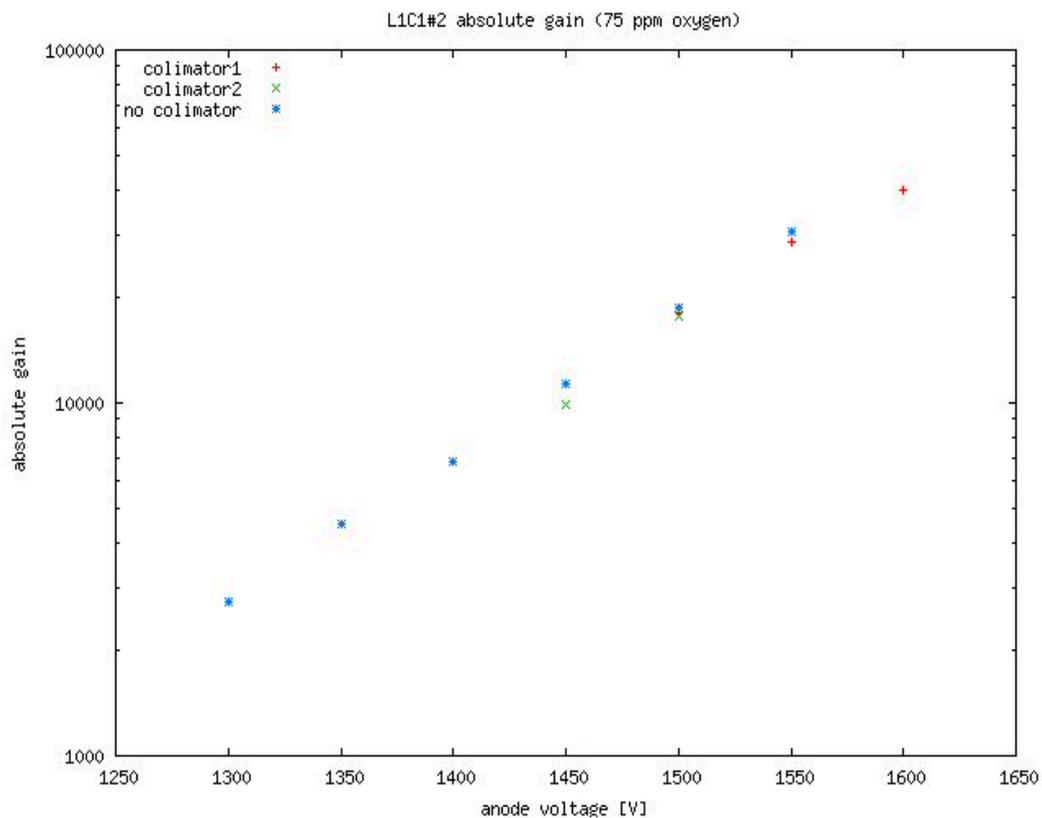


Abbildung 7.4: Messung der absoluten Verstärkung der Kammer L1C1#002 mit 3 verschiedenen Kollimationen. Gasmischung Ar, CO₂(15 %)

U_A [V]	I_A [nA]	Z_0 [kHz]	τ_{tot} [μ s]	Z [kHz]	G
Kollimator 1					
1600	24 ± 1	$11,5 \pm 0,6$	25	$16,14 \pm 1,13$	40955 ± 4573
1550	18 ± 1	$11,5 \pm 0,6$	25	$16,14 \pm 1,13$	30716 ± 3856
1500	11 ± 1	$11,5 \pm 0,6$	25	$16,14 \pm 1,13$	18771 ± 3021
Kollimator 2					
1500	23 ± 1	$19,0 \pm 1,0$	25	$36,19 \pm 3,45$	17504 ± 2429
1450	13 ± 1	$19,0 \pm 1,0$	25	$36,19 \pm 3,45$	9894 ± 1704
1400	9 ± 1	$19,0 \pm 1,0$	25	$36,19 \pm 3,45$	6849 ± 1413
Kollimator 3					
1550	67 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	30436 ± 4284
1500	41 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	18625 ± 2798
1450	25 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	11375 ± 1883
1400	15 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	6814 ± 1312
1350	10 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	4543 ± 1026
1300	6 ± 1	$24,1 \pm 1,2$	25	$60,63 \pm 7,63$	2726 ± 797

Tabelle 7.1: *Ergebnis der Messung der absoluten Gasverstärkung der Kammer L1C1#002 Ar, CO₂(15 %). Die Fehler ergeben sich aus der Auflösung des A310 (1 nA) und der Schwankung der Zählrate Z_0 um 5 %*

7.4.3 Ergebnisse

Die absolute Gasverstärkung wurde im Fall der Kammer L1C1#002 mit einem Gasgemisch von Ar, CO₂(15 %) bei einem O₂-Anteil von 75 ppm gemessen. Um eine Möglichkeit zu haben, die Ergebnisse auf Konsistenz zu prüfen, wurden Messungen dieser Kammer mit drei verschiedenen Kollimatoreinstellungen der ⁵⁵Fe-Quelle durchgeführt. Dabei hat die Eisenquelle mit Kollimator 1 die schwächste und mit Kollimator 3 (kein Kollimator) die stärkste Intensität. Unterschiedliche Intensitäten haben unterschiedliche Zählraten und Anodenströme zur Folge. Die Totzeitkorrektur liegt zwischen 40 % für die Messung mit Kollimator 1 und 150 % mit Kollimator 3. Trotz der hohen Totzeitkorrektur sind die Ergebnisse mit verschiedenen Kollimatoren konsistent. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 und Abbildung 7.4 zusammengestellt. Die Messungen an der Kammer L1C1#001 wurden mit einer Gasmischung von Ar, CO₂(30 %) bei einem O₂-Anteil von etwa 60 ppm durchgeführt. An dieser Kammer wurden die Messungen zum ersten mal im Rahmen des Kammermessprozess und mit fester Kollimation für vier verschiedene Anodenspannungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.5 und Tabelle 7.2 zusammengefasst. Hier ging nur das Ionisationspotential des Ar von 26 eV in die Berechnungen ein. Berücksichtigt man das Ionisationspotential des CO₂ von 33 eV, so ergibt sich im

Fall von Ar, CO_2 (15 %) eine um 4 % höhere und im Fall von Ar, CO_2 (30 %) eine um 8 % höhere Gasverstärkung.

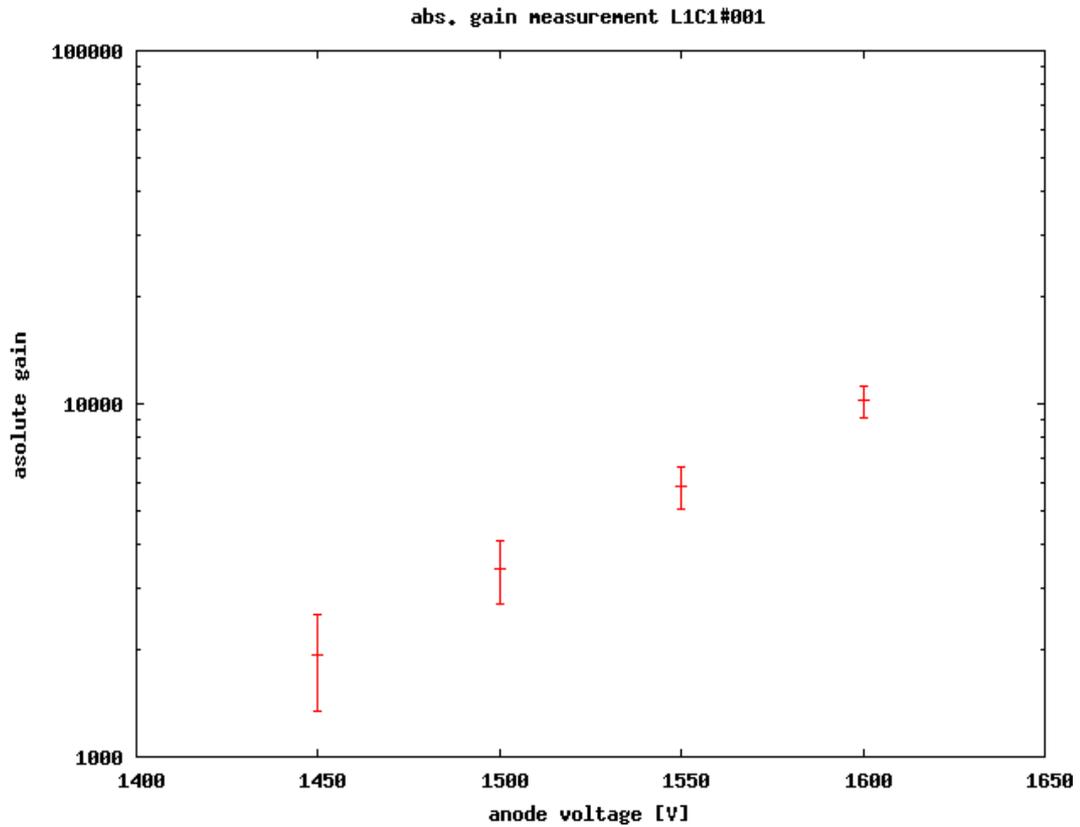


Abbildung 7.5: Messung der absoluten Gasverstärkung der Kammer L1C1#001 für die Anodenspannungen 1450 V, 1500 V, 1550 V und 1600 V. Gasmischung Ar, CO_2 (30 %)

7.4.4 Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Sauerstoffgehalt

Das O_2 -Molekül ist elektronegativer und kann im Gas erzeugte Primärelektronen aufnehmen (electron-attachement). Bei steigendem O_2 -Gehalt wird so die

U_A [V]	I_A [nA]	Z_0 [kHz]	τ_{tot} [μ s]	Z [kHz]	G
1600	21 ± 1	$49,7 \pm 0,6$	2,5	$56,75 \pm 3,24$	10192 ± 1067
1550	12 ± 1	$49,7 \pm 0,6$	2,5	$56,75 \pm 3,24$	5824 ± 817
1500	7 ± 1	$49,5 \pm 0,6$	2,5	$56,75 \pm 3,24$	3379 ± 679
1450	4 ± 1	$49,7 \pm 0,6$	2,5	$56,75 \pm 3,24$	1941 ± 596

Tabelle 7.2: Ergebnis der Messung der absoluten Gasverstärkung der Kammer L1C1#001 Ar, CO₂(30 %).

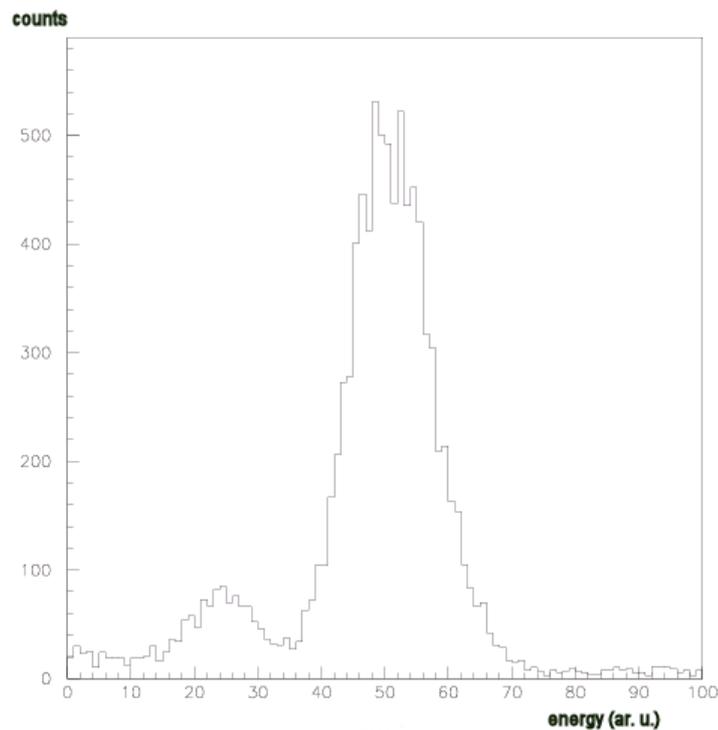


Abbildung 7.6: Spektrum der Eisenquelle bei einem Sauerstoffanteil von 6 ppm.

Gasverstärkung vermindert. Abbildung 7.6 zeigt das Spektrum der Eisenquelle, wie es mittels der LabVIEW DAQ-Karte bei einem Sauerstoffgehalt von 6 ppm aufgenommen wurde. Die Energieeinheiten sind willkürlich gewählt. Links neben dem Hauptpeak (5,9 keV) ist der Escape-Peak (2,7 keV) zu sehen (siehe Kapitel 4.2.1).

Wird ein solches Spektrum bei höherem O₂-Anteil aufgenommen, so beobachtet man eine Verschiebung des Energiemaximums nach links, zu niedrigeren Energien und eine Verschlechterung der Energieauflösung aufgrund des sta-

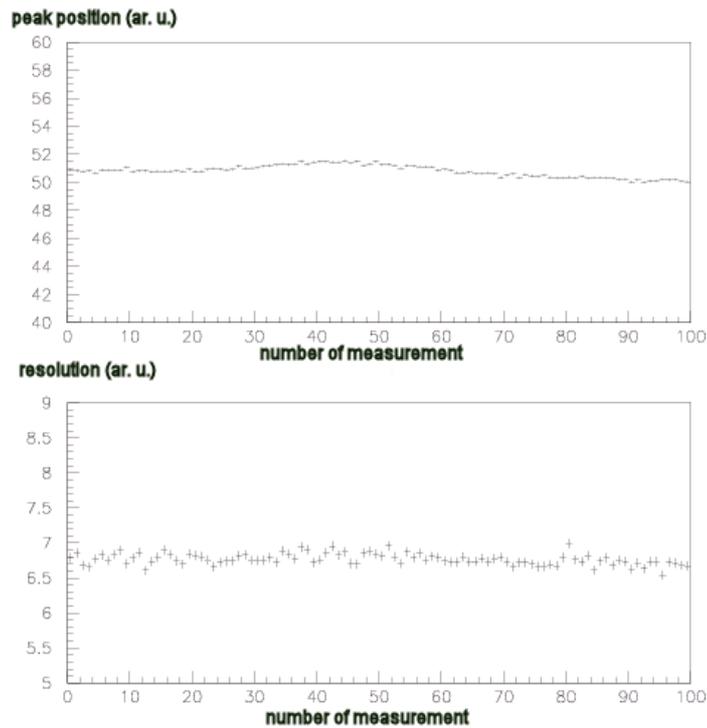


Abbildung 7.7: Langzeitmessung.

tistischen Prozesses des electron-attachements. Hierzu fand bisher nur eine qualitative Messung statt. Man konnte aber abschätzen, dass die Reduzierung der Gasverstärkung etwa 10 % für einen O_2 -Gehalt von 100 ppm im Vergleich zu 0 ppm beträgt. In naher Zukunft wird eine quantitative Messung dieser Abhängigkeit stattfinden.

In Vorbereitung auf diese Messung wurde eine Langzeitmessung bei festem O_2 -Anteil durchgeführt. Dabei wurde in Abständen von 10 Minuten ein Spektrum aufgenommen, um auszuschließen, dass die Gasverstärkung noch maßgeblich durch andere Einflüsse beeinträchtigt wird. Abbildung 7.7 zeigt das Ergebnis dieser Messung über einen Zeitraum von etwa 16 Stunden. Aufgetragen ist die Position des Maximums (oben) bzw. die Breite des Maximums (unten) über die Nummer der Messung. Wie zu erkennen, ist bei festem O_2 -Anteil die Breite und Position des Maximums und damit die Gasverstärkung weitgehend konstant.

7.4.5 Fazit

Die Gasverstärkung in Ar, CO_2 (30 %) ist vergleichbar mit der in Xe, CO_2 (15 %) (vgl. Abb. 4.3). So beträgt die Verstärkung in beiden Fällen für $U_A = 1600$ V etwa 10000. Bei dieser Anodenspannung werden die Kammertests durchgeführt. So ist gewährleistet, dass sowohl die absolute Gasverstärkung als auch das elektrische Feld im Inneren der Kammer während der Kammertests die gleiche Größenordnung haben wie im Messbetrieb am LHC. Die Kammertests die mit Ar, CO_2 (15 %) durchgeführt wurden, lagen hingegen bezüglich der Gasverstärkung um einen Faktor ~ 4 zu hoch.

Die hier gezeigten Messungen sind nicht direkt mit den Messungen an den Prototyp Kammern vergleichbar, da diese eine etwas andere Geometrie haben [And]. Desweiteren besteht eine Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Sauerstoffgehalt des Gasgemisches. Bei einem O_2 -Anteil von 100 ppm ist die Gasverstärkung im Vergleich zu 0 ppm um etwa 10 % vermindert. Erste quantitative Messungen hierzu werden aktuell durchgeführt. Bei den obigen Messungen lag ein O_2 -Anteil zwischen 60 und 75 ppm in den Kammern vor. Die Messung der absoluten Gasverstärkung ist mittlerweile fester Bestandteil der Testprozedur. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass zumindest im Heidelberger Labor diese Messung sehr aufwendig ist. So mussten die hier gezeigten Messungen an Wochenenden durchgeführt werden, da es werktags grosse Probleme mit Rauschen gab. Die Kammer musste komplett mit Aluminiumfolie umwickelt werden damit das Rauschen überhaupt kleiner als die Signalhöhe der Eisenquelle wird. Derzeit wird immer noch an einer Verbesserung bezüglich des Erdungsschemas gearbeitet. Außerdem sind Versuche mit einem anderen Vorverstärker geplant.

Kapitel 8

Homogenität der Gasverstärkung

Um die Likelihood Methode zur e/π -Separation anwenden zu können, muss auf unterschiedliche Verstärkung an verschiedenen Orten der Kammer korrigiert werden. Aufgrund des beschränkten dynamischen Bereichs der Ausleseelektronik darf die Verstärkung an verschiedenen Stellen der Kammer nicht zu unterschiedlich sein. Eine Abweichung von $\pm 15\%$ vom Mittelwert sollte nicht überschritten werden.

8.1 Messprinzip

Zur Messung der Homogenität der Gasverstärkung wird bei konstanter Anoden- und Driftspannung ($U_A = 1600\text{ V}$, $U_D = -1800\text{ V}$) der gesamte Radiator mittels der Schrittmotorsteuerung zweidimensional in einem Raster von der Röntgenröhre abgefahren. Hierbei wird in Abständen von 4 cm der Anodenstrom gemessen. Bei aktuellen Messungen wird ein größerer Abstand gewählt, der vom Kammertyp abhängt.

Um feinere Strukturen aufzulösen, wurden zusätzlich eindimensionale Scans durchgeführt. Hierbei wurden entlang der z - und ϕ -Richtung Schrittweiten von 4 mm gewählt. Aus Zeitgründen ist es nicht möglich bzw. sinnvoll die gesamte Kammer mit dieser Schrittweite auszumessen. Für einen Scan der kompletten Kammer mit einem Abstand von 4 cm wird bereits eine Zeit von 2 - 2,5 Stunden benötigt. Die aktuelle Kammertestprozedur sieht nur noch einen dieser 1d-Scans senkrecht zu den Anoden- und Kathodendrähten, also in z -Richtung vor.

8.2 Auflösung der Röntgenröhre

Zur Bestimmung der Auflösung der Röntgenröhre wurden 2 Anodendrahtsegmente geerdet. Anschliessend wurde ein eindimensionaler Scan mit einer Schrittweite von 1mm durchgeführt. Abbildung 8.1 zeigt die Messung. In den Bereichen, in denen die Anodendrahtsegmente geerdet waren, findet keine Verstärkung statt. In der Nähe der Kante ist die Verstärkung erhöht, da das elektrische Feld in der Umgebung von Anodendrähten unter Hochspannung, die sich neben geerdeten Anodendrähten befinden größer ist. Anhand der Kanten kann wie in Abbildung 8.2 gezeigt die Auflösung bestimmt werden. Dazu wird durch die Kante eine Gerade gelegt. Beide Anodenstromniveaus werden ebenfalls durch eine Gerade (720 nA und 0 nA) ersetzt, wobei die Punkte erhöhter Verstärkung am Kantenrand nicht berücksichtigt werden. Bei einer Entfernung, die 13 % bzw. 87 % der Kantenhöhe entspricht, werden dazu parallele Geraden gezogen. Der horizontale Abstand der Schnittpunkte dieser beiden Geraden mit der Geraden, die die Messpunkte repräsentiert, ist die Auflösung der Röntgenröhre nach dem Rayleigh-Kriterium [Ger].

Demnach beträgt die Auflösung der Röntgenröhre etwa 2mm.

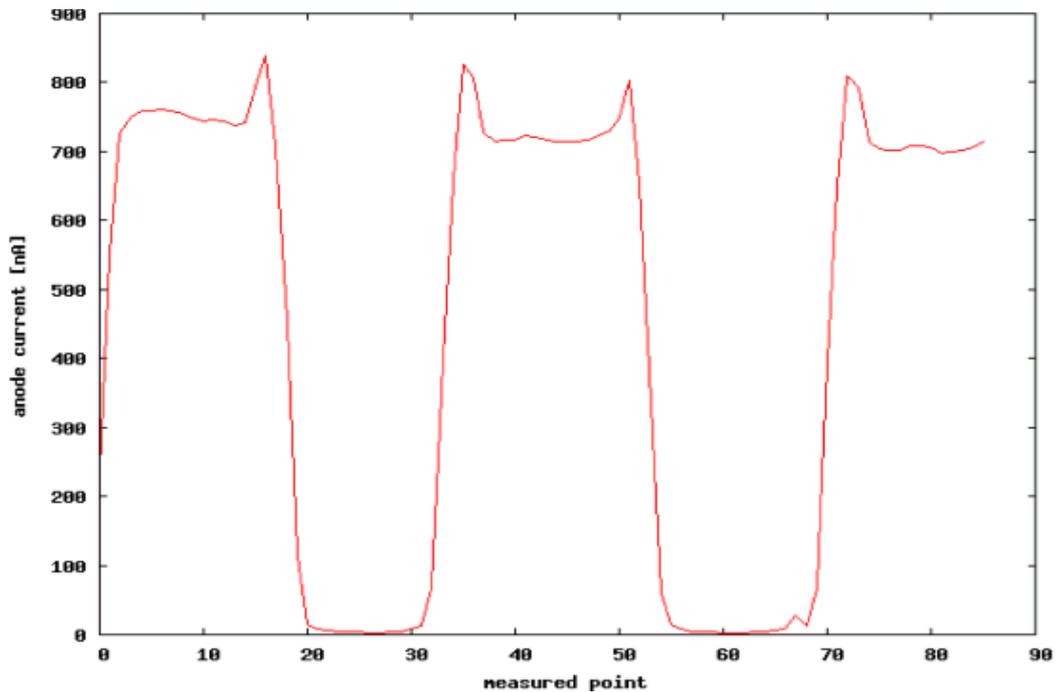


Abbildung 8.1: 1d-Scan in 1mm Schritten mit zwei geerdeten Anodendrahtsegmenten.

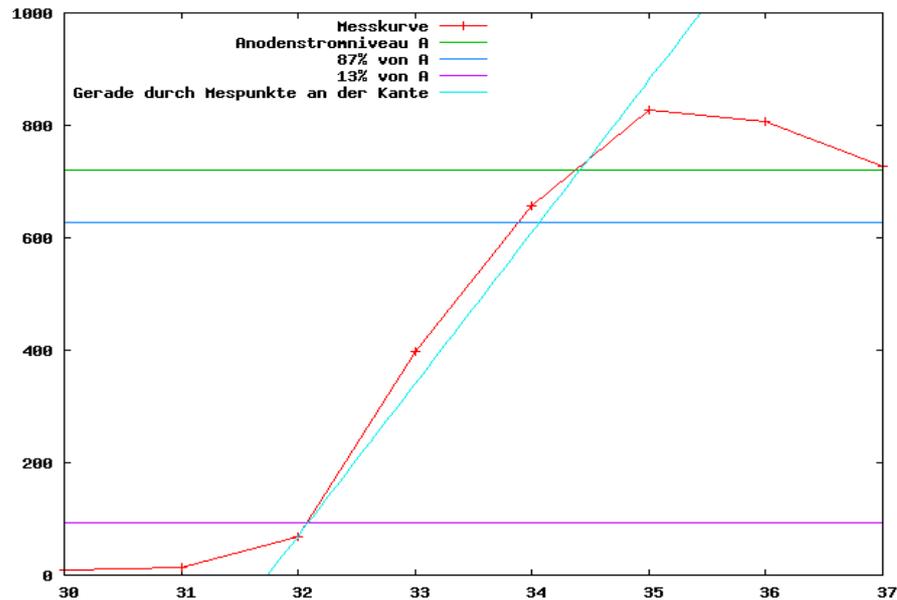


Abbildung 8.2: Die Auflösung der Röntgenröhre beträgt etwa 2mm.

8.3 Aufwärmen der Röntgenröhre

Bei den Tests zur Homogenität der Gasverstärkung und der bei den sechs Teststrahlkammern noch angewandten Methode zur Messung der Verstärkungskennlinien wird die Röntgenröhre als Quelle benutzt. Für diese Messungen ist es wichtig, dass die Intensität der Quelle nur geringe Schwankungen aufweist, da der gemessene Anodenstrom dazu proportional ist. Andererseits ist die Intensität der Röntgenröhre vom Röhrenstrom abhängig, der eine Funktion der Zeit ist. Erst nach 1-2 h stellt sich ein nahezu konstanter Röhrenstrom ein. Würde man die Messung der Homogenität der Gasverstärkung bei nicht konstantem Röhrenstrom durchführen, so wäre das Messergebnis größtenteils durch die Intensität der Strahlung dominiert. Um das zu vermeiden, wird die Röntgenröhre zunächst aufgewärmt. Dazu wird sie auf ihre Betriebsspannung von 8 kV gefahren und an einer festen Stelle der Kammer positioniert. Über einen Zeitraum von 2 h werden Zeit, Röhrenspannung, sowie Röhren- und Anodenstrom einmal pro Minute ausgelesen und in eine Textdatei geschrieben. Es hat sich gezeigt, dass der zeitliche Verlauf des Röhrenstroms nicht

reproduzierbar ist, wie in Abbildung 8.3 gezeigt wird. So sind Ergebnisse verschiedener Kammer zunächst nicht miteinander vergleichbar. Um so wichtiger ist die Messung der absoluten Gasverstärkung, wie sie bei aktuellen Testreihen durchgeführt wird.

Abbildung 8.4 zeigt die Abhängigkeit des Anodenstroms vom Röhrenstrom, wie sie beim Aufwärmen vor der Messung der Homogenität der Gasverstärkung für die Kammer L1C0#017 aufgenommen wurde. Die höhere Dichte der Messpunkte zu niedrigen Röhrenströmen kommt durch den zeitlich exponentiellen Abfall des Röhrenstroms zustande. Bei $\sim 15 \mu\text{A}$ befindet sich der asymptotische Wert, der nur noch leichte Schwankungen aufweist.

8.4 Messungen

Wenn man Abbildung 4.4 betrachtet, so wurde im unteren linken Eckpunkt der Kammer begonnen zu messen. Mittels des LabVIEW Messprogramms wird die Röntgenröhre horizontal in Schritten von 4 cm verfahren, bis sie an das rechte Ende der Kammer gelangte. Dann wird sie um 4 cm nach oben und

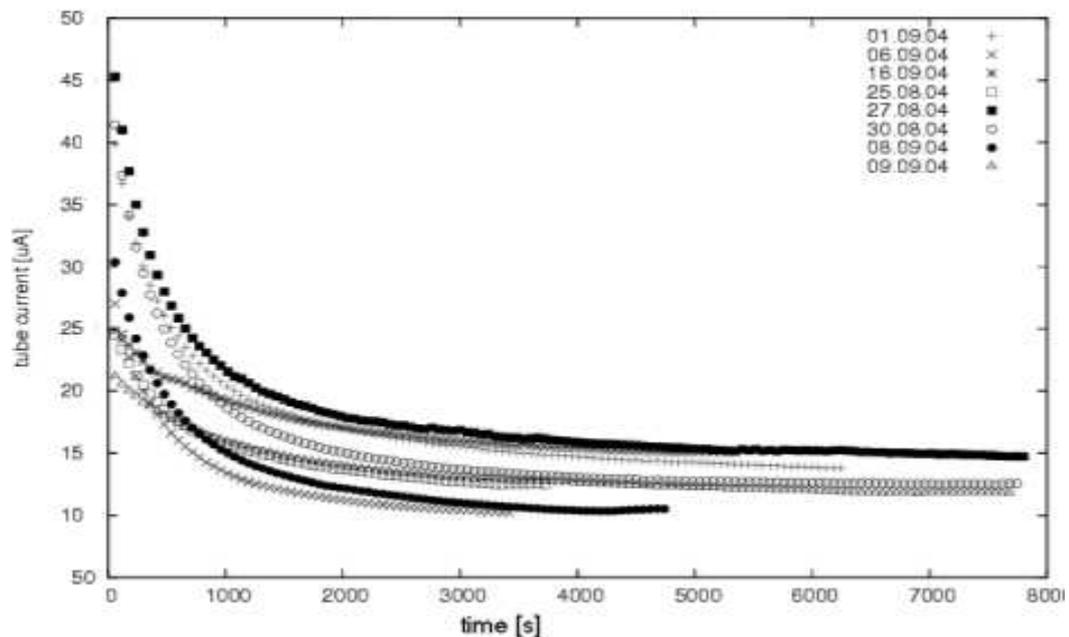


Abbildung 8.3: Der Röhrenstrom als Funktion der Zeit aufgenommen an verschiedenen Tagen.

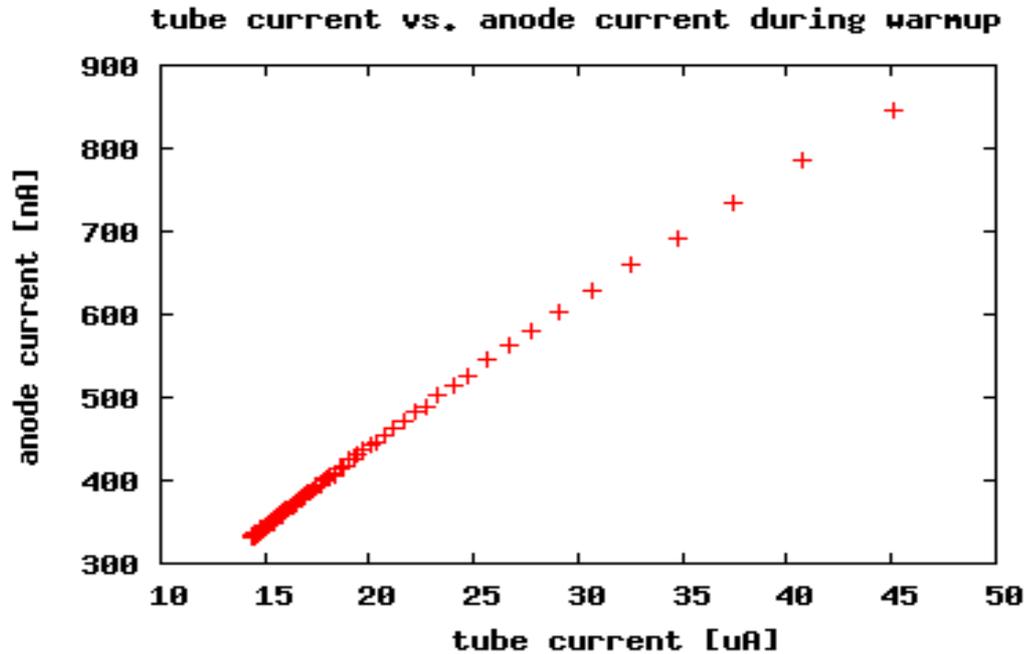


Abbildung 8.4: *Abhängigkeit des Anodenstroms vom Röhrenstrom aufgenommen während der Aufwärmphase an der Kammer L1C0#017*

zurück zum linken Ende der Kammer verfahren. Dies wird solange wiederholt, bis die gesamte Kammer in einem Raster von 4 cm abgefahren ist. In LHC Nomenklatur findet die Messung also in abnehmender z und ϕ -Richtung statt (vgl. auch Abb. 4.5). Die Anzahl der Messpunkte einer Kammer liegt somit in einer Größenordnung von 600. Bei jedem Messpunkt wird die Röhre für 2 s angehalten und der Anodenstrom, sowie Röhrenstrom und -spannung gemessen. So kann man später nachprüfen, ob es zu starken Schwankungen des Röhrenstroms oder der -spannung kam. Dies war jedoch bei keiner der Messungen der Fall.

Exemplarisch wird im Folgenden die Messung an der Kammer L1C0#017 beschrieben. Abbildung 8.5 zeigt die Schwankung des Anodenstroms über die etwa 600 Messpunkte des Scans über den gesamten Radiator. Um eine Korrektur vornehmen zu können, wird für die Abhängigkeit des Anodenstroms I_A vom Röhrenstrom I_R für $I_R < 20 \mu\text{A}$ ein Fit der Form $f(x) = a + b \cdot x$ durchgeführt. In der Nähe des asymptotischen Bereichs lässt sich die Abhängigkeit sehr gut durch eine Gerade beschreiben wie in Abbildung 8.6 zu sehen ist. Die Anodenstromwerte aller Messpunkte können nun auf einen geeigneten Wert

des Röhrenstroms normiert werden (im Falle dieser Messung $I_{R_N} = 15,3 \mu\text{A}$):

$$I_{A_k} = I_A + (I_R - I_{R_N}) \cdot b \quad (8.1)$$

Hierbei ist b die Steigung der Fitgeraden, I_{A_k} der korrigierte, auf I_{R_N} normierte Anodenstrom und I_R bzw. I_A ist der am jeweiligen Punkt gemessene Röhrenstrom bzw. Anodenstrom.

Der Unterschied zwischen I_{A_k} und I_A beträgt im Falle dieser Messung bis zu 2,6 %. Da die maximale Abweichung vom Mittelwert aller Messpunkte nicht 15 % überschreiten sollte, ist diese Korrektur nicht vernachlässigbar. Bei dem Großteil der Messungen anderer Kammern liegt die Korrektur in der gleichen Größenordnung, kann aber abhängig von den Schwankungen des Röhrenstrom bis zu 6 % betragen. Da der Verlauf des Röhrenstroms nicht reproduzierbar ist, muss für jede Kammer diese Prozedur ausgeführt werden. So können I_{R_N} und b von Messreihe zu Messreihe stark variieren.

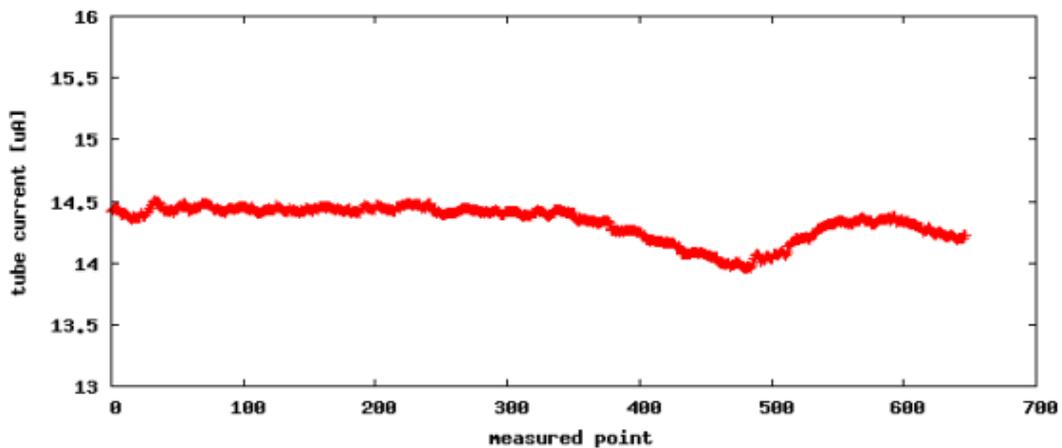


Abbildung 8.5: Schwankung des Röhrenstroms während der Messung der Homogenität der Gasverstärkung der Kammer L1C0#017. Aufgetragen ist der Röhrenstrom als Funktion der Messpunkte.

Abbildung 8.7 zeigt das Ergebnis der Messung nach der Normierung auf einen festen Röhrenstrom. Gemessen wurde in einem Raster von 4 cm. Bei $z = 11$ wurde im Vergleich zu anderen Messpunkten ein deutlich niedrigerer Anodenstrom gemessen. Das ist darauf zurückzuführen, dass dort die Rohacell-Gitterstruktur getroffen wurde, die die obere und untere Rohacell-Platte des Radiators miteinander verbindet. Diese Gitterstruktur besteht je nach Kammertyp aus 4-5 Stegen in z -Richtung und 3-4 Stegen in ϕ -Richtung. Bei $z = 11$ befand sich die Röntgenröhre genau in der Mitte einer dieser Stege. Man kann

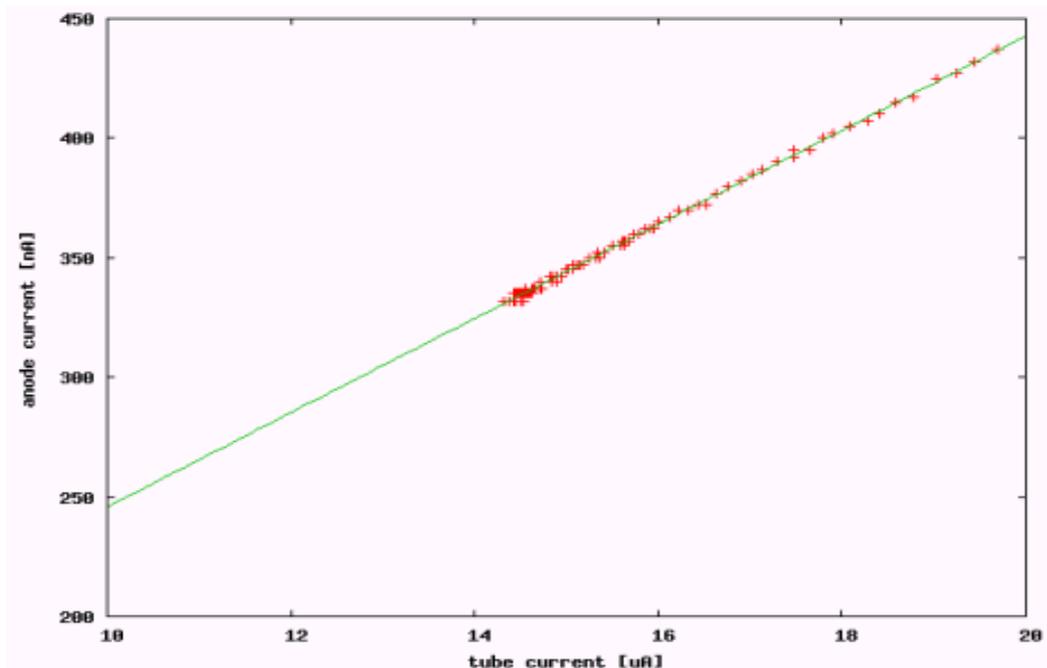


Abbildung 8.6: Eine Gerade wird durch die Messpunkte für $I_R < 20 \mu A$ gefittet.

auch die anderen Stege erkennen, allerdings sind diese nicht so gut sichtbar, da diese nicht in der Mitte getroffen wurden. Bei zukünftigen Messungen werden vier Messpunkte in jedem Segment der Gitterstruktur so gewählt, dass ein möglichst grosser Abstand von den Stegen besteht [Sch]. Messpunkte auf dem Rohacell-Gitter des Radiators würden die Berechnungen des Mittelwertes und der Standardabweichung sowie maximalen Abweichung unerwünscht beeinflussen. Daher werden die Messpunkte der Stege zur Berechnung dieser Größen nicht berücksichtigt.

Die äussersten Messpunkte der Kammer werden durch Randeffekte beeinflusst. Dort wird der Radiator von einer geringeren Intensität bestrahlt. Diese Messpunkte werden ebenfalls bei den Berechnungen nicht berücksichtigt.

Der Bereich $5 < z < 10$ und $4 < \phi < 9$ entspricht genau einem der Segmente der Gitterstruktur. Diese Segmente werden bei der Herstellung des Radiators einzeln mit Fasermatten bestückt. In der Regel sind das sechs Fasermatten. Die Tatsache, dass in diesem Segment der Anodenstrom verglichen mit allen anderen Segmenten deutlich niedriger liegt, lässt darauf schließen, dass hier eine Fasermatte zu viel eingebaut wurde.

Abbildung 8.8 und 8.9 zeigen eindimensionale Scans mit einer Schrittweite von 4 mm. Hier kann man sehr gut die Struktur des Radiators mit den Stegen erkennen. Im Forum der GSI für Kammertests befindet sich eine Auswahl

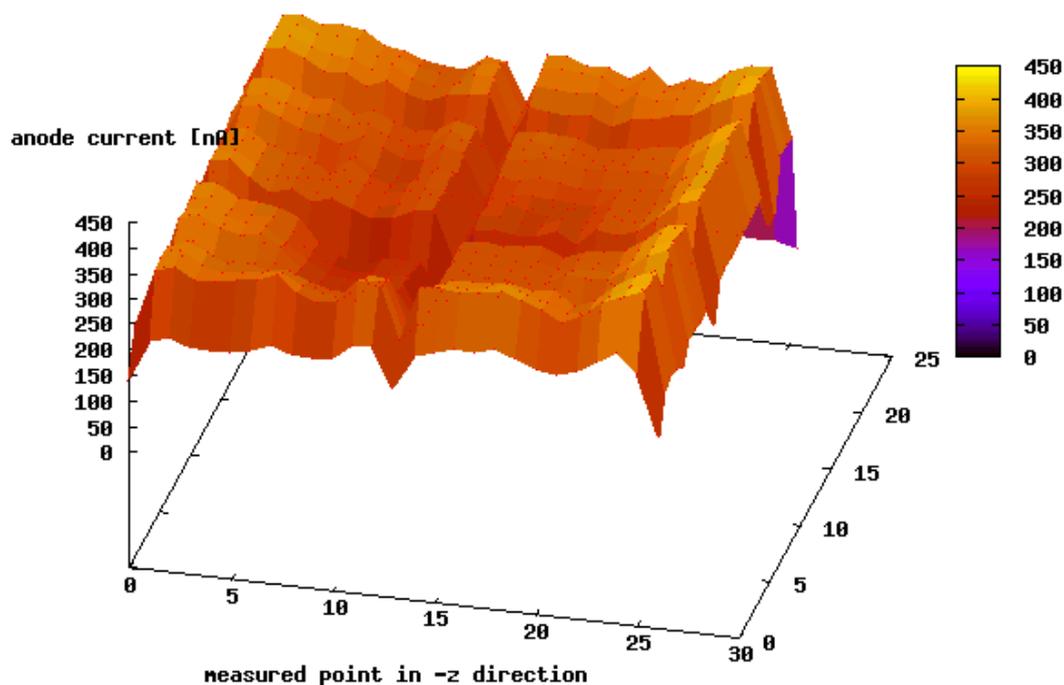


Abbildung 8.7: Messung der Homogenität der Gasverstärkung der Kammer L1C0#017. Aufgetragen ist der Anodenstrom über die Nummer des Messpunktes in z - und ϕ -Richtung.

Kammer	Mittelwert I_A [nA]	min./max. [nA]	Standard- abweichung [%]	maximale Abweichung [%]
L1C0#001	504,87	622/336	8,20	33,45
L1C0#002	287,44	362/240	7,89	25,94
L1C0#017	333,36	409/252	9,36	24,41
L2C0#001	614,94	718/535	6,03	16,76
L2C0#002	1028,05	1208/914	6,11	17,50
L2C0#003	1146,98	1298/889	7,39	22,49

Tabelle 8.1: Ergebnisse der Messung der Homogenität der Gasverstärkung der sechs Teststrahlkammern.

weiterer interessanter plots [Fre]. Tabelle 8.1 zeigt die Ergebnisse der sechs Teststrahlkammern.

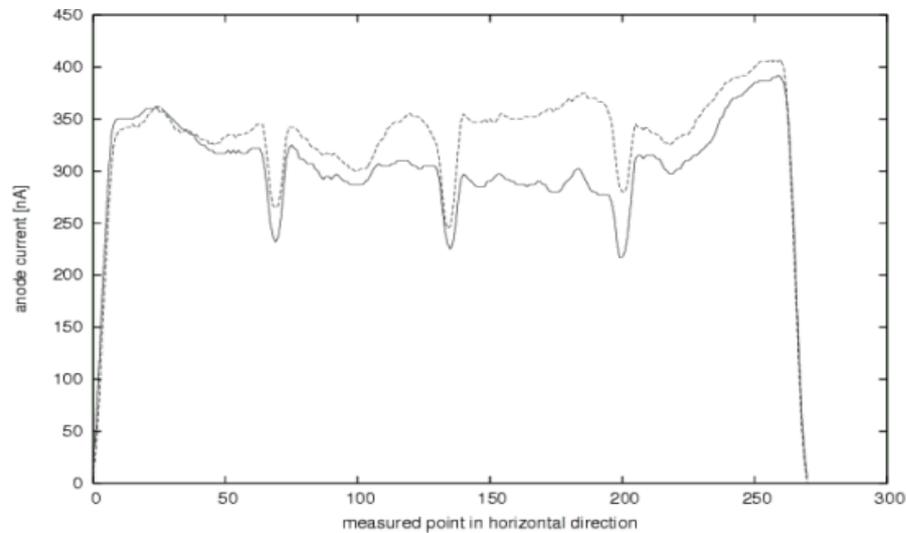


Abbildung 8.8: *1d-Scans in horizontal- bzw z-Richtung. gemessen wurde an zwei verschiedenen ϕ -Positionen*

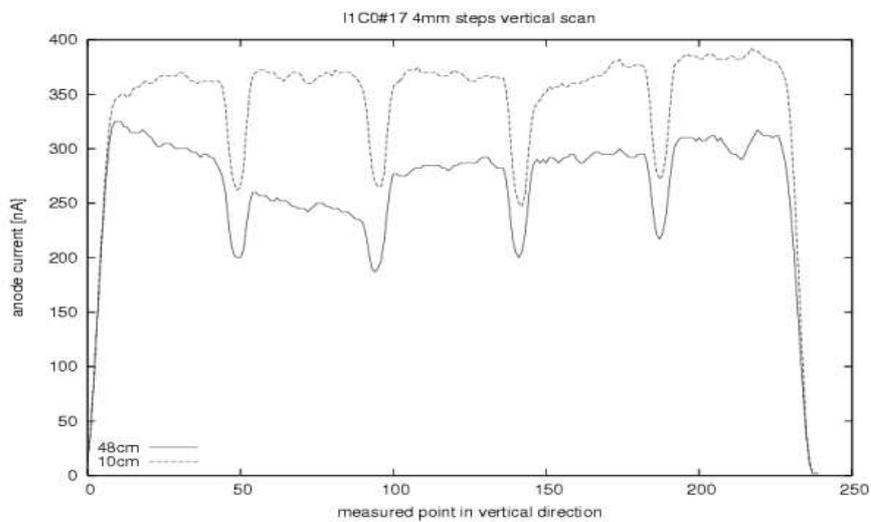


Abbildung 8.9: *1d-Scans in vertikaler- bzw ϕ -Richtung. Gemessen wurde an zwei verschiedenen z-Positionen*

8.4.1 Fazit

Die maximale Abweichung der Gasverstärkung vom Mittelwert liegt bei allen Kammern deutlich über der Toleranzgrenze von 15%. Die Tatsache, dass bei einer Röntgenenergie von 8 keV die Radiatorstruktur zu erkennen ist, hat einerseits den Vorteil, dass man Fehler im Radiator (z.B. fehlende oder zusätz-

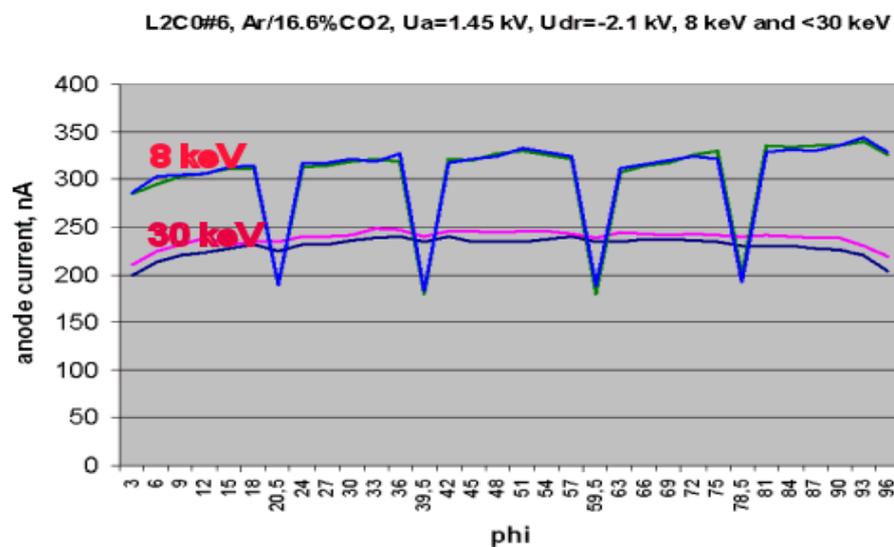


Abbildung 8.10: *1d Scans gemessen mit einer Röntgenenergie von 8 keV und 30 keV*

lich eingebaute Fasermatten) erkennen kann. Andererseits stellt sich die Frage, wie stark dies die Messung der Homogenität der Gasverstärkung beeinflusst. So ist anzunehmen, dass bei dieser Röntgenenergie der gemessene Anodenstrom maßgeblich von der Absorption im Radiator beeinflusst wird, was die starken Abweichungen erklärt. In Dubna wurde eine Messung der Homogenität der Gasverstärkung mit einer Röntgenenergie von 30 keV durchgeführt [Zan]. Bei dieser Energie sind die Stege des Radiators nicht mehr zu erkennen und die Abweichungen vom Mittelwert des Anodenstroms sind deutlich geringer, wie in Abbildung 8.10 zu sehen ist.

Kapitel 9

Die Detector Construction Database

Zu jedem Subdetektor von ALICE werden Material- und Qualitätstests durchgeführt. Die Daten dieser Messungen, sowie Herkunft und Aufenthaltsorte der einzelnen Komponenten jedes Detektors werden in der Detector Construction Database (DCDB) gespeichert.

Die DCDB des ALICE Detektors wurde von einer Gruppe der Universität Warschau unter der Leitung von Wiktor Peryt entwickelt.

Da die Subdetektoren von ALICE weltweit gebaut werden, gibt es mehrere so genannte Satelliten-Datenbanken, in denen die einzelnen Gruppen Daten lokal speichern können. Die Satelliten-Datenbank, die von der ALICE-TRD Gruppe und der ALICE-TPC Gruppe genutzt wird, befindet sich an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Die Daten der Satelliten-Datenbank werden an eine zentrale Datenbank am CERN übertragen. Die DCDB verfügt über eine so genannte generische Struktur. Das heißt man legt eine speziell auf die Anforderungen der einzelnen Subdetektoren angepasste Datenstruktur, bestehend aus einer vordefinierten Anzahl von Parametern und Tabellen, sowie dem Format der Daten fest [Leh].

Dictionary Wizard

Die Festlegung der Datenstruktur findet mittels des so genannten Dictionary Wizards statt, dessen Installation sich an der Universität Warschau befindet. Der Dictionary Wizard ist ein Java-Programm, das über einen Internet-Browser aufrufbar ist [DW].

RABBIT

RABBIT (Remotely Accessible Base-Browsing Interface Toolkit) ist die Benutzerschnittstelle der Datenbank. Mit RABBIT können Daten eingegeben, visualisiert und verändert werden. RABBIT ist wie der Dictionary Wizard ein Java-Programm, auf das über einen Internet-Browser zugegriffen werden kann [RT].

Struktur und Speichern der Daten der Kammertests

Zunächst einmal musste festgelegt werden, welche Daten relevant sind und in der DCDB gespeichert werden. Ein erster Entwurf des zu speichernden Datensatzes wurde bereits im Juni 2004 vor den Qualitätstests der sechs Teststrahlkammern erstellt. Zu diesem Zeitpunkt wurden nur in Heidelberg Kammern gebaut und getestet. Mittlerweile werden aber auch Kammern an der GSI in Darmstadt, am NIPNE Bukarest und JINR Dubna produziert. Aus den Erfahrungen der ersten Kammertests und Diskussionen mit Mitgliedern der anderen Institute ergaben sich im Verlauf der letzten Monate ständig Änderungen bezüglich des zu speichernden Datensatzes und damit der entsprechenden Struktur der Datenbank. Ende März einigte man sich auf einen Datensatz, der von allen Instituten, bei Kammertests ausgelesen und gespeichert wird [Sch]. Dabei musste auch beachtet werden, dass zum Teil unterschiedliche Hardware vorhanden ist.

Die Implementierung der Datenstruktur in die DCDB entsprechend des ersten Entwurfes des Datensatzes wurde bereits im Juli 2004 durchgeführt und besteht noch bis heute. Da es ständige Änderungen des Datensatzes gab und eine entsprechende Änderung der Struktur relativ aufwendig ist, wäre es nicht sinnvoll gewesen, diese jedesmal durchzuführen. Es ist jedoch geplant die aktuelle Datenstruktur in naher Zukunft (April 2005) zu implementieren. Bis dahin werden die Daten nur lokal in Textdateien gespeichert.

Auch in Zukunft werden Daten zunächst lokal in Textdateien gespeichert werden und später in die Datenbank eingetragen. Dazu gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

1. Eintragen der Daten über RABBIT "per Hand"
2. Einlesen der Textdatei in LabVIEW und Senden der Daten zur Datenbank via Labserver.

Die erste Variante wäre in der Praxis viel zu zeitaufwendig und umständlich. Das LabVIEW Programm zur Übertragung der Daten an die Datenbank liest

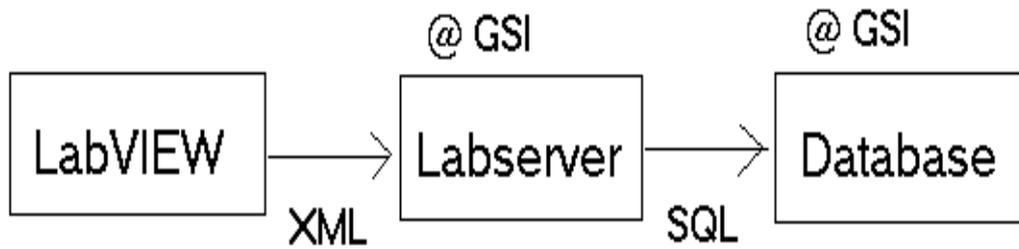


Abbildung 9.1: *Prinzip der Datenübertragung mit LabVIEW via Labserver*

eine Textdatei ein und wandelt die darin enthaltenen Daten in XML-Format um. In diesem Format werden sie dann an Labserver gesendet. Labserver ist auf dem selben Rechner installiert wie die Satelliten-Datenbank. Die XML-Daten werden dann von Labserver in SQL Befehle umgewandelt und an die Datenbank geschickt (vgl Abb. 9.1). Die Kombination von LabVIEW und Labserver führt also zur gleichen Funktionalität, wie sie RABBIT bietet. Die Subroutinen (sogenannte Sub-VIs), welche die Daten transformieren und an Labserver senden, wurden von der Warschau Gruppe programmiert und zur Verfügung gestellt. Diese Sub-VIs müssen nun nur noch in geeigneter, allerdings relativ komplexer Weise, abhängig von der Datenstruktur miteinander kombiniert werden.

Fazit

Der endgültige zu speichernde Datensatz aus den Kammertests für jede Kammer steht seit März 2005 fest. Daten werden zunächst lokal in Textdateien gespeichert und mit LabVIEW via Labserver an die Datenbank gesendet. Diese Methode der Datenübertragung wurde bereits mit der ersten Version des Datensatzes erfolgreich getestet. Die endgültige Datenstruktur wird in Kürze in der Datenbank implementiert, so dass mit ersten Eintragungen von Daten aus Kammertests im Mai 2005 gerechnet wird.

Kapitel 10

Das Padplane Testsystem

Bevor die Padplanes in die TRD-Kammern eingebaut werden können, müssen sie auf Kurzschlüsse und fehlerhafte Lötverbindungen zwischen Footprints und Flachbandkabeln untersucht werden. Dazu dient ein Messgerät, dessen Prinzip auf Kapazitätsmessungen der einzelnen Pads beruht [Leh]. Das Messgerät wird dazu mit einem Flachbandkabel verbunden und die Spannung die über die Kapazität abfällt, wird für jedes Pad gemessen. Ist ein Pad mit einem anderen kurzgeschlossen, so fällt eine kleinere Spannung ab, da sich die Kapazität vergrößert. Ist ein Pad nicht verbunden, so misst man lediglich die Kapazität einer Leiterbahn des Flachbandkabels. Dabei fällt eine höhere Spannung ab.

Der Status des Padplane Testsystems im März 2004 in Heidelberg war, dass die 22 gemessenen Spannungen eines Footprints mit Hilfe von LabVIEW graphisch in einem Histogramm dargestellt werden konnten und man mit etwas Übung und Erfahrung anhand des Histogramms die Fehler finden konnte. Die jeweils äußeren Spannungswerte sind die der miteinander kurzgeschlossenen Außenkabel [Leh].

Das Ziel war es jedoch, die Software für die Qualitätsprüfung insoweit zu verbessern, dass automatisch signalisiert wird, ob ein Fehler vorliegt und wenn ja, welcher Art dieser Fehler ist. Dies war notwendig, da das Testsystem an das IKF Frankfurt verlagert werden sollte, wo die Padplanetests von wechselnden studentischen Hilfskräften ausgeführt werden. Durch die automatische Fehlererkennung wird sichergestellt, dass die Qualitätsprüfung nach immer gleichen, strengen Kriterien durchgeführt wird, unabhängig von der testenden Person. Das Testsystem wird heute direkt am Produktionsort der Padplanes (IKF Universität Frankfurt) eingesetzt, so dass direkt vor Ort die Qualitätskontrolle durchgeführt werden kann.

Die Software wurde dahingehend erweitert, dass zunächst einmal die Spannungsdifferenzen direkt benachbarter Pads auf ihre Größe hin untersucht wer-

den. Dabei erhält man 17 solcher Spannungsdifferenzen. Überschreitet eine von ihnen einen vorgegebenen Grenzwert, so wird der Mittelwert aller Spannungen gebildet und Pads, die über einen bestimmten Wert unter dem Mittelwert liegen, werden als kurzgeschlossen - bzw. Pads die deutlich über dem Mittelwert liegen, als nicht verbunden angezeigt. Dann besteht noch die Möglichkeit, dass ein Kurzschluss eines der äußeren Pads mit den beiden Außenkabeln vorliegt, oder dass schlichtweg alle Kabel miteinander kurzgeschlossen sind. Auch diese Fälle werden durch zusätzliche Subroutinen untersucht. Die Feinjustierung der Grenzwerte erfolgte über mehrere Wochen und ist optimal an die realen Gegebenheiten angepasst. Hierbei musste beachtet werden, dass die Spannungswerte der einzelnen Pads eines fehlerfreien Footprints nicht exakt den selben Wert haben, sondern je nach Aufliegen der Padplane etwas variieren. Diese Variationen dürfen aber nicht als Fehler angezeigt werden. Zur Sicherheit wurde ein kleiner Unsicherheitsbereich definiert. Liegen die Spannungswerte eines Pads in diesem Bereich, so wird das Pad als fraglich bezeichnet und man kann schnell eben dieses Pad mit einem Ohmmeter kontrollieren. Bei den im Rahmen dieser Diplomarbeit noch in Heidelberg getesteten Padplanes (ca. 50 Stück) wurde jeder Fehler mittels obiger Routine gefunden.

Um die Fehler graphisch anzuzeigen, wurde eine Art Ampelsystem implementiert. In den Abbildungen 10.1 bis 10.4 sind Messungen mit dem erweiterten Testsystem dargestellt.

Fazit

Im Juni 2004 wurde das Testsystem nach Frankfurt übergeben, wo bis heute etwa 400 Padplanes produziert (gelötet) und getestet wurden (Stand: Ende März 2005). Es hat sich gezeigt, dass durch die enge Verknüpfung von Produktion und Tests der Padplanes die durchschnittliche Fehlerrate deutlich gesenkt werden konnte, wodurch ein Anstieg der monatlich produzierten Padplanes zu verzeichnen war (Abb. 10.5)

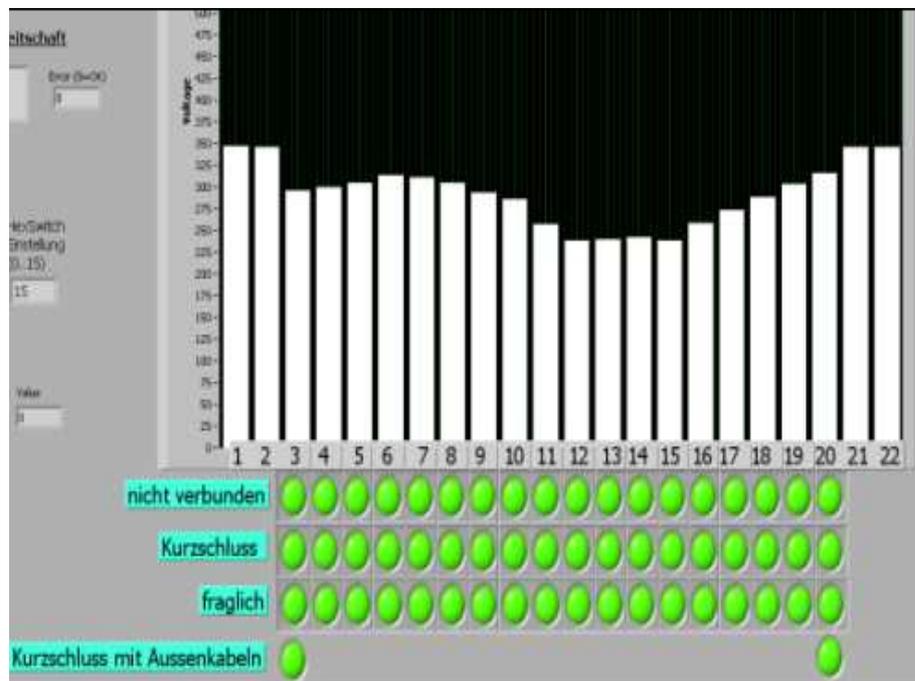


Abbildung 10.1: Messung eines fehlerfreien Footprints.

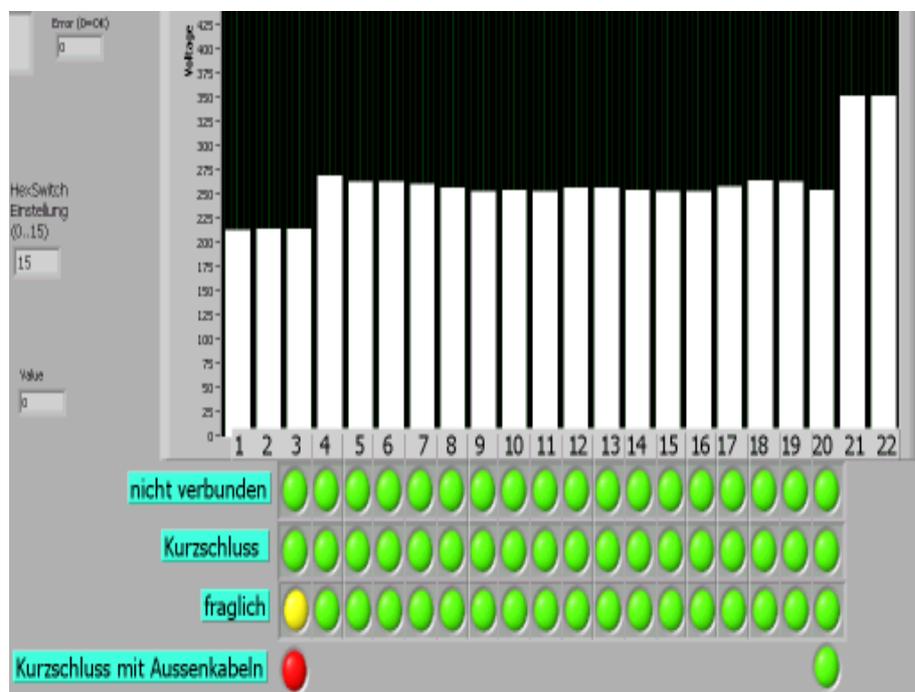


Abbildung 10.2: Messung eines Footprints, bei dem ein Kurzschluss mit den Aussenkabeln vorliegt.

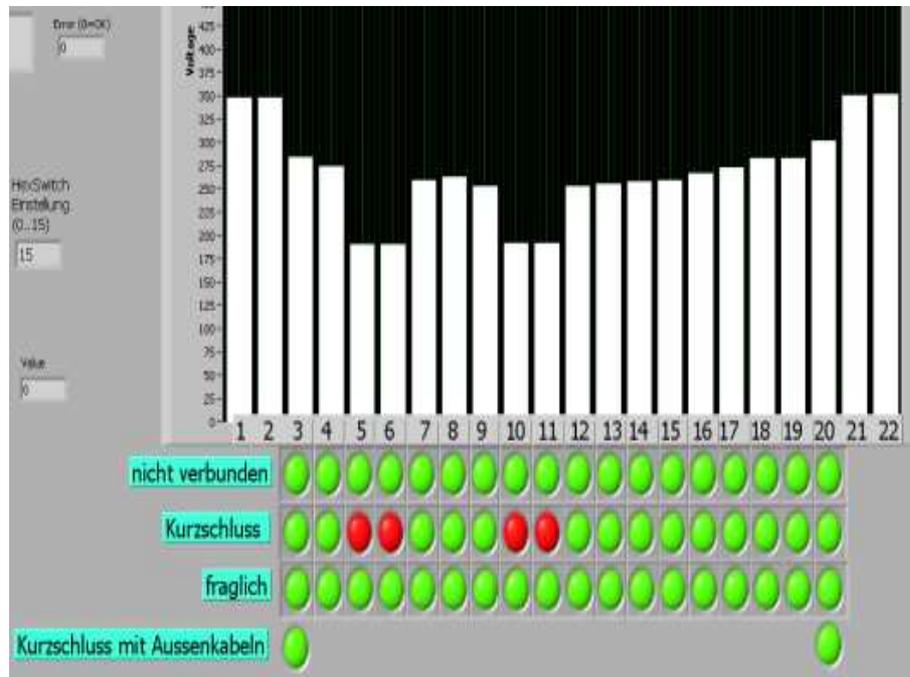


Abbildung 10.3: Messung eines Footprints mit zwei Kurzschlüssen.

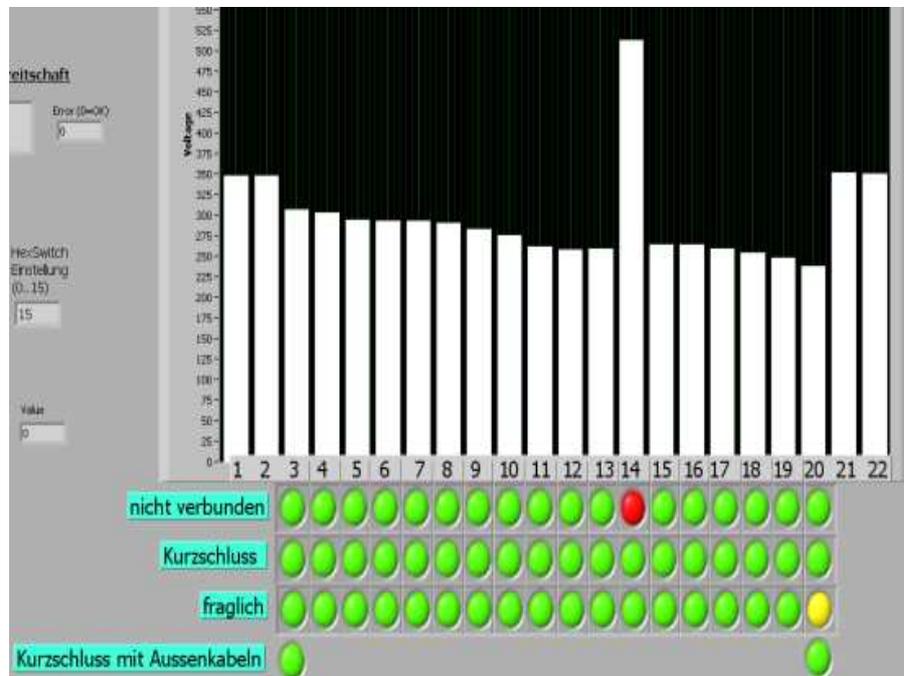


Abbildung 10.4: Messung eines Footprints mit einem nicht verbundenen Pad.

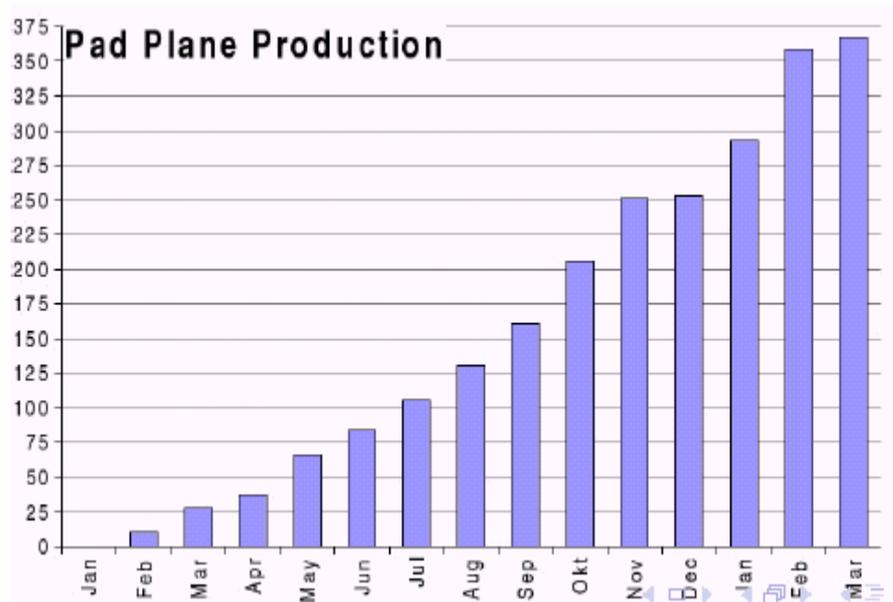


Abbildung 10.5: *Entwicklung des insgesamt produzierten und geprüften Padplanes. Stand : Mitte März 2005 [Som]*



Abbildung 10.6: *Das Padplane Testsystem am IKF Frankfurt.*

Anhang A

Kinematische Größen und Akzeptanzbereich

Der Vierer-Impulsvektor P eines (relativistischen) Teilchens ist gegeben durch $P=(E/c, p_x, p_y, p_z)$.

Der Teilchenstrahl des Beschleunigers zeigt in z -Richtung. Dann sind der longitudinale Impuls p_L und der transversale Impuls p_T gegeben durch:

$$p_L = p_z = p \cdot \cos\theta$$

und

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin\theta$$

Mit $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$, θ ist der Polarwinkel relativ zur Strahlachse am Vertex. p_L ist unter Lorentz-Transformation nicht invariant. Daher wird die dimensionslose Grösse Rapidity definiert, die den Vorteil hat additiv unter Lorentztransformation zu sein.

Die Rapidity y ist definiert durch:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \log \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \operatorname{atanh} \left(\frac{p_L}{E} \right)$$

Bei hochrelativistischen Energien, also Energien die sehr groß verglichen mit der Ruhemasse eines Teilchens sind, wird die Rapidity oft durch die sogenannte Pseudorapidity approximiert:

$$\eta = \ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \approx y$$

Der Akzeptanzbereich des Central Barrel von Alice liegt bei $45^\circ < \theta < 135^\circ$. Dies entspricht einer Akzeptanz von $-0,9 < \eta < 0,9$

Der Bereich mittlerer Rapidity entspricht der Region senkrecht zum Strahl also $\theta = 90^\circ$, $\eta = 0$

Anhang B

Identifizierung von Teilchen anhand ihres spezifischen Energieverlustes

Nach der Bethe-Bloch-Formel gilt für den Energieverlust durch Ionisation oder Anregung von Atomen eines geladenen Teilchens in einem Medium :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \quad [Povh]$$

Wobei $z \cdot e$ die Ladung des Teilchens ist, n ist die Elektronendichte und I das mittlere Anregungspotential der Atome. Nach dieser Formel nimmt die abgegebene Energie eines geladenen Teilchens in einem Medium mit steigender Geschwindigkeit zunächst ab, bis schließlich relativistische Effekte eintreten, die den Energieverlust wieder ansteigen lassen. Dazwischen liegt ein Minimum. Teilchen mit dem entsprechenden Impuls bezeichnet man als minimal ionisierende Teilchen. Geht man zu noch höheren Impulsen, so bemerkt man, dass der Energieverlust nicht mehr weiter zunimmt. Es bildet sich das so genannte Fermiplateau. Da die Hüllenelektronen der Atome des Mediums das elektromagnetische Feld des relativistischen Teilchens abschirmen, kann es nicht beliebig groß werden.

Für Elektronen und Positronen kommt neben dem Ionisationsverlust noch ein weiterer Prozess hinzu: die Bremsstrahlung.

Abbildung 10.7 zeigt den dE/dx - Verlauf in einer TPC. Man sieht deutlich, dass sich der Energieverlust verschiedener Teilchen mit steigendem Impuls einander annähert, was eine Teilchenidentifikation mittels dE/dx nicht mehr möglich macht.

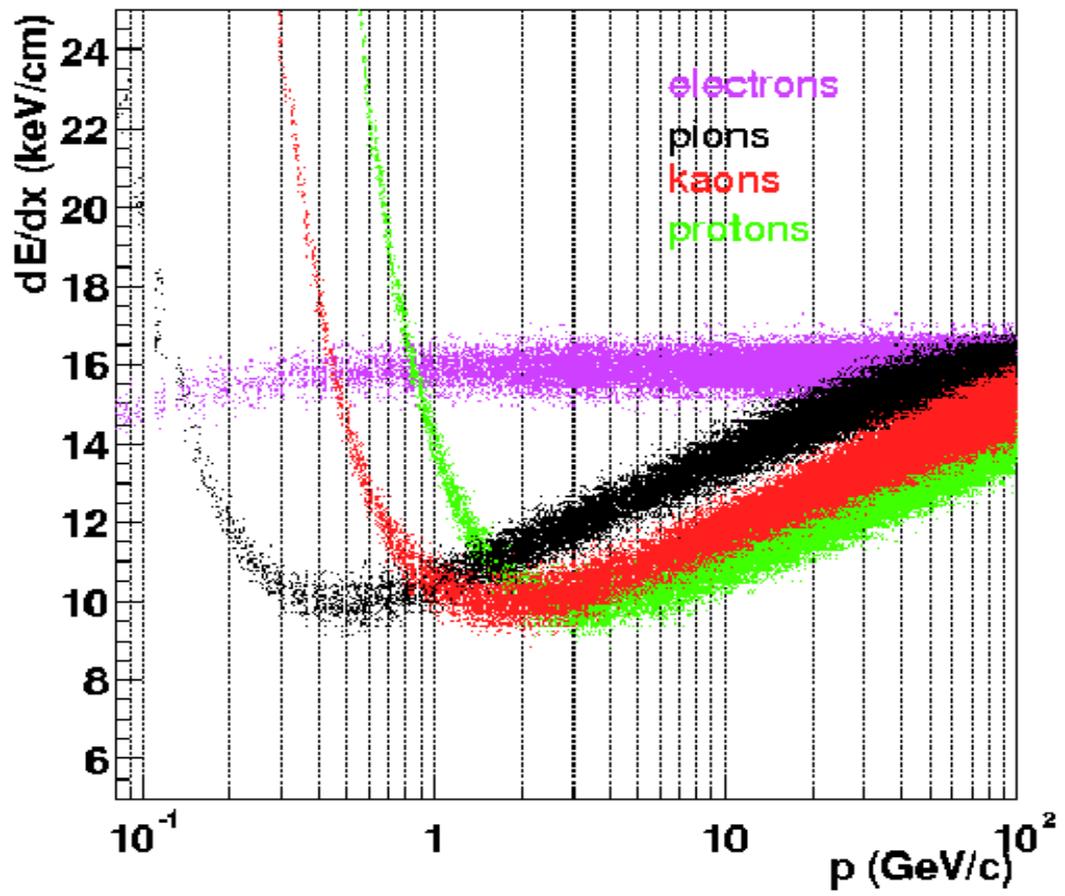


Abbildung 10.7: dE/dx Verlauf für verschiedene Teilchen [Sta].

Literaturverzeichnis

- [ALICETP] ALICE, Technical proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC, CERN/LHCC/95-71
- [ALICETRD] ALICE Transition Radiation Detector Technical Design Report, CERN/LHCC 2001-021
- [And] A. Andronic, S. Biagi, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos, G. Tsileidakis, Nucl.Instrum.Meth. A523 (2004) 302-308
- [Bla] J.P.Blaizot, 5th Int. Conference on Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma, 2/2005, Kolkata, India
- [Cle] J. Cleymans, J. Phys G28 (2002) 1575
- [DW] <http://dcdbappl1.cern.ch:8080/dictwizard/>
- [Ego] V. Egorytchev, V. Saveliev, S. J. Aplin, Particle identification via transition radiation and detectors, Nucl. Inst. Meth. A453 (2000) 346
- [Emsch] <http://www.physi.uni-heidelberg.de/~demscher/alice/testbeam2004/>
- [Fre] S. Freuen, forum.gsi.de, Alice TRD Chamber Tests, "Test Results Of Chamber L2C0#3" und "Some Interesting Plots"
- [Gar] C. Garabatos, email communication
- [Ger] C. Gerthsen, H. Vogel, Physik, Springer Verlag 1993
- [Hak] H. Haken, H. Wolf, Atom und Quantenphysik 7. Auflage, Springer Verlag 2000
- [Koch] V. Koch, Introduction to Chiral Symmetry, LBNL-Report 38000, Berkeley, 1995
- [Leh] T. Lehmann, Vorbereitungen für die Qualitätstest der ALICE TRD Kammern, Diplomarbeit Universität Heidelberg 2004

- [Mül] Berndt Müller, Duke University USA: “Heavy ion physics at the LHC“, veröffentlicht in SUSSP57 (Scottish Graduate Series) “Large Hadron Collider Phenomenology“
- [Mun] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, D. Magestro, K. Redlich, Phys. Lett B518 (2001) 41
- [Povh] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Teilchen und Kerne 5. Auflage, Springer Verlag 1999
- [RT] <http://lxts05.gsi.de:8080/rabbit>
- [Sta] J. Stachel, Conference on Phase transitions in strongly interacting matter, Prague 8/2004
- [Sto] H.Stoecker, 5th Int. Conference on Physics and Astrophysics of Quark Gluon Plasma, 2/2005, Kolkata, India
- [Som] W. Sommer, Präsentation TRD status meeting 03/2005
- [Sch] R. Schicker, Chamber-Testing-Manual www.physi.uni-heidelberg.de/~schicker/trdtest/chamb_v4.pdf
- [Zan] Y. Zanevsky, Präsentation TRD status meeting 1/2005

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die es mir ermöglicht haben diese Arbeit anzufertigen. Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Frau Prof. Dr. Johanna Stachel für das interessante Thema dieser Diplomarbeit und die Möglichkeit an der vielseitigen Arbeit der ALICE-TRD-Gruppe teilzuhaben.
- Dr. Rainer Schicker für die gute Betreuung und zahlreichen Hilfestellungen während der Diplomarbeit.
- Meinem Vorgänger Thomas Lehmann für die nette Einarbeitungszeit, seine Hilfsbereitschaft und einen privaten Latex-Kurs.
- Dr. Clemens Adler für die Zusammenarbeit beim Kammertesten, zahlreiche Ratschläge und das Korrekturlesen der Diplomarbeit.
- Wolfgang Sommer für die Zusammenarbeit bezüglich des Padplane-Testsystems und das Korrekturlesen der Diplomarbeit
- Dr. Tariq Mahmoud für die geduldige Beantwortung zahlreicher Fragen während meines CERN-Aufenthaltes.
- David Emschermann für die Hilfe bei Computer- und Linux-Problemen.
- Meinen Eltern für ihre vielseitige Unterstützung und ihre Geduld während meines Studiums.
- Meinen Grosseltern für das von ihnen gezeigte Interesse an meinem Studium und die finanzielle Unterstützung.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

Unterschrift