

**Gasverstärkungsmessungen mit  
Proportionalkammern  
des Übergangsstrahlungsdetektors  
für das AMS02-Weltraumexperiment**

von  
Jan Hattenbach

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im November 2004

I. Physikalisches Institut, Lehrstuhl B

Prof. Dr. St. Schael  
Prof. Dr. W. Wallraff



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Der AMS02-Detektor</b>	<b>7</b>
2.1	Zielsetzung des Experiments . . . . .	7
2.1.1	Kosmische Strahlung geladener Teilchen . . . . .	8
2.1.2	Die Suche nach kosmischer Antimaterie . . . . .	9
2.1.3	Die Suche nach Dunkler Materie . . . . .	11
2.2	Aufbau . . . . .	16
2.3	Betrieb unter Weltraumbedingungen . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Der Übergangsstrahlungsdetektor</b>	<b>23</b>
3.1	Übergangsstrahlung . . . . .	23
3.1.1	Übergangsstrahlung an einer Grenzschicht ( $v \approx c$ ) . . . . .	24
3.1.2	Radiatoren . . . . .	25
3.1.3	Detektion und Nachweis . . . . .	27
3.2	Aufbau des AMS02-TRD . . . . .	32
3.2.1	Die Proportionalkammern . . . . .	32
3.2.2	Die Tragestruktur . . . . .	36
3.2.3	Das Gasversorgungssystem . . . . .	38
3.2.4	Die Ausleseelektronik . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Gasverstärkung und mechanische Toleranz</b>	<b>43</b>
4.1	Herleitung des Gasverstärkungsfaktors . . . . .	44
4.2	Einfluß der Drahtablage . . . . .	46
4.2.1	Theoretische Rechnung . . . . .	46
4.3	Mechanische Präzision der Module . . . . .	50
4.3.1	Aufbau des Meßstandes . . . . .	51
4.3.2	Flugmodule: Homogenität der Gasverstärkung . . . . .	54
4.3.3	Verbiegungsmessungen . . . . .	56
4.3.4	Verifizierung der Gasverstärkungsmessungen . . . . .	62
4.4	Mechanische Präzision der Tragestruktur . . . . .	68
4.5	Zusammenfassung . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Langzeittest eines Gaskreislaufs</b>	<b>77</b>
5.1	Aufbau des Teststandes . . . . .	77

5.2	Einfluß der Gasdichte und der Hochspannung . . . . .	81
5.3	Langzeitmessung . . . . .	83
5.3.1	Diffusion durch eine Membran . . . . .	83
5.3.2	Bestimmung der Leckrate mit der Druckabfallmethode . . . . .	86
5.3.3	Bestimmung der Leckrate mit dem Massenspektrometer . . . . .	87
5.3.4	Messung bei fließendem Gas ( $1\text{ l/h}$ ) . . . . .	88
5.4	Durchmischung des Gasvolumens . . . . .	94
5.5	Zusammenfassung . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Gasverstärkung bei ausgelenktem Anodendraht</b>	<b>I</b>
<b>B</b>	<b>Diffusion durch eine Membran</b>	<b>III</b>
<b>C</b>	<b>Kalibration des Massenspektrometers</b>	<b>VII</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>IX</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XIII</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>XV</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Eine der wohl wichtigsten Entdeckungen des letzten Jahrhunderts für die Astronomie war die Beobachtung der Galaxienflucht durch E. P. Hubble im Jahr 1929 und die daraus entwickelte Theorie, daß das Universum in einer als *Urknall* bezeichneten Explosion aus einem singulären Zustand unendlicher Energiedichte entstanden ist und seither expandiert. Diese Theorie wurde in den sechziger Jahren des 20. Jahrhunderts durch die Entdeckung der kosmischen Hintergrundstrahlung unterstützt. Bald stellte sich die Frage nach der weiteren Entwicklung des Universums. Die im Weltall sichtbare Materie reicht nicht aus, um die Expansion aufzuhalten oder gar in eine Kontraktion umzukehren - sie wäre damit für immer fortgesetzt. Gegen Ende der neunziger Jahre gelang durch die Beobachtung sehr weit entfernter Supernovae vom Typ Ia der Hinweis darauf, daß die Expansion des Universums sogar beschleunigt wird [1].

Inzwischen ist klar, daß die baryonische Materie nur einen Anteil von weniger als 5% der gesamten im Universum enthaltenen Materie ausmacht, die direkt sichtbare, leuchtende Materie sogar nur 0.5% [2]. Mit 23% wesentlich größer ist der Anteil der sogenannten *Dunklen Materie*, welche man indirekt aus den Zerfallsprodukten von supersymmetrischen Neutralinos nachzuweisen versucht, etwa mit dem AMS-Experiment<sup>1</sup>. Den mit 73% weitaus größten Anteil an der Materie-Energiedichte des Universums hat schließlich die bisher noch weitgehend unverstandene sogenannte *Dunkle Energie*.

Das AMS-Experiment ist ein Teilchenspektrometer, welcher die kosmische Höhenstrahlung über drei Jahre stationiert auf der ISS<sup>2</sup> vermessen und nach Dunkler Materie suchen soll. Der Betrieb eines derartigen Detektors in der oberen Atmosphäre bzw. im erdnahen Weltraum ist deshalb notwendig, weil die primäre kosmische Strahlung (vor allem Atomkerne und subatomare Teilchen wie Protonen, Elektronen, Positronen und Neutrinos) durch Wechselwirkungen mit den Molekülen der Erdatmosphäre in sekundäre Teilchen umgewandelt wird. Die primäre kosmische Strahlung hat Teilchenenergien von bis über  $10^{20} eV$  und Raten von  $\sim 10$  Teilchen/ $min \cdot m^2$  bei Energien von  $\sim 10^{12} eV$  [3], ihre Quellen liegen je nach Ener-

---

<sup>1</sup>Alpha Magnet Spektrometer

<sup>2</sup>International Space Station

gie im galaktischen oder extragalaktischen Raum. Die präzise Messung der Teilchenflüsse der kosmischen Strahlung könnte Hinweise auf die Natur der Dunklen Materie liefern.

Neben der Dunklen Materie soll das AMS-Experiment ebenfalls nach kosmischer Antimaterie suchen. Gelänge der Nachweis eines Antikernes mit der Kernladungszahl  $Z \geq 6$  in der kosmischen Strahlung, könnte die Frage beantwortet, ob im Weltall Sterne und Galaxien aus Antimaterie existieren oder ob das gesamte Universum nur aus einer Materieform aufgebaut ist [4]. Im Jahr 1998 hat ein Vorläufer von AMS02, der AMS01-Detektor, einen erfolgreichen 10-tägigen Testflug an Bord des Space Shuttles *Discovery* absolviert. Aufbauend auf den Ergebnissen dieses Fluges wird nun der AMS02-Detektor konstruiert, wobei dieser um mehrere Subdetektoren erweitert wird.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Bau und Test eines dieser Subdetektoren, des Übergangsstrahlungsdetektors, nachfolgend TRD<sup>3</sup> genannt. Mit dem TRD können Teilchen gleicher Ladung und Energie aber unterschiedlicher Masse ( $e^+$  und  $p$ , oder  $e^-$  und  $\bar{p}$ ) durch ihren Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E}{m \cdot c^2}$  unterschieden werden. Das Ziel ist es, einen Protonenunterdrückungsfaktor von  $> 10^2 - 10^3$  bei einer Nachweiseffizienz für Positronen von 90% im Energiebereich von 5 – 300 GeV zu erreichen. Der Detektor ist hierzu modular in 20 Lagen aufgeteilt, welche aus jeweils einer Kombination einer Radiatorschicht und darunterliegenden mit Xe/CO<sub>2</sub>-Gas gefüllten Proportionalkammern bestehen. Die in der Radiatorschicht erzeugte Übergangsstrahlung (TR<sup>4</sup>) wird in den Proportionalkammern über Ionisations- und Gasverstärkungsprozesse nachgewiesen. Kammern und Radiator werden in einer oktaförmigen Kohlefaser-Tragestruktur gehalten. Während im folgenden Kapitel das AMS02-Experiment mit seinen Komponenten vorgestellt wird, befaßt sich Kapitel 3 mit der Beschreibung des TRD und der Übergangsstrahlung.

Der Betrieb eines Teilchendetektors an Bord der ISS stellt besondere physikalische und ingenieurstechnische Herausforderungen, die sich aus den weltraumtechnischen Gegebenheiten ableiten. Diese manifestieren sich z.B. in der Gewichtslimitierung des Detektors und den mechanischen Belastungen bei Start und Landung mit einem Space-Shuttle bzw. den thermischen Belastungen beim Betrieb auf der Raumstation. Der Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Auswirkungen dieser Gegebenheiten auf die Gasverstärkung der TRD-Proportionalkammern. In Kapitel 4 werden Studien zur mechanischen Toleranz der Kammern und der Tragestruktur vorgestellt, während sich Kapitel 5 mit Langzeittests der Kammerprototypen unter Weltraumbedingungen beschäftigt. Hierbei ist die Gasdichtigkeit der Proportionalkammern nach mehrmonatigem Betrieb im Vakuum von besonderem Interesse. Um den oben genannten Protonenunterdrückungsfaktor von  $10^2 - 10^3$  zu erreichen, soll die maximale Varianz der Gasverstärkung aller 328 Proportionalkammern 3% nicht überschreiten. Daher wird der Einfluß verschiedener Größen, wie Druck, Temperatur, mechanische Toleranz und Mischungsverhältnis des Proportionalgases auf die Gasverstärkung untersucht.

---

<sup>3</sup>Transition Radiation Detector

<sup>4</sup>Transition Radiation



Abbildung 1.1: *Der AMS02-Detektor auf der internationalen Raumstation* [5].





# Kapitel 2

## Der AMS02-Detektor

Das AMS02-Experiment soll für die Dauer von drei Jahren die kosmische Höhenstrahlung mit einer höheren Akzeptanz vermessen, als dies mit ballongestützten Experimenten wie HEAT<sup>1</sup> oder BESS<sup>2</sup> zuvor möglich war [6] [7]. Ballonexperimente haben im Vergleich zu weltraumgestützten Experimenten wie AMS02 den Nachteil der geringeren Flughöhe ( $\sim 40 \text{ km}$  statt  $400 \text{ km}$ ) sowie der kürzeren Meßzeit ( $\sim 24 \text{ h}$  anstelle von 3 Jahren). Außerdem ist die Akzeptanz<sup>3</sup> von AMS02 mit  $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$  größer als bei allen bisherigen Ballon- und Satellitenexperimenten. Die internationale Raumstation ermöglicht es, einen komplexen Detektor mit einem Gesamtgewicht von  $6700 \text{ kg}$  wie AMS02 über einen längeren Zeitraum zu betreiben.

In diesem Kapitel wird zunächst die astrophysikalische Zielsetzung des AMS02-Experiments beschrieben (Abschnitt 2.1). In den Abschnitten 2.2 und 2.3 wird der Aufbau des Detektors mit seinen Subkomponenten vorgestellt und einige der welt-raumtechnischen Herausforderungen an den AMS02-Detektor benannt.

### 2.1 Zielsetzung des Experiments

Die Beobachtung, daß sich die Galaxien voneinander entfernen, und daß die Geschwindigkeit mit der sie sich voneinander fortbewegen proportional zu ihrem Abstand ist, führte zu der Vorstellung, daß das Universum in einer Art *Urknall* entstanden ist und sich seither immerfort ausdehnt. Mit zunehmender Ausdehnung sank die Energiedichte und damit die Temperatur des Universums auf den heute beobachteten Wert von  $2.7 \text{ K}$  der kosmischen Hintergrundstrahlung. Fluktuationen in der Materie- und Energiedichte während der Expansion ermöglichten die Bildung der heutigen Strukturen (Galaxien, Sterne und Planeten).

Die Theorie vom Urknall läßt jedoch einige wichtige Fragestellungen bis heute noch unbeantwortet, so zum Beispiel die Frage nach dem Verbleib der kosmischen Antimaterie oder nach der Existenz und der Natur der sogenannten Dunklen Materie.

---

<sup>1</sup>High Energy Antimatter Telescope

<sup>2</sup>Balloon Bourne Experiment with Superconducting Solenoidal Spectrometer

<sup>3</sup>für den Si-Tracker, s.u.

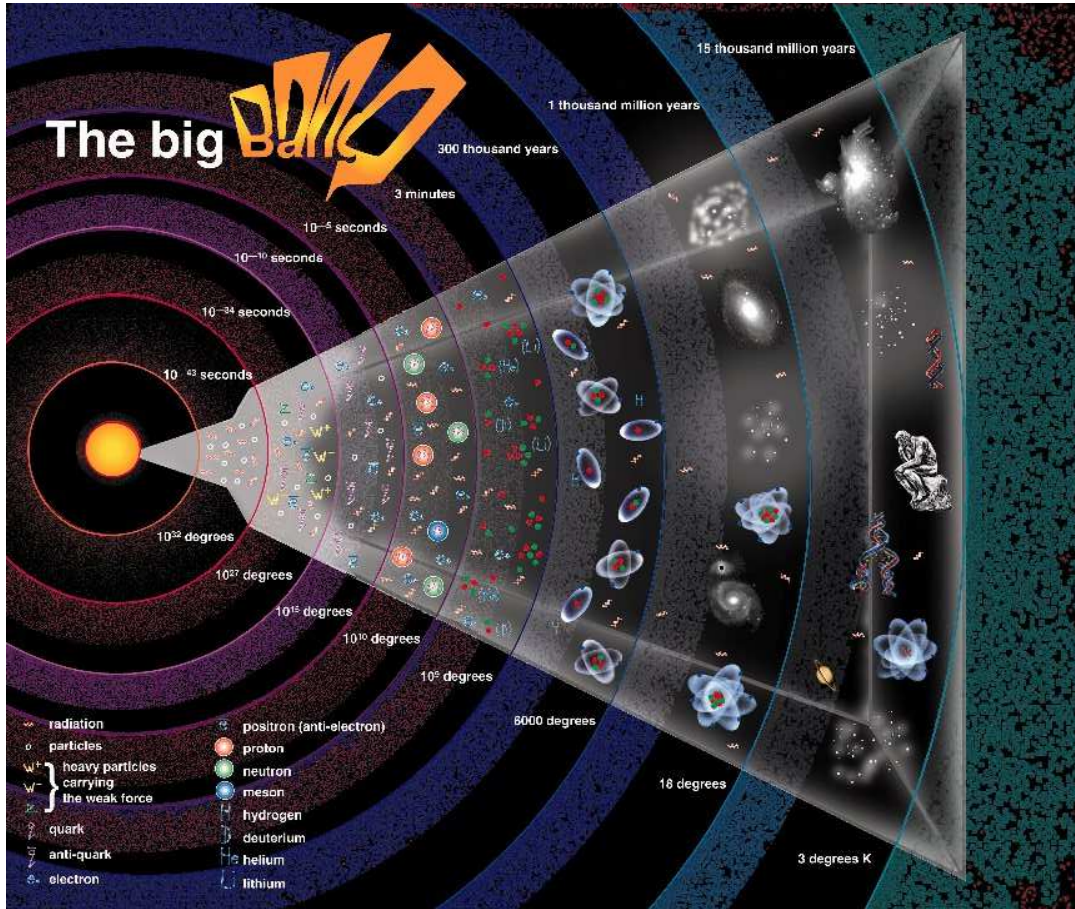


Abbildung 2.1: Die Entwicklung des Universums seit dem Urknall bis heute [8].

### 2.1.1 Kosmische Strahlung geladener Teilchen

Die geladene Komponente der primären kosmischen Strahlung besteht im wesentlichen aus Protonen ( $\sim 85\%$ ) gefolgt von  $\alpha$ -Teilchen ( $\sim 12\%$ ) [3]. Elemente mit  $Z \geq 3$  sind äußerst selten. Die Häufigkeit der Kerne zeigt viele Gemeinsamkeiten mit der Elementverteilung im Sonnensystem. Elektronen und Positronen kommen in der kosmischen Strahlung mit wesentlich geringeren Flüssen vor. So beträgt der Anteil der Elektronen relativ zu den Protonen nur etwa 1%, die primären Positronenflüsse machen bei Energien um  $10 \text{ GeV}$  etwa 10% der Elektronen aus [3]. Abbildung 2.2 zeigt das mit AMS01 und HEAT gemessene Spektrum der kosmischen Strahlung zusammen mit der für den AMS02-Detektor erwarteten Teilchenrate (rechte Skala). Das Verhältnis der Protonen zu den Positronen ( $p^+/e^+$ ) liegt bei  $\sim 10^4$  über einen großen Rigiditätsbereich<sup>4</sup>. Um eine effiziente Spektroskopie der Positronen mit einer Protonenkontamination von weniger als 1% betreiben zu können, ist eine Unterdrückung des Protonenuntergrundes um einen Faktor von  $> 10^6$  erforderlich.

Antimaterie in der kosmischen Strahlung ist äußerst selten. Sämtliche Antipro-

<sup>4</sup>Rigidität  $R = \frac{E}{Z \cdot e}$

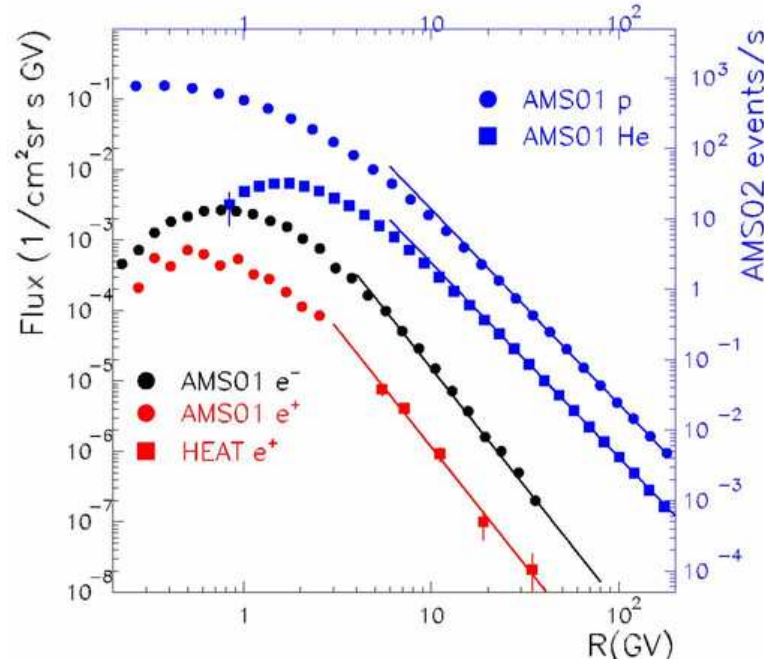


Abbildung 2.2: Rigiditätsverteilung der geladenen kosmischen Teilchen gemessen mit AMS01 und HEAT [9].

tonen stammen vermutlich aus Wechselwirkungen der geladenen Teilchenstrahlung mit dem interstellaren Gas [3]. Antikerne mit  $Z \geq 2$  wurden bisher mit keinem Experiment in der kosmischen Strahlung gefunden.

Als Kandidaten für die Quellen kosmischer Strahlung vermutet man z.B. Neutronensterne, Supernovae, oder extragalaktische Objekte wie Quasare und Kerne aktiver Galaxien. Die Zuordnung der geladenen Teilchen zu ihren Quellen ist aber schwierig, da sie dem Einfluß galaktischer Magnetfelder unterliegen. Ihre Flugbahnen sind daher meist völlig chaotisch und ohne jede Richtungsinformation. Daher ist die geladene kosmische Strahlung für Energien unterhalb  $10^{14}$  eV völlig isotrop. Möglicherweise läßt sich aber für Teilchen oberhalb von  $10^{18}$  eV eine Zuordnung zu ihren Quellen finden, da die Ablenkradien durch die galaktischen Magnetfelder sehr groß werden [3].

### 2.1.2 Die Suche nach kosmischer Antimaterie

Kosmische Antimaterie mit  $Z \geq 2$  wurde bisher in keinem Experiment nachgewiesen. Nach unserem heutigen Wissen besteht unsere Galaxie sowie unser lokaler Superhaufen auf dem Niveau von 1 zu  $10^6$  aus Materie. Diese Tatsache stellt eines der größten Rätsel für die Kosmologie dar, nach deren gängigen Theorien Antimaterie im gleichen Verhältnis zur Materie entstanden sein müsste. In vielen verschiedenen Experimenten (z.B. am LEP<sup>5</sup>) wurden zu jedem Quark und Lepton ein entsprechen-

<sup>5</sup>Large Electron Positron Collider am CERN, Genf

des Antiteilchen gefunden, das sich im Vorzeichen der ladungsartigen Quantenzahlen von seinem Teilchenpartner unterscheidet, sich sonst aber physikalisch identisch verhält. Existierten große Strukturen wie Sterne und Galaxien aus Antimaterie, so wären diese durch ihr ausgesandtes Licht von materieartigen Sternen bzw. Galaxien nicht zu unterscheiden. Sterne aus Antimaterie würden aber genau wie materieartige Sterne in Supernovaexplosionen große Mengen an Antiatomkernen freisetzen von denen einige bis in unser Sonnensystem und zur Erde vordringen und mit dem AMS02-Detektor nachgewiesen werden könnten.

Auf der Suche nach kosmischer Antimaterie konzentriert sich AMS02 auf den Nachweis von Antiheliumkernen ( ${}^4\overline{\text{He}}$ ), oder schwereren Kernen, da Antiprotonen auch in hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium erzeugt werden können (vgl. Abschnitt 2.1.1). Mit steigender Atomzahl nimmt diese Produktionswahrscheinlichkeit für Antimaterie stark ab. Antikerne mit  $Z \geq 2$  wären ein Hinweis auf primordiale Antimaterie, während solche mit  $Z \geq 6$  ein Beweis für die Existenz von Antisternen wären, da diese schweren Kerne nur in thermonuklearen Prozessen in Sternen entstehen können [4]. Auf seinem 10-tägigen Flug konnte AMS01 keine Antiheliumkerne detektieren (Abbildung 2.3a). AMS02 soll aufgrund seiner längeren Meßzeit die Nachweisgrenze für Antihelium auf ein Niveau von  $10^{-9}$  senken (Abbildung 2.3b).

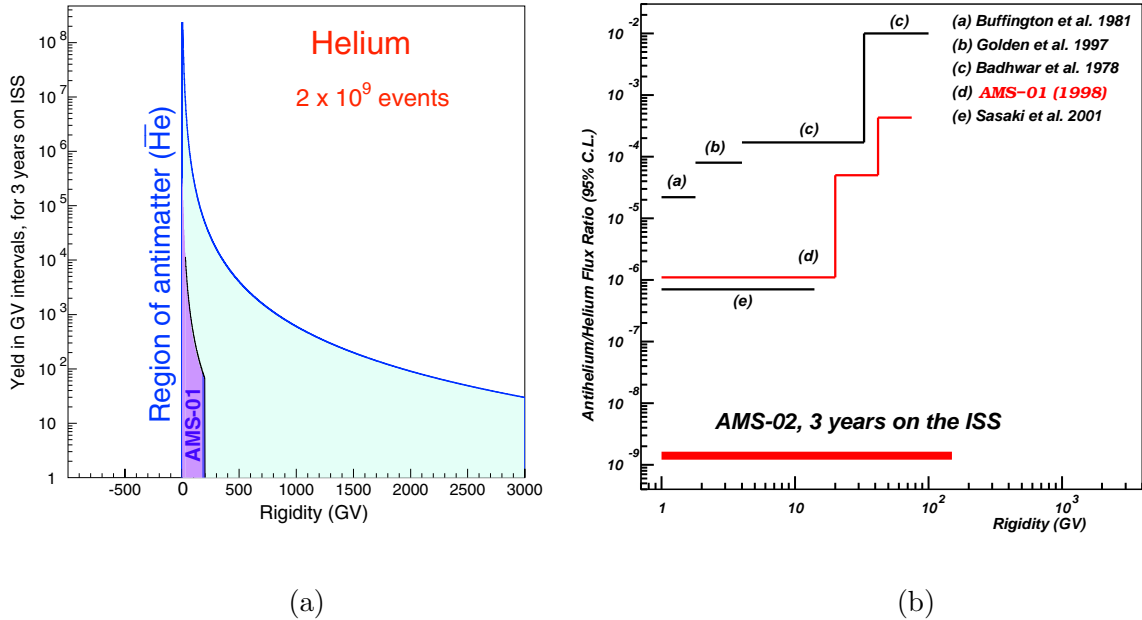


Abbildung 2.3: (a) Monte-Carlo-simuliertes Energiespektrum der Heliumkerne für AMS01 und AMS02. AMS01 konnte während seines 10-tägigen Fluges keine Antiheliumkerne detektieren [10]. (b) Die gegenwärtigen Grenzen bei der Suche nach kosmischem Antihelium sowie die Erwartung für eine 3-jährige Meßdauer von AMS02 [11].

Neben der direkten Suche nach kosmischer Antimaterie gibt es auch indirekte Nachweismöglichkeiten über die Annihilationsstrahlung von Materie und Antimaterie. Solche Annihilationsstrahlung entsteht zum Beispiel in den Vernichtungsreaktionen

$$p\bar{p} \rightarrow n\pi^0 + m(\pi^+\pi^-), \quad E_\gamma \approx 65\text{MeV}$$

und

$$e^+e^- \rightarrow 2\gamma(3\gamma), \quad E_\gamma \approx 0.5\text{MeV}$$

Die Messungen des kosmischen Mikrowellenhintergrunds durch das WMAP-Experiment<sup>6</sup> zeigen einen hohen Überschuß der Photonen der Hintergrundstrahlung zur Anzahl der Baryonen von  $\eta = \frac{N_\gamma}{N_B} = (6.1_{-0.2}^{+0.3}) \cdot 10^{10}$  [12]. Sollte auch nach mehrjähriger Meßzeit keine Antimaterie in der kosmischen Strahlung entdeckt werden, so gibt es zwei mögliche Erklärungsansätze für diesen experimentellen Befund. Zum einen könnten die Abstände zwischen materie- und antimateriedominierten Regionen im Universum weit größer sein, als bisher vermutet. Eine alternative Erklärung bieten Theorien, die von einer leichten Asymmetrie in der Materie-Antimaterieproduktion während des Urknalls ausgehen. Danach zerstrahlte der größte Teil der Materie mit der Antimaterie und hinterließ als Überbleibsel die kosmische Hintergrundstrahlung. Ein winziger Rest an Materie reichte aus, um die Strukturen des heutigen Universums zu bilden. A. Sakharov zeigte 1967, daß eine solche Baryogenese mit drei wichtigen Voraussetzungen verknüpft ist. Erstens darf sich das Universum nicht im thermischen Gleichgewicht befinden, was für ein expandierendes Universum der Fall ist. Zweitens muß die Erhaltung der Baryonenzahl  $B$  verletzt sein, was bis heute in keinem Experiment beobachtet wurde. Schließlich darf das Produkt aus Ladungs- und Paritätskonjugation nicht exakt symmetrisch sein, die  $CP$ -Invarianz muß also verletzt sein. Diese Verletzung wurde experimentell in Kaon- und  $B$ -Mesonzerfällen nachgewiesen; der daraus zu folgernde Wert für  $\eta$  liegt jedoch 9 Größenordnungen über dem von WMAP gemessenen [13].

Das AMS02-Experiment wird einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Universums insbesondere über die Zeit kurz nach dem Urknall liefern.

### 2.1.3 Die Suche nach Dunkler Materie

Für die Existenz von Dunkler Materie gibt es viele Hinweise aus der beobachtenden Astronomie. So beobachtet man beispielsweise, daß sich Galaxien in Galaxienhaufen mit höheren Geschwindigkeiten bewegen, als durch die Gravitationskräfte der sichtbaren Materie alleine zu erwarten wäre. Einen weiteren Hinweis liefern Beobachtungen von Rotationskurven der Spiralgalaxien (Abbildung 2.4). Man beobachtet einen nahezu konstanten Geschwindigkeitsverlauf mit dem Radius, was mit der Verteilung der sichtbaren Materie in der Galaxienscheibe nicht zu erklären ist. Nach den Kepler'schen Gesetzen sollte die Rotationsgeschwindigkeit mit steigender Entfernung  $r$

---

<sup>6</sup>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe



vom Zentrum der Galaxie mit  $r^{-1/2}$  abfallen. Der Verlauf der Galaxienrotationskurven läßt sich hingegen verstehen, wenn man einen Halo aus nicht sichtbarer Dunkler Materie annimmt.

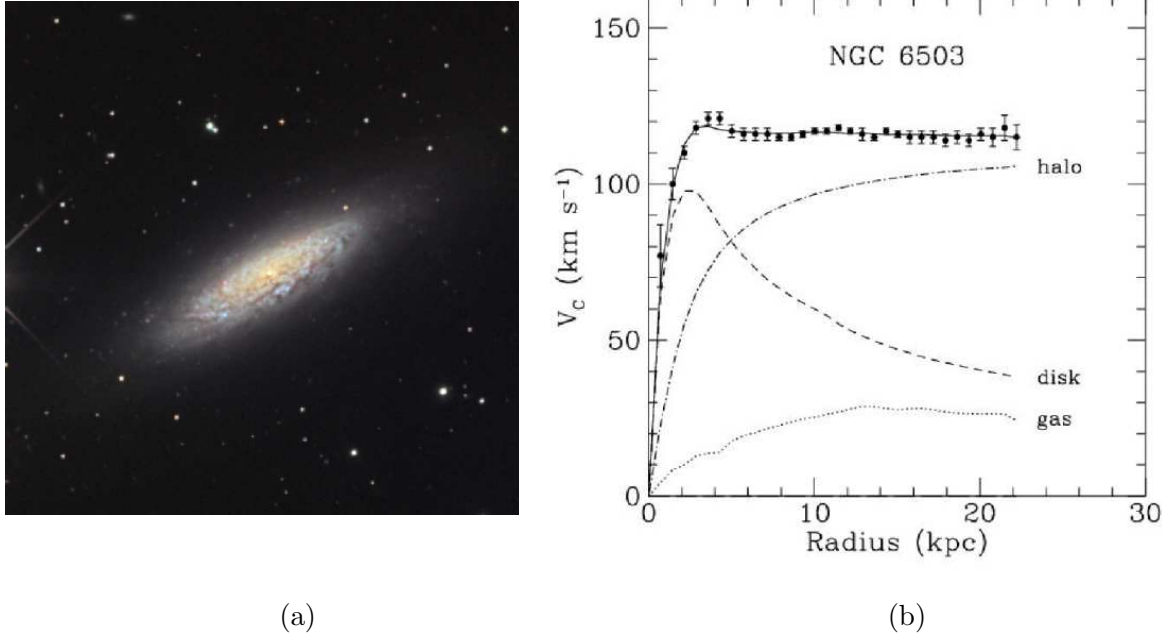


Abbildung 2.4: (a) CCD-Aufnahme der Spiralgalaxie NGC 6503 [14]. (b) Rotationskurve von NGC 6503 [15].

Das *kosmologische Prinzip*, auf dem das Standardmodell der Kosmologie aufbaut, besagt, daß das Universum auf großen Längenskalen homogen und isotropisch ist [9]. Die Dynamik des Universums wird durch die Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie beschrieben. Diese nehmen unter Verwendung der Robertson-Walker-Metrik die einfache Form

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} \quad (2.1)$$

an, die auch als die *Friedmann-Gleichung* bezeichnet wird.  $G$  ist die Newtonsche Gravitationskonstante und  $a(t)$  der Skalenfaktor der Robertson-Walker-Metrik ( $ds^2 = dt^2 - a^2(t)d\mathbf{x}^2$ ), er enthält die gesamte Dynamik des Universums.  $d\mathbf{x}^2$  beschreibt die Geometrie des Raumes, der entweder euklidisch ( $k = 0$ ), oder positiv ( $k = -1$ ) bzw. negativ ( $k = +1$ ) gekrümmt sein kann. Den Ausdruck  $\frac{\dot{a}}{a} = H(t)$  nennt man den *Hubbleparameter*. Hubbles Beobachtung der Galaxienflucht wird beschrieben durch das Hubblegesetz, das die Fluchtgeschwindigkeit einer Galaxie  $v$  mit ihrer Entfernung  $d$  in Beziehung setzt:

$$v = H \cdot d \quad (2.2)$$

Als *Hubblekonstante* bezeichnet man den Hubbleparameter zur Zeit  $t_0$  (Gegenwart):  $H_0 \equiv H(t_0) = h \cdot 100 \text{ km/s/Mpc}$ . Beobachtungen liefern einen Wert  $h =$

$0.71_{-0.03}^{+0.04}$  [12]. Ob sich die Expansion des Universums fortsetzt, oder durch die Massenanziehung der im Universum enthaltenen Materie angehalten und in eine Kontraktion umgekehrt wird, hängt von der totalen Energiedichte  $\rho$  des Universums ab. Sie setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der Massendichte  $\rho_m$ , d.i. die Summe aus Strahlungsenergie und baryonischer sowie Dunkler Materie, und der sogenannten *Vakuumenergiedichte*  $\rho_\Lambda$ , auch *Dunkle Energie* genannt. Die Massendichte  $\rho$  des Universums wird meist in Einheiten der kritischen Dichte  $\rho_{krit} = 3H^2/8\pi G$  angegeben, die gerade notwendig wäre, um die Expansion des Universums anzuhalten<sup>7</sup>. Ist der Dichteparameter  $\Omega = \frac{\rho}{\rho_{krit}} < 1$ , so würde sich die Expansion fortsetzen. Messungen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes legen einen Wert von  $\Omega = 1.02 \pm 0.02$  nahe [12]. Der Anteil der sichtbaren, als Galaxien und Sterne beobachtbaren Materie liegt jedoch nur bei  $\Omega_L \approx 0.005$  [2]. Die Häufigkeiten der im Urknall produzierten leichten Elemente  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\text{D}$ ,  $^7\text{Li}$  sind durch die Dichte der Protonen und Neutronen, der sogenannten Baryondichte  $\Omega_b$  gegeben. Daher kann aus der gemessenen Verteilung der leichten Elemente die gesamte, sichtbare und unsichtbare Baryondichte bestimmt werden. Auch sie ist kleiner als die untere Grenze der Gesamtmateriedichte des Universums. Messungen des WMAP-Experiments liefern den bislang genauesten Wert von  $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$  [12]. Ein großer Teil der baryonischen Materie liegt also in Form von nicht leuchtender Dunkler Materie, z.B. in Form von Schwarzen Löchern, Neutronensternen oder Weißen Zwergsternen vor. Die Messungen von WMAP liefern einen Materie-Dichteparameter von  $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$ , was auf einen erheblichen Anteil an nichtbaryonischer Dunkler Materie hindeutet. Beobachtungen weit entfernter Supernovae zeigen darüberhinaus [1], daß den weitaus größten Teil der Dichte des Universums mit  $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$  die Dunkle Energie einnimmt, die eine gravitativ abstoßende Wirkung hat und eine beschleunigte Expansion des Universums bewirkt.

Eine mögliche Erklärung für die nichtbaryonische Dunkle Materie im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik könnten Neutrinos liefern. Sie könnten zur Dunklen Materie beitragen, da sie eine Masse haben. Der Versuch, die nichtbaryonische Dunkle Materie mit Hilfe der Neutrinos zu erklären, verträgt sich jedoch nicht mit der Strukturbildung im Universum. Diese hängt stark von der Masse der Teilchen ab: Je leichter die Teilchen sind, desto schneller bewegen sie sich. Strukturen, die sich infolge von Fluktuationen in der Masseverteilung des frühen Universums gebildet haben, würden durch die schnelle Bewegung der Teilchen wieder verwaschen. Um die Strukturen des heutigen Universums zu erklären, braucht man langsamere und damit schwerere Teilchen als die Neutrinos. Diese Teilchen fehlen im Standardmodell. In Erweiterungen des Standardmodells gibt es jedoch Voraussagen zu massiven, schwach wechselwirkenden Teilchen, die WIMPs<sup>8</sup> genannt werden.

Eine solche Erweiterung des Standardmodells stellen z.B. die supersymmetrischen Modelle (SUSY<sup>9</sup>) dar. Sie sagen neue, supersymmetrische Teilchen voraus, die mit Masse behaftet sind und keine elektromagnetische Wechselwirkung untereinander

---

<sup>7</sup> $\rho_{krit}(t_0) \approx 5 p^+ / m^3$

<sup>8</sup>Weakly Interacting Massive Particle

<sup>9</sup>SUperSYmmetry

der und mit 'normaler' Materie eingehen. Von den Teilchen des Standardmodells unterscheiden sich die SUSY-Teilchen durch eine multiplikative Quantenzahl, der R-Parität. Sie ist mit der Baryonenzahl  $B$ , der Leptonenzahl  $L$  und dem Spin  $S$  über die Beziehung  $R = (-1)^{3B+L+2S}$  verknüpft. Für Teilchen hat die R-Parität den Wert 1, für ihre SUSY-Partner -1. Verlangt man in einer minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) die Erhaltung der R-Parität, so hat dies zur Konsequenz, daß SUSY-Teilchen nur paarweise erzeugt werden können und am Ende der Zerfallskette solcher Teilchen das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP<sup>10</sup>), das sogenannte Neutralino  $\tilde{\chi}^0$  steht, welches stabil ist. Das Neutralino gilt als einer der vielversprechendsten Kandidaten für Dunkle Materie. Es wird beschrieben als eine quantenmechanische Superposition von elektrisch neutralen SUSY-Fermionen:

$$\tilde{\chi}^0 = N_1\tilde{\gamma} + N_2\tilde{Z}^0 + N_3\tilde{H}_1^0 + N_4\tilde{H}_2^0 \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^4 |N_i|^2 = 1$$

mit dem Photino  $\tilde{\gamma}$ , dem Zino  $\tilde{Z}^0$  und den beiden Higgsinos. Die Parameter des MSSM (der Higgsino-Massenparameter  $\mu$ , die gemeinsame skalare Masse der SFermionen auf der GUT<sup>11</sup>-Skala  $m_0$ , die gemeinsame Gaugino-Masse (GUT-Skala)  $m_{1/2}$ , die universelle 'trilineare Kopplung' (GUT-Skala)  $A_t$ , die pseudoskalare neutrale Higgsmasse  $M_A$  sowie das Verhältnis der Higgs-Vakuum-Erwartungswerte auf der elektroschwachen Skala  $\tan\beta$  [9]) bestimmen die Eigenschaften des LSP, insbesondere seine Masse, seine Wirkungsquerschnitte für Vernichtungsreaktionen sowie die möglichen Zerfallskanäle in nachweisbare Teilchen.

Eine direkte Nachweismethode bei der Suche nach Dunkler Materie beruht auf der elastischen Streuung der WIMPs an Atomkernen. Hierbei wird ein Rückstoß auf die Kerne übertragen, welcher gemessen werden kann. Das größte Problem hierbei ist die extrem geringe Streurrate der WIMPs. Energiedepositionen durch natürliche Radioaktivität sind ohne entsprechende Vorkehrungen wesentlich häufiger. Daher muß der Detektor aus Materialien aufgebaut sein, die sehr wenig radioaktive Isotope enthalten. Außerdem muß er vor der kosmischen Höhenstrahlung abgeschirmt sein. Rückstreuexperimente befinden sich daher in unterirdischen Minen oder Tunneln, wie beispielsweise das DAMA<sup>12</sup>-Experiment im Gran Sasso-Tunnel in Italien [16].

Darüberhinaus kann das Neutralino indirekt über Zerfallsprodukte in Annihilationsprozessen nachgewiesen werden. Zerfallen  $\chi\bar{\chi}$ -Paare über  $Z_0$ ,  $W^\pm$  oder  $q\bar{q}$ -Paare in sichtbare Materie, so können die Zerfallsprodukte, Protonen, Elektronen sowie deren Antiteilchen oder auch hochenergetische Photonen nachgewiesen werden [17]. Mit dem AMS02-Detektor kann nach Dunkler Materie in den  $\gamma^-$ ,  $\bar{p}$ - und  $e^+$ -Zerfallskanälen der Neutralino-Annihilation gesucht werden.

In Abbildung 2.5a ist das Spektrum der Antiprotonen  $\bar{p}$  gezeigt, wie es von verschiedenen Experimenten gemessen wurde. Oberhalb von etwa 10 GeV sind die

---

<sup>10</sup>Lightest Supersymmetric Particle

<sup>11</sup>Grand Unified Theories

<sup>12</sup>DARk MATter Search



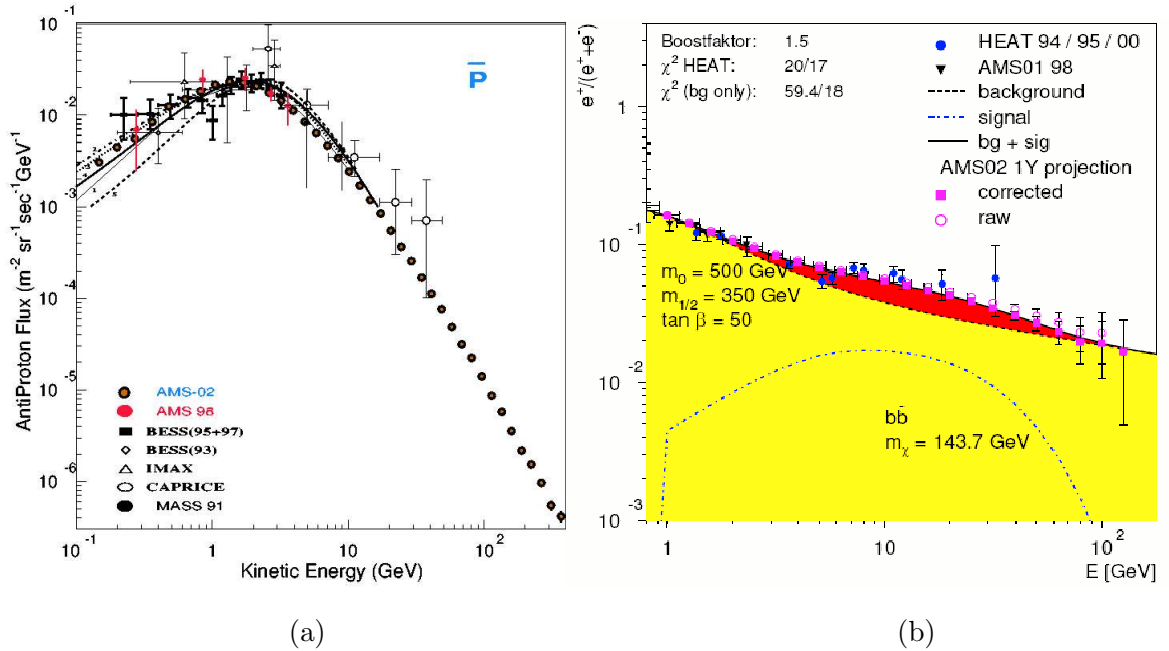


Abbildung 2.5: (a) Das Spektrum der Antiprotonen, gemessen von bisherigen Experimenten und simuliert für AMS02 [9]. (b) Erwartete Überhöhung des Positronenspektrums für den Fall einer  $\chi\bar{\chi}$ -Annihilation [18].

Messungen aufgrund der geringen Statistik mit großen Fehlern behaftet. Ebenfalls dargestellt ist die nach dreijähriger Meßzeit für den AMS02-Detektor erwartete Sensitivität auf Antiprotonen, ohne eine mögliche  $\chi\bar{\chi}$ -Annihilation zu berücksichtigen. Im Falle eines SUSY-Beitrages ergäbe sich eine Erhöhung des  $\bar{p}$ -Flusses bei hohen Energien.

Abbildung 2.5b zeigt das von AMS01 und HEAT gemessene Positronenspektrum. Die Meßdaten von HEAT könnten im Energiebereich  $> 5 GeV$  einen Hinweis auf ein Neutralino-Annihilationssignal liefern, die geringe Statistik macht die Messungen aber noch nicht aussagekräftig. Zusätzlich sind Simulationsdaten eines Positronenspektrums eingezeichnet, wie es für AMS02 nach etwa einjähriger Meßzeit erwartet wird, sollte ein Neutralino mit einer Masse von  $m_{\tilde{\chi}} = 144 GeV$  existieren. Die Simulation beruht auf dem von einem Diffusionsmodell beschriebenen interstellaren Fluß von primären und sekundären Positronen. Um die gemessenen Spektren erklären zu können, muß der simulierte Positronenfluß mit einem Boostfaktor von 1.5 multipliziert werden, welcher die inhomogene Verteilung der Dunklen Materie berücksichtigt. Es steht zu vermuten, daß die Dunkle Materie wie auch die 'normale' Materie nicht homogen verteilt ist, sondern daß sich die leuchtende Materie um Galaxien aus Dunkler Materie anordnet.

Um ein Neutralino-Annihilationssignal vom Untergrund der kosmischen Strahlung zu separieren, ist der AMS02-Detektor aus verschiedenen Subsystemen aufgebaut, die im Folgenden vorgestellt werden.

## 2.2 Aufbau

Den Aufbau des AMS02-Detektors zeigt Abbildung 2.6. Der Detektor umfasst die folgenden Komponenten:

- Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einer mehrlagigen Blei/Szintillator-Fiber-Struktur (*Sandwich-Kalorimeter*), in dem die durchfliegenden primären Teilchen durch zahlreiche Wechselwirkungen Teilchenschauer von sekundären Teilchen erzeugen, welche mit Photomultipliern detektiert werden [24]. Da die Form der Schauer, wie auch die Signalspektren in den Szintillatoren für leichte und schwere Teilchen unterschiedlich sind, lassen sich so Teilchen gleicher Ladung, aber unterschiedlicher Masse (z.B. Protonen, Positronen) selektieren. Mit dem ECAL wird eine Unterdrückung des Protonenuntergrundes um einen Faktor  $10^3$  bis  $10^4$  im Energiebereich von 10 bis 500 GeV möglich sein. Der gesamte Detektor soll eine Unterdrückung von  $> 10^6$  liefern, wobei ein Faktor  $> 10^2$  vom Übergangsstrahlungsdetektor geleistet wird (s.u.).

- Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH)

Der RICH dient sowohl zur Bestimmung der Ladung als auch der Geschwindigkeit des durchfliegenden Teilchens. Es sollen verschiedene Isotope im Massenbereich von  $A < 15 - 20$  und Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c} < \frac{p}{A} < \sim 12 \frac{\text{GeV}}{c}$  identifiziert werden. Der RICH besteht aus einer Radiatorlage, in welcher beim Durchgang eines geladenen Teilchens mit  $v > c_{\text{Radiator}}$  Cherenkov-Licht erzeugt wird, das in einer in einem Abstand von 450 mm zum Radiator angebrachten Detektorlage registriert wird. Hier werden die charakteristischen Cherenkov-Ringbilder von Photomultipliern ausgelesen. Zur Vergrößerung der Akzeptanz des Detektors ist der Raum zwischen Radiator und Detektor von einem konischen Spiegel umschlossen. Die Teilchengeschwindigkeit soll mit einer Genauigkeit von 0.1% für  $\beta = \frac{v}{c} > 0.95$  bestimmt werden [24].

- Time of Flight System (ToF)

Das ToF besteht aus zwei Komponenten oberhalb und unterhalb des Siliziumspurdetektors (s.u.). Beide Komponenten bestehen aus jeweils zwei Schichten von Szintillatoren, die zusammen ein gekreuztes Paar zu beiden Enden des Spurdetektors bilden und als primärer Trigger für den gesamten AMS02-Detektor dienen. Die Zeitaufösung des ToF für Protonen beträgt etwa 120 ps. Ebenso wird mit dem ToF die Fluggeschwindigkeit und -richtung des durchfliegenden Teilchens bestimmt. Über eine Messung des Energieverlusts des Teilchens im ToF können zusätzlich Aussagen über den Betrag der Ladung des Teilchens gemacht werden [24].

- Der supraleitende Magnet

Der supraleitende Magnet des AMS02-Experiments besteht aus zwei in Serie geschalteten, zu einem Ring angeordneten Dipol-Magnetspulen, die aus Niob-Titandraht gewickelt und mit Aluminium verstärkt sind und das transversale

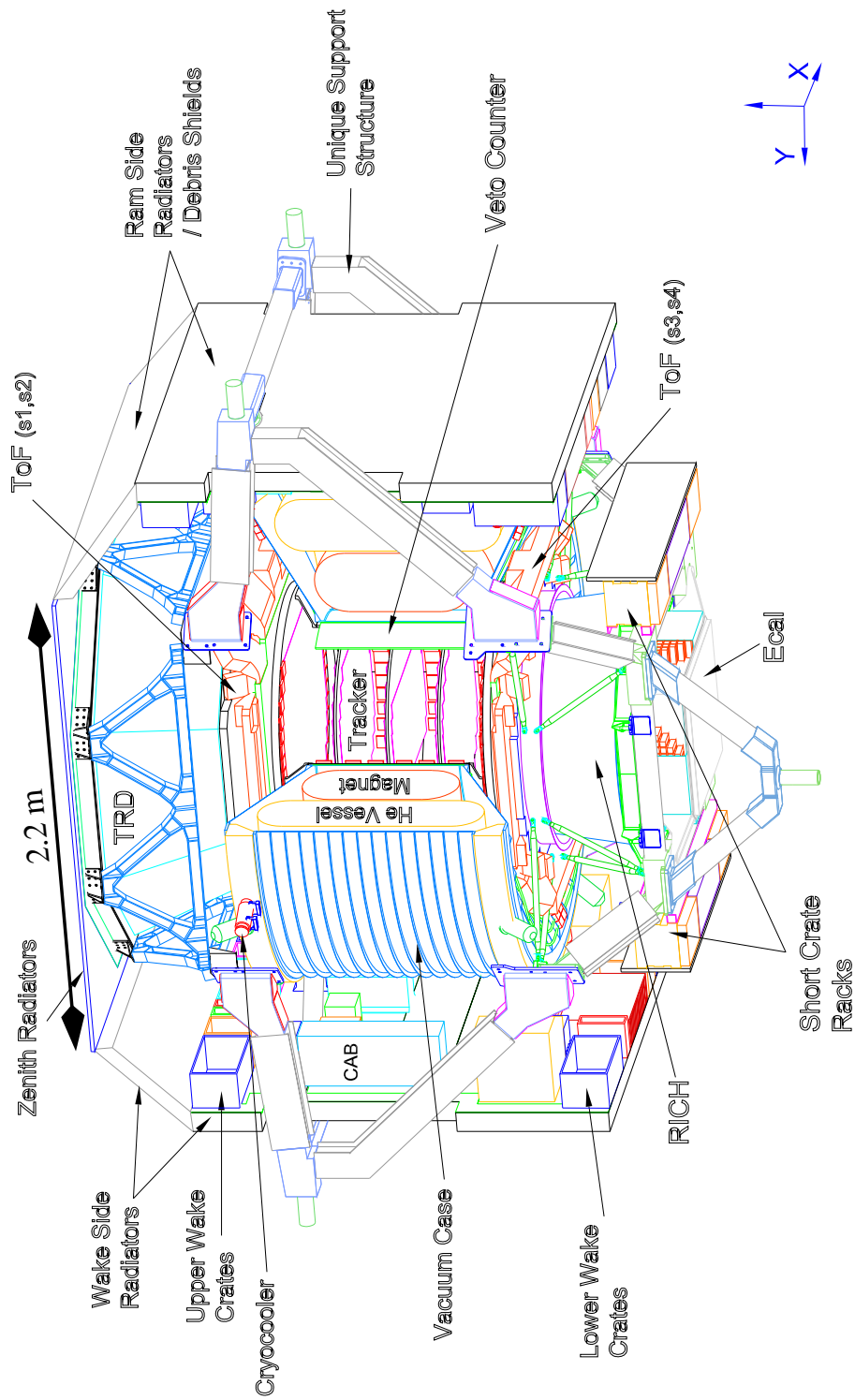


Abbildung 2.6: Aufbau des AMS02-Detektors [35].

Magnetfeld in  $+x$ -Richtung des AMS02-Detektors erzeugen. Bei einem Strom von  $459\text{ A}$  wird ein Magnetfeld von  $0.9\text{ T}$  ( $B \cdot L^2 = 0.86\text{ Tm}^2$ ) erzeugt. Zur Reduzierung des Streufeldes außerhalb des Magneten (max.  $4\text{ mT}$  in einem Radius von  $3\text{ m}$ ) und des magnetischen Dipolmoments des gesamten Detektors dienen zwei Serien von je 6 magnetfeldformenden Spulen. Diese reduzieren das durch die Wechselwirkung mit dem Erdmagnetfeld hervorgerufene Drehmoment auf die ISS auf  $0.27\text{ Nm}$  [19]. Die Spulen werden in einem Vakuumtank bei einer Temperatur von  $1.8\text{ K}$  und einem Druck von  $20\text{ mbar}$  betrieben. Die Kühlung erfolgt durch superfluides Helium, welches sich in einem  $2500\text{ l}$  fassenden Tank befindet und durch Verdunstung über vier Strahlungsschilde den supraleitenden Zustand des Magneten aufrecht erhält. Über Kryokühler wird zusätzlich eine Wärmeleistung von  $\sim 12\text{ W}$  bei einer Temperatur von  $68\text{ K}$  an die äußere Abschirmung abgeführt [24].

- Der Silizium-Spurdetektor (Tracker)

Der Silizium-Spurdetektor ist das Kernstück des AMS02-Detektors. Er besteht aus acht Lagen Siliziumstreifendetektoren, 6 doppelseitigen und 2 einseitigen, mit einer Gesamtfläche von  $\sim 8\text{ m}^2$ . Die Akzeptanz des Trackers beträgt  $0.5\text{ m}^2 \cdot \text{sr}$  [24]. Durch Messung der Krümmungsradien der Flugbahnen der den Detektor durchfliegenden elektrisch geladenen Teilchen kann deren Impuls, und über Energieverlustmessungen ihre Ladung bestimmt werden. Die  $300\text{ }\mu\text{m}$  dicken, n-dotierten Silizium-Wafer (Abmaße:  $41.4\text{ mm} \times 73\text{ mm}$ ) haben eine doppelseitige Auslesestruktur. Der Abstand der in  $x$ -Richtung (senkrecht zum Magnetfeld) verlaufenden Si-Streifen beträgt  $27.5\text{ }\mu\text{m}$ , in  $y$ -Richtung  $104\text{ }\mu\text{m}$ . In  $x$ -Richtung wird jeder vierte, in  $y$ -Richtung jeder zweite Streifen ausgelesen. Die Wafer werden auf bis zu  $70\text{ cm}$  langen 'Leitern' aufgeklebt. Der Tracker besteht aus insgesamt 192 solcher Leitern mit  $\sim 200000$  Auslesekanälen. Er erreicht eine Ortsauflösung von  $30$  bzw.  $10\text{ }\mu\text{m}$  in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung und damit eine Impulsauflösung für Protonen von  $\sim 3\%$  bei einer Energie von  $100\text{ GeV}$  [24]. Bei niedrigen Impulsen ist diese Auflösung durch die Vielfachstreuung beschränkt, bei hohen Impulsen durch die Stärke des Magnetfeldes.

Die  $x$ - und  $y$ -Positionen der Trackerlagen zueinander werden mit einem Laser-Alignmentsystem überwacht. Die acht Lagen werden dazu an fünf Positionen mit jeweils zwei gepulsten Laserstrahlen bei einer Wellenlänge des Lasers von  $1082\text{ nm}$  durchleuchtet. Die relative Anordnung der acht Lagen zueinander kann so mit einer Genauigkeit von  $5\text{ }\mu\text{m}$  bestimmt werden.

- Der Antikoinzidenzzähler (ACC)

Elektrisch geladene Teilchen, die den Detektor seitlich durchfliegen, werden mit dem ACC registriert. Dieser besteht aus  $8\text{ mm}$  dicken Plastiksintillatoren, unterteilt in 16 Modulen, die an einem  $1\text{ mm}$  dicken CFC-Zylinder rings um den Tracker angeordnet sind und mit Photomultipliern ausgelesen werden. Der ACC liefert im Falle eines registrierten Ereignisses ein Veto-Signal.

- Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Der TRD separiert Teilchen gleicher Ladung und Energie, aber unterschiedlicher Masse unter Ausnutzung des Übergangsstrahlungseffektes. Er besteht aus insgesamt 20 Schichten aus einem 22 mm dicken Faserradiator und darunterliegenden Proportionalkammern. Die Kammern bestehen aus jeweils 16 Röhren (sog. *Straws*) mit einem Innendurchmesser von 6 mm und einer Wandstärke von 72  $\mu\text{m}$ . Dabei sind die oberen und unteren vier Lagen in  $x$ -Richtung, die dazwischenliegenden 12 Lagen in  $y$ -Richtung orientiert. Damit liefert der TRD 3D-Spurinformationen über die durchfliegenden Teilchen außerhalb des Magnetfeldes.

In der Radiatorschicht erzeugen durchfliegende elektrisch geladene Teilchen in Abhängigkeit des Lorentzfaktors  $\gamma$  Übergangsstrahlung im Röntgenbereich, die in den Proportionalkammern registriert wird. Die Kammern sind mit einem Gasgemisch aus 80% Xenon und 20%  $\text{CO}_2$  gefüllt. Im Zentrum der Straws ist ein 30  $\mu\text{m}$  dicker Anodendraht gespannt, über den die elektrischen Signale ausgekoppelt werden. Die von den TR-Photonen erzeugten Primärladungen werden im Bereich hoher Feldstärken in der Nähe des Anodendrahtes vervielfacht [22].

Der beschriebene Aufbau liefert bei einer Höhe von 60 cm, einer Gewichtslimitierung von 494 kg für den TRD und der Minimierung der Strahlungslänge von Materialien im Akzeptanzbereich des Trackers die optimale Konfiguration für einen im Weltall betriebenen Detektor [24].

Der TRD soll eine Protonenunterdrückung von  $10^2$  bis  $10^3$  im Energiebereich von 5 – 300 GeV bei einer Nachweeffizienz für Positronen von 90% erreichen. Zusammen mit dem ECAL (s.o.) soll somit der notwendige Protonenunterdrückungsfaktor von  $> 10^6$  erreicht werden.

Abbildung 2.7 zeigt die mit einem 20-lagigen TRD-Prototypen bei einem Strahltest in der X7-Strahllinie des SPS<sup>13</sup> gemessene Protonenunterdrückung für Strahlenergien bis 250 GeV. Es wurden mehr als 2 Millionen Ereignisse von  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\pi^-$ , und  $p^+$  aufgenommen. Der Prototyp besteht wie der TRD aus den oben beschriebenen Lagen aus Radiator und Proportionalkammern, es wurde das Xe/ $\text{CO}_2$ -(80:20)-Gasgemisch eingesetzt. Zusätzlich sind in Abbildung 2.7 die berechneten Protonenunterdrückungsfaktoren einer mit dem Softwarepaket GEANT 3.21 erstellten Monte-Carlo-Simulation des TRD-Prototypen eingezeichnet. Die Protonenunterdrückungsfaktoren liegen im gesamten Energiebereich über dem geforderten Wert von  $10^2$  bei einer Elektroneneffizienz von 90% [21].

---

<sup>13</sup>Super Proton Synchrotron am CERN, Genf

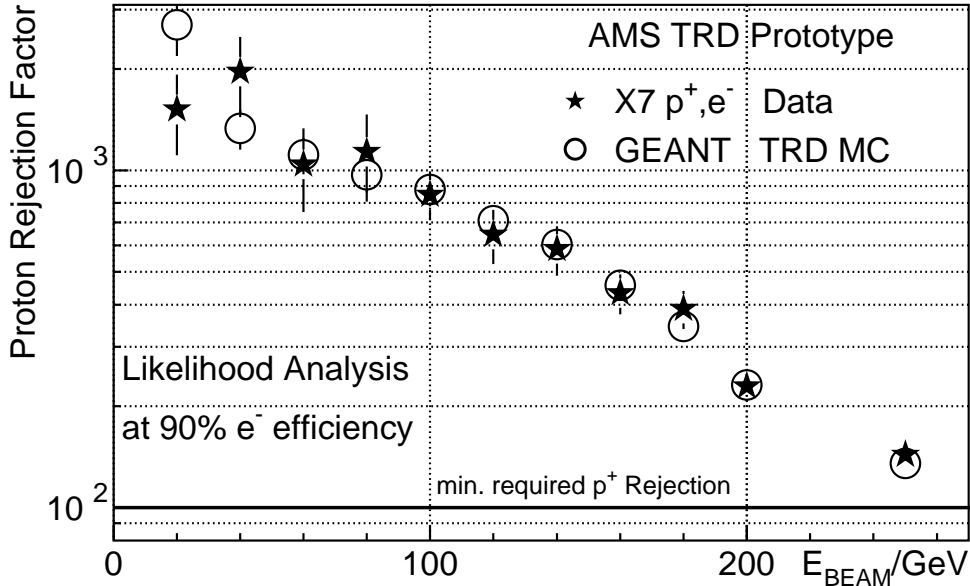


Abbildung 2.7: Gemessener und MC-berechneter Protonenunterdrückungsfaktor in Abhängigkeit der Strahlenergie für einen 20-lagigen TRD-Prototypen [21].

## 2.3 Betrieb unter Weltraumbedingungen

Bei einer Meßdauer von drei Jahren auf der ISS ergeben sich besondere Herausforderungen bei der Konstruktion und dem Bau des Detektors, da auf weltraumtechnische Gegebenheiten Rücksicht genommen werden muß. Die genauen Bestimmungen für den Bau und den Betrieb von AMS02 wurden von der NASA<sup>14</sup> festgelegt [23].

- Der Detektor wird im Hochvakuum betrieben. Die auf der ISS für den TRD erlaubte maximale Niederschlagsrate auf andere Bauteile der Raumstation von  $10^{-14} \frac{g}{s \cdot cm^2}$  darf nicht durch das Ausgasen verschiedener Detektorkomponenten überschritten werden. Der mitgeführte Gasvorrat (z.B. für den TRD) muß ausreichen, um eine Meßzeit über drei Jahre zu gewährleisten. Dabei treten Gasverluste auch ohne makroskopische Lecks aufgrund der Diffusion der Gase durch die dünnen Kammerwände auf. Messungen zum Diffusionsverhalten des AMS02-TRD-Gasgemischs werden in Kapitel 5 vorgestellt.
- Abhängig von der Lage zur Sonne treten Temperaturschwankungen an der Außenwand des Detektors von  $-180^\circ C$  bis  $+50^\circ C$  auf. Mit Hilfe von Abschirmungen mit einer MLI<sup>15</sup>-Folie werden diese Schwankungen im TRD auf  $-13^\circ C$  bis  $+35^\circ C$  reduziert. Aus Sicherheitsgründen muß die Funktionalität der Elektronik und der Proportionalkammern bei Temperaturschwankungen zwischen  $-45^\circ C$  und  $+60^\circ C$  gewährleistet sein.

<sup>14</sup>National Aeronautics and Space Administration, Weltraumbehörde der USA

<sup>15</sup>Multi Layer Insulation

- Bei Start und Landung mit dem Space Shuttle treten die größten mechanischen Belastungen auf. Der Detektor ist so konstruiert, daß Beschleunigungen in  $z$ -Richtung von bis zu  $9.6g$  (bei der Landung) keine Beschädigungen der mechanischen und elektronischen Bauteile verursachen und die Funktionalität des Detektors nicht beeinflussen.
- Die Gewichtsbeschränkung des gesamten AMS02-Detektors wurde auf  $6717\text{ kg}$  festgelegt. Daher werden beim Bau des TRD leichte und gleichzeitig sehr stabile Materialien, hauptsächlich Aluminium, Titan sowie Kohlefaserverbundstoffe verwendet.
- Die Datenübertragungsrate zur Raumstation ist auf einen optischen Link mit maximal  $1\text{ MB/s}$  begrenzt.
- Die Stromversorgung des Detektors erfolgt über ein Verbindungskabel zur ISS mit einer Spannung von  $120\text{ V}$ . Für den gesamten Detektor steht eine Gesamtstromleistung von  $2\text{ kW}$  zur Verfügung.

Nach der Installation von AMS02 auf der Raumstation ist kein Zugang zum Detektor mehr möglich. Wartungsarbeiten können nicht mehr durchgeführt werden, was eine hohe Zuverlässigkeit aller Detektorkomponenten erfordert.

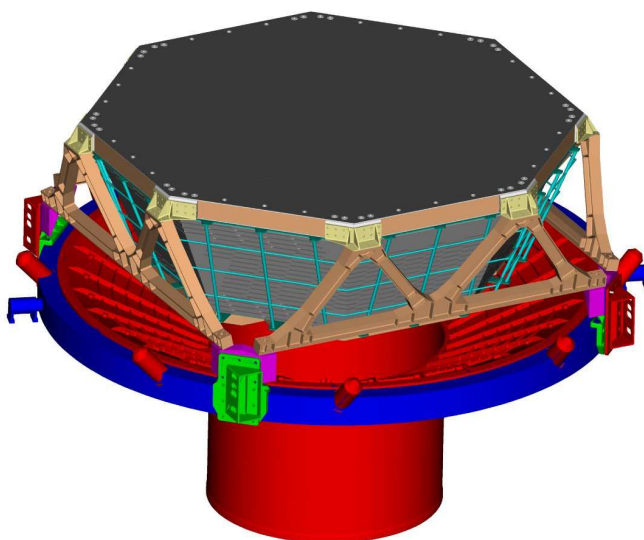




## Kapitel 3

# Der Übergangsstrahlungsdetektor

Aufgabe des Übergangsstrahlungsdetektors ist die Trennung von Teilchen gleicher Ladung und unterschiedlicher Masse ( $p, e^+$  bzw.  $\bar{p}, e^-$ ). Für die Messung des Positronenspektrums muß der Untergrund der Protonen um einen Faktor  $> 10^6$  im Energiebereich von 5 bis 300 GeV reduziert werden. Der TRD soll einen Unterdrückungsfaktor der Protonen von  $> 10^2$  erreichen, während ein Faktor  $> 10^3$  vom elektromagnetischen Kalorimeter beigesteuert wird (s. Kapitel 2).



Zu diesem Zweck nutzt der TRD den Effekt der Übergangsstrahlung. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die Theorie der Übergangsstrahlung und ihres Nachweises in gasgefüllten Detektoren beschrieben. Für eine vollständige Behandlung dieser Theorie, die über den Umfang dieser Arbeit hinausgehen würde, sei auf die Literatur verwiesen [25], [26], [27]. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit dem Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors.

Abbildung 3.1: Der AMS-02-Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). Zu erkennen sind die M-Struktur, die Oktagon-Tragestruktur sowie der obere Magnetflansch (siehe Abschnitt 3.2) [38].

### 3.1 Übergangsstrahlung

Der Effekt der Übergangsstrahlung wurde bereits 1945 theoretisch von Ginzburg und Frank beschrieben [28]. Bewegt sich ein geladenes Teilchen von einem Medium mit dem Brechungsindex  $n_1$ , bzw. der dielektrischen Konstante  $\epsilon_1$  in ein anderes Medium ( $n_2, \epsilon_2$ ), so verursacht der Übergang des Teilchens von Medium 1 nach Medium

2 eine Änderung der Phasengeschwindigkeit in der Wellenfunktion des Teilchens. Eine anschauliche Möglichkeit zum Verständnis des Übergangsstrahlungseffekt bietet die aus der Elektrodynamik bekannte Methode der Spiegelladungen [29]. Man betrachte dazu ein geladenes Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit  $v \ll c$  gemäß Abbildung 3.2 auf einen idealen, unendlich ausgedehnten Leiter zubewegt. Dabei influenziert das Teilchen innerhalb des Leiters eine (gedachte) Spiegelladung gleichen Betrages aber umgekehrten Vorzeichens, welche sich in umgekehrter Richtung auf die Grenzfläche zubewegt. Man erhält also einen sich zeitlich ändernden Dipol, der bei Erreichen der Grenzfläche verschwindet. Ein solcher zeitlich veränderlicher Dipol ist mit der Abstrahlung eines elektrischen Feldes, der Übergangsstrahlung verbunden. An der Grenzfläche sind sowohl die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes als auch die Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung stetig :

$$E_{\perp,1} = E_{\perp,2}, \quad \epsilon_1 \cdot E_{\parallel,1} = \epsilon_2 \cdot E_{\parallel,2} \quad (3.1)$$

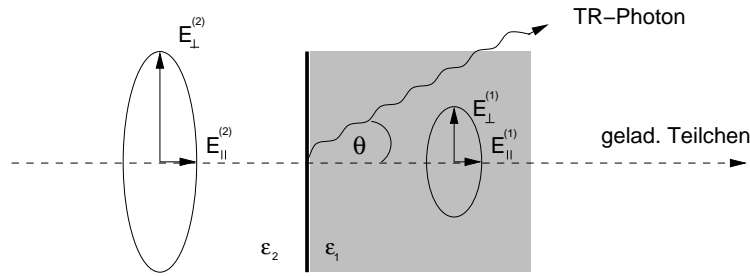


Abbildung 3.2: Entstehung von Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche.

Die im nichtrelativistischen Fall abgestrahlten Photonen der Übergangsstrahlung haben Energien, deren Frequenzen gemäß  $E = \hbar\omega$  im Bereich des sichtbaren Lichts liegen, und deren Winkelverteilung der eines elektrischen Dipols entspricht.

Betrachtet man den relativistischen Fall ( $v \approx c$ ), so ist das elektrische Feld der Spiegelladung aufgrund der Lorentzkontraktion senkrecht zur Flugrichtung des Teilchens verzerrt. Die Übergangsstrahlungsphotonen werden jetzt in Flugrichtung des relativistischen Teilchens abgestrahlt und liegen im Röntgenbereich ( $\sim 5 - 6 \text{ keV}$ ). Garibian zeigte [30], daß in diesem Fall die Gesamtenergie der Übergangsstrahlung direkt proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma$  ist (s.u.). Im AMS-Experiment ist nur der zweite, relativistische Fall von Bedeutung.

### 3.1.1 Übergangsstrahlung an einer Grenzschicht ( $v \approx c$ )

Im Röntgenbereich sind die Energien der TR-Photonen groß gegen die Bindungsenergien der Elektronen im Material. Die Elektronen können daher als quasifrei betrachtet werden. Betrachtet man das Medium als ein Elektronengas der Dichte  $n$  mit der Plasmfrequenz  $\omega_P = \sqrt{4\pi\alpha n/m_e}$ , wobei  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  die elektromagnetische

Feinstrukturkonstante und  $m_e$  die Elektronenruhemasse bezeichnet, so hängt die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  nur von der Plasmafrequenz des jeweiligen Materials ab:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}, \quad (3.2)$$

wenn  $\omega$  die Frequenz des Übergangsstrahlungsphotons ist, von der man annimmt, daß sie groß gegen die Plasmafrequenzen der beteiligten Medien ist :  $\omega \gg \omega_{P1} > \omega_{P2}$ . Aus den Maxwellgleichungen für das elektromagnetische Feld ergibt sich damit die Winkelverteilung der Übergangsstrahlung an einer einzelnen Grenzfläche:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \theta \partial E} = 2 \cdot \pi \cdot \theta \cdot |a(\omega)|^2 \quad (3.3)$$

wobei für die Amplitude  $a(\omega)$  gilt:

$$a(\omega) = \frac{\sqrt{\alpha} \cdot \theta}{\pi} \cdot \left[ \left( \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_{P1}}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right)^{-1} - \left( \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_{P2}}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right)^{-1} \right] \quad (3.4)$$

Der maximale Abstrahlungswinkel  $\theta_{max}$  verkleinert sich also mit größer werden der Photonenenergie. Die Intensitätsverteilung hat bei  $\theta_{max} \approx \gamma^{-1}$  ein Maximum. Integriert man Gleichung 3.3 über den Winkel  $\theta$  und über die Energie  $E$ , so erhält man die gesamte abgestrahlte Energie an einer Grenzfläche:

$$W = \frac{\alpha}{3} \cdot \hbar \cdot \frac{(\omega_{P1} - \omega_{P2})^2}{\omega_{P1} + \omega_{P2}} \cdot \gamma \quad (3.5)$$

Sie ist proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E}{m \cdot c^2}$ . Hierin liegt die Möglichkeit, mit Hilfe der Übergangsstrahlung Teilchen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Masse zu identifizieren. Die durchschnittliche Anzahl  $\langle N_\gamma \rangle$  der bei einem Übergang erzeugten Photonen liegt in der Größenordnung der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante:

$$\langle N_\gamma \rangle = \int \frac{1}{E} \cdot \frac{dW}{dE} dE \approx 0.5 \cdot \alpha \quad (3.6)$$

Daher benötigt man für eine ausreichende Anzahl an Übergangsstrahlungsphotonen einen sogenannten Radiator.

### 3.1.2 Radiatoren

Radiatoren bestehen aus einer großen Zahl der beschriebenen Grenzschichten und erzeugen eine meßbare Zahl an Übergangsstrahlungsphotonen. Man unterscheidet zwischen regulären und irregulären Radiatoren, je nach Anordnung der Grenzschichten.

1. Besteht eine solche Anordnung aus einem senkrecht zur Flugrichtung des Teilchens ausgerichteten Stapel von bis zu einigen tausend Grenzschichten, so

spricht man von einem **regulären Radiator**. Als Material verwendet man dünne Polymerfolien mit Dicken von etwa 10-20  $\mu m$  [25]. Die Dicke der Folien und ihr Abstand<sup>1</sup> zueinander sind dahingehend optimiert, daß die Intensität der elektromagnetischen Wellen, welche an den beiden Seiten jeder Folie entstehen, durch konstruktive Interferenz verstärkt wird. Für die Gesamtintensität bei einer Anordnung von  $N$  Folien unter Vernachlässigung der destruktiven Interferenz bei ausreichend großem Folienabstand ergibt sich [25]:

$$\left( \frac{d^2W}{d\theta d(\hbar\omega)} \right)_N = \left( \frac{d^2W}{d\theta d(\hbar\omega)} \right)_1 \cdot N_{eff}(\omega) \quad (3.7)$$

Hierbei ist

$$N_{eff}(\omega) = \frac{1 - \exp(N \cdot \sigma(\omega))}{1 - \exp(\sigma(\omega))} \quad (3.8)$$

die effektive Folienzahl. Sie gibt an, wie viele der  $N$  Folien wirklich zur Erzeugung von Übergangsstrahlung beitragen.  $\sigma(\omega)$  ist der Absorptionskoeffizient, welcher mit der Dicke  $d$  der Folien, ihrer Dichte  $\rho$  und dem Röntgenabsorptionskoeffizienten  $\mu(\omega)$  über  $\sigma(\omega) = \frac{\mu(\omega)}{\rho} \cdot d$  zusammenhängt. Das berechnete Energiespektrum eines Polypropylen-Folienradiator ist in Abbildung 3.3a gezeigt.

Wird die Anzahl der Folien größer, nähert sich  $N_{eff}$  der Gesamtzahl der Folien  $N$ . Damit steigt auch die Selbstabsorption der Übergangsstrahlungsphotonen an. Diese bewirkt eine Sättigung der Übergangsstrahlung, vor allem für die niederenergetischen Photonen, wie in Abbildung 3.3a zu erkennen ist. Die mittlere Anzahl der abgestrahlten Photonen  $N_\gamma$  berechnet sich gemäß

$$N_\gamma = \int_0^\infty \frac{1}{\hbar\omega} \cdot \frac{dW(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \cdot d(\hbar\omega) \quad (3.9)$$

Sie ist in Abbildung 3.3b in Abhängigkeit vom Lorentzfaktor  $\gamma$  aufgetragen. Für hohe  $\gamma$ -Werte gerät die Erzeugung der Übergangsstrahlung in eine Sättigung. Dies ist der Grund für eine Begrenzung in der  $e^+/p$ -Unterscheidung bei Übergangsstrahlungsdetektoren für hochenergetische Positronen.

An Abbildung 3.3b erkennt man deutlich die Möglichkeit der Trennung von leichten und schweren Teilchen aufgrund der durch sie erzeugten Übergangsstrahlung. Während 5 GeV-Elektronen ( $\gamma \approx 9800$ ) bei einer Anordnung vieler Grenzschichten eine hohe Zahl an Übergangsstrahlungsphotonen erzeugen, ist die Ausbeute bei Protonen selbst bei Energien von 300 GeV ( $\gamma \approx 320$ ) verschwindend gering.

---

<sup>1</sup>typischerweise 200 – 300  $\mu m$

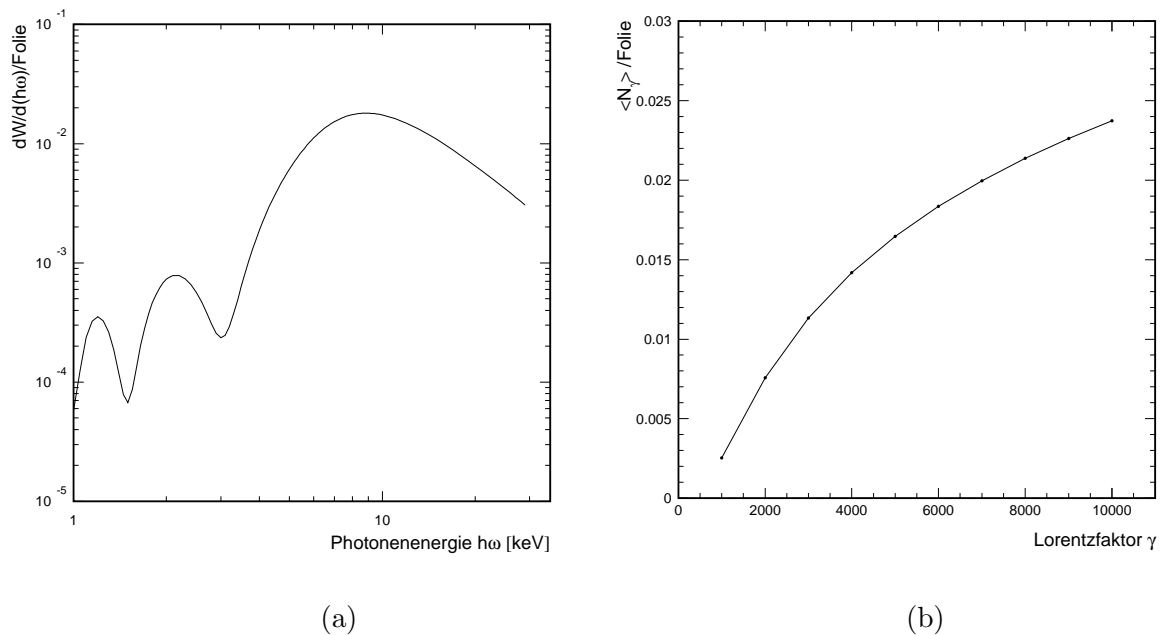


Abbildung 3.3: (a) Berechnetes Energiespektrum der Übergangsstrahlung für einen regulären Radiator aus 200 Polypropylenfolien im Vakuum. Dicke:  $20 \mu\text{m}$ , Folienabstand:  $200 \mu\text{m}$ ,  $\gamma \approx 8000$ . Zu erkennen sind die Interferenzmaxima und -minima. (b) Mittlere berechnete Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen als Funktion des Lorentzfaktors des durchgehenden Teilchens [31].

- Die Herstellung regulärer Radiatoren ist sehr aufwendig. Daher verwendet man oft sogenannte **irreguläre Radiatoren**, die aus aufgeschäumten oder faserigen Kunststoffen bestehen. Irreguläre Radiatoren sind leicht herzustellen, haben jedoch im Vergleich zu einem regulären Radiator eine geringere Ausbeute an Übergangsstrahlungsphotonen [25].

Der im TRD des AMS02-Experiments eingesetzte Radiator besteht aus einer Mischung aus 85% Polypropylen- und 15% Polyethylenfasern<sup>2</sup>. Die Fasern haben eine mittlere Dicke von  $10 \mu\text{m}$  sowie eine mittlere Dichte von  $\rho = 0.06 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  und sind orthogonal zur Flugrichtung des einfallenden Teilchens ausgerichtet. Die Ausbeute im Vergleich zu einem regulären Radiator ist um 10 - 15% verringert [32]. Um das auf der ISS gültige Ausgaslimit zu erfüllen (vgl. Kapitel 2), wurde der Radiator in einem Soxhlet-Extraktionsverfahren mit Dichlormethan ( $\text{CH}_2\text{Cl}_2$ ) gereinigt<sup>3</sup> [20].

### 3.1.3 Detektion und Nachweis

Um die Übergangsstrahlungsphotonen nachzuweisen, muß die Energie der Photonen auf geladene Teilchen übertragen werden, deren Energie gemessen wird. Dieser Prozeß der Photoabsorption wird durch des Lambert-Beersche Gesetz beschrieben:

<sup>2</sup>Bezeichnung: LRP 375 BK, Fa. Freudenberg Vliesstoffe KG

<sup>3</sup>Institut für Organische Chemie, RWTH Aachen

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu(E) \cdot x} \quad (3.10)$$

hierbei ist  $I$  die Intensität eines Photonenstrahls nach Durchgang durch ein Absorbermaterial der Dicke  $x$  und des totalen Absorptionskoeffizienten  $\mu(E)$ .  $I_0$  ist die Intensität vor Eintritt in den Absorber. Im Absorber selbst kann das Photon auf drei verschiedene Arten Energie an die Elektronen der Atome des Absorbermaterials abgeben: durch den Photoeffekt, den Comptoneffekt oder durch  $e^+e^-$ -Paarbildung. Der totale Absorptionskoeffizient setzt sich aus diesen drei Anteilen zusammen:

$$\mu(E) = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_{paar} \quad (3.11)$$

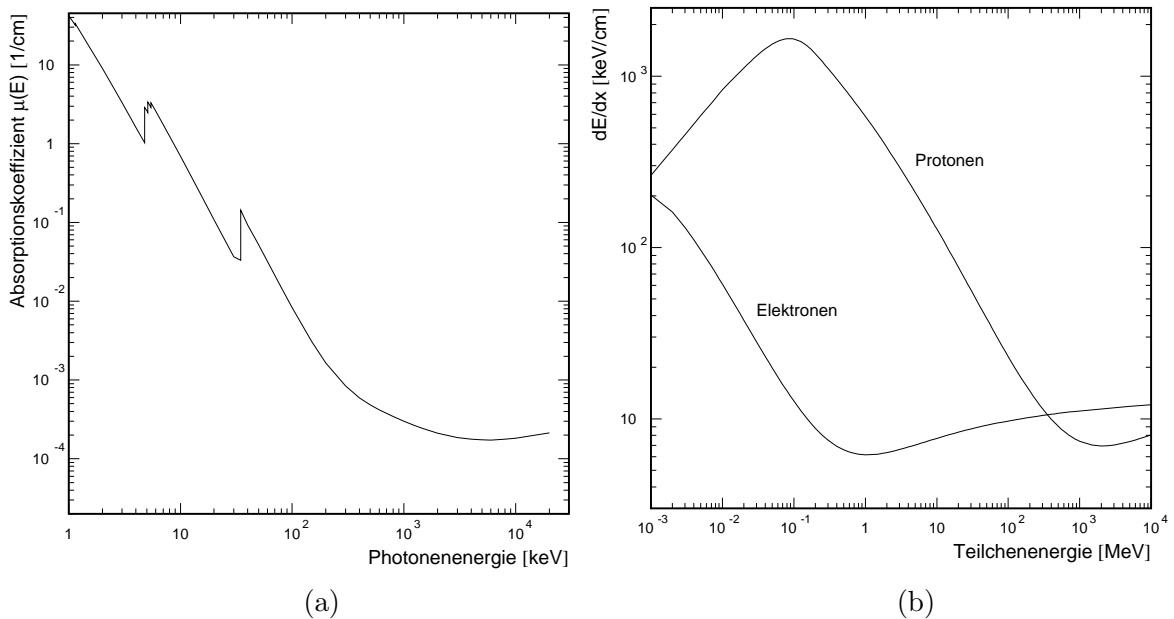


Abbildung 3.4: *Photoabsorption und Energieverlust geladener Teilchen in Xe/CO<sub>2</sub>(80 : 20). (a) Absorptionskoeffizient  $\mu(E)$  als Funktion der Photonenergie. Deutlich zu erkennen sind die Absorptionskanten bei Erreichen der K- bzw. L-Schalen [33]. (b) Energieverlust von Elektronen bzw. Protonen als Funktion der kinetischen Energie der Teilchen [34].*

Abbildung 3.4a zeigt den Absorptionskoeffizienten  $\mu(E)$  von Xe/CO<sub>2</sub> (80:20) als Funktion der Photonenergie. Im Bereich der Übergangsstrahlung bis etwa 100 keV dominiert der Photoeffekt. Hierbei überträgt das Photon seine Energie  $E_\gamma$  auf ein Hüllenelektron eines Absorberatoms, welches den Atomverbund verläßt. Ist  $E_b$  die Bindungsenergie des Hüllenelektrons im Atom, so erhält es die kinetische Energie:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_b \quad (3.12)$$

Die Photonenergie verteilt sich also auf die Bindungsenergie und die kinetische Energie des Elektrons. Die Absorptionswahrscheinlichkeit nimmt mit wachsender Photonenergie ab. Reicht die Photonenergie jedoch aus, um die Elektronen einer nächsthöheren Schale auszulösen, so steigt der Absorptionskoeffizient stark an. Auf

diese Weise entstehen die in der Abbildung 3.4a zu erkennenden Absorptionskanten. Für Übergangsstrahlungsphotonen im Energiebereich von  $10-50\text{ keV}$  bedeutet dies, daß die meisten ausgelösten Photoelektronen K- und L-Elektronen sind, also aus den innersten Schalen der Absorberatome stammen.

Der Comptoneffekt (bei dem das Photon am Elektron streut) kommt erst bei Photoenergien von mehreren  $100\text{ keV}$  vor. Für Elektron-Positron-Paarbildung muß die Photonenenergie mindestens  $1\text{ MeV}^4$  betragen. Diese beiden Effekte spielen also für die hier betrachteten Röntgenphotonen keine wesentliche Rolle.

Die von den Photoelektronen hinterlassenen Lücken (meist in der K- und L-Schale, s.o.) werden von den Elektronen höherer Schalen unter Aussendung von Röntgenfluoreszenzquanten und/oder Augerelektronen ausgefüllt, diese können ebenfalls Absorberatome ionisieren und freie Elektronen erzeugen. Haben diese ausreichend hohe kinetische Energie, so können sie weitere Ionisation hervorrufen. Der Energieverlust pro Wegstrecke geladener Teilchen in Materie, wie der Elektronen im Absorbermaterial, wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.13)$$

mit

$N_A$ :	Avogadrokonstante
$r_e, m_e$ :	Radius und Ruhemasse des Elektrons
$c$ :	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$\rho$ :	Dichte des Absorbermaterials
$Z, A$ :	Kernladungs- und Massenzahl des Absorbermaterials
$z$ :	Ladung des ionisierenden Teilchens (in Einheiten von $e$ )
$\beta$ :	relative Teilchengeschwindigkeit
$\gamma$ :	Lorentzfaktor
$T_{max}$ :	maximaler Energieübertrag pro Wechselwirkung
$I$ :	mittleres Ionisierungspotential
$\delta(\beta)$ :	Dichtekorrektur
$C$ :	Schalenkorrektur

Neben den Photonen der Übergangsstrahlung (Energiebereich  $\text{keV}$ ) ionisiert auch das primäre Teilchen selbst Atome im Absorber. Das gemessene Energiespektrum ist also stets eine Überlagerung der Übergangsstrahlung und des Energieverlustspektrums des primären Teilchens. Um diesen zweiten Anteil gering, gleichzeitig

---

<sup>42</sup> ·  $m_e$

aber den Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlung möglichst hoch zu halten, verwendet man beim TRD des AMS02-Detektors eine 6 mm dicke, mit Xenongas gefüllte Proportionalkammer. Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Aufbau einer Lage dieser Konfiguration aus Radiatorvlies und Proportionalkammer. Die hohe Kernladungszahl des Xenon ( $Z = 54$ ) ermöglicht einen hohen Absorptionskoeffizienten für die Übergangsstrahlungsphotonen, da der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts proportional zu  $Z^5$  ist. Gleichzeitig ist die Dicke der Kammern und damit die Wegstrecke der primären, hochrelativistischen Teilchen gering. Abbildung 3.6 zeigt die mit einem Prototypen aus 20 Lagen aus Radiator und Proportionalkammern gemessenen Einzelröhrchenspektren von 20 GeV Elektronen ( $\gamma \approx 40000$ ) und 160 GeV Protonen ( $\gamma \approx 170$ ) sowie einen Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Rechnungen [21]. Auch hier wird die starke Unterdrückung der Übergangsstrahlung aufgrund der höheren Masse der Protonen im Vergleich zu den Elektronen deutlich.

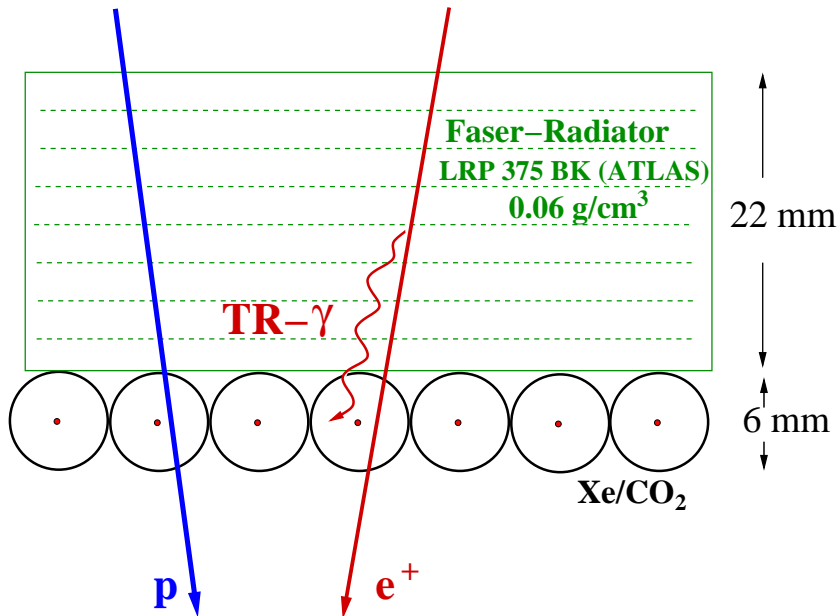


Abbildung 3.5: Schema zur Erzeugung der Übergangsstrahlung im Radiator und ihrer Detektion in der Proportionalkammer. Die Flugrichtung des relativistischen Elektrons und des TR-Photons stimmen weitgehend überein.

Im AMS02-TRD verwendet man statt reinem Xenon eine Mischung aus Xenon und Kohlendioxid<sup>5</sup>. Die ebenfalls bei dem Prozeß der Ionisation und anschließender Lawinenbildung (s. nächster Abschnitt) entstehenden UV-Quanten infolge angeregter Absorberatome können das Meßsignal verschlechtern, da sie weitere Lawinen auslösen können und so die Totzeit des Detektors erhöhen. Das CO<sub>2</sub> absorbiert die UV-Photonen und gibt die dabei aufgenommene Energie in Form von elastischen Stößen oder durch Dissoziation wieder ab<sup>6</sup>. Die im Zählgas durch die Übergangsstrahlung erzeugten Primärladungen werden über den Gasverstärkungsprozeß ver-

<sup>5</sup>Mischungsverhältnis Xe/CO<sub>2</sub>: 80:20

<sup>6</sup>man bezeichnet das CO<sub>2</sub> daher auch als *Löschgas*



vielfacht. Der Gasverstärkungsfaktor gibt das Verhältnis zwischen den am Ende des Vervielfachungsprozesses entstandenen Sekundärladungen und den Primärladungen an. Im TRD werden Verstärkungsfaktoren von  $\sim 3000$  bei einer Anodendrahtspannung von  $U = 1480 \text{ V}$  erreicht. Eine ausführliche Beschreibung des Gasverstärkungsprozesses wird in Kapitel 4 gegeben.

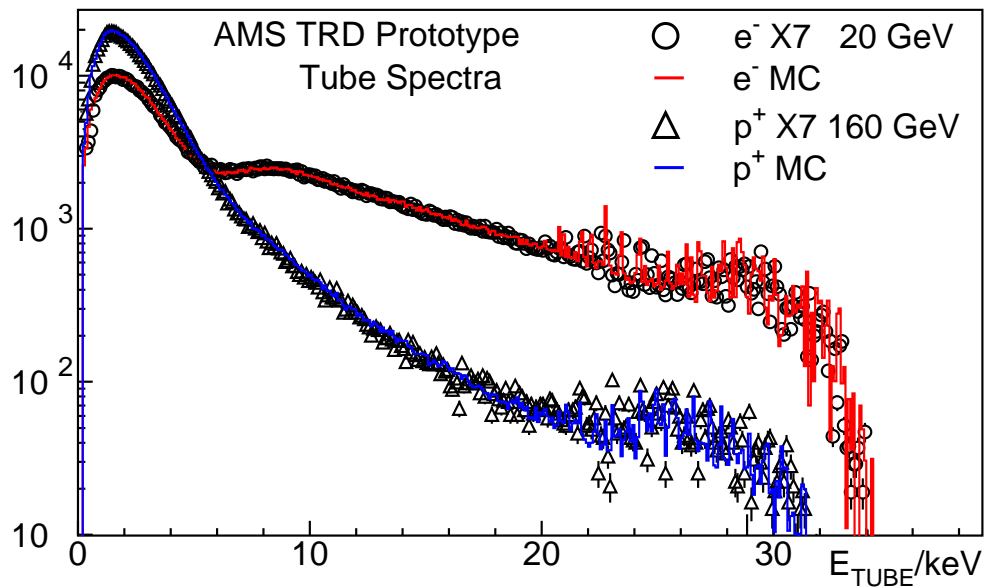


Abbildung 3.6: Vergleich von Einzelröhrchenspektren aus Beamtestdaten eines 20-lagigen TRD-Prototyps mit MC-Rechnungen [21].

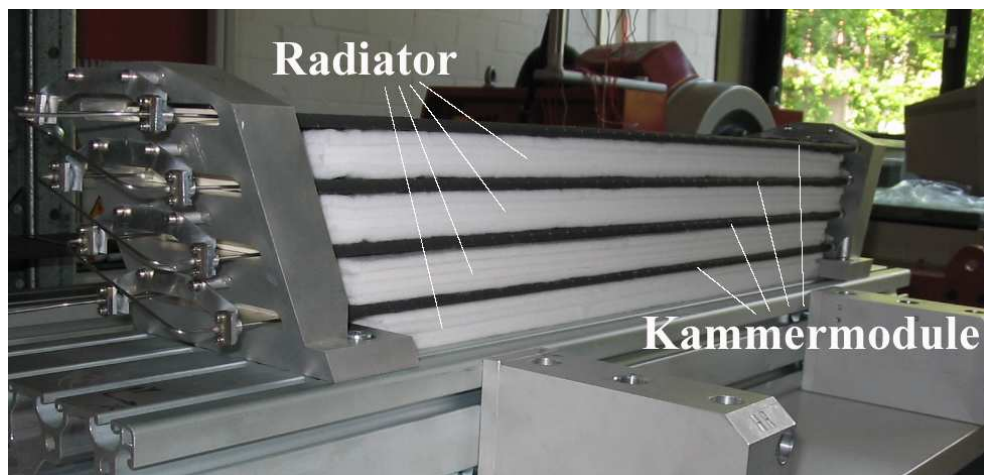


Abbildung 3.7: Anordnung von Radiator und Proportionalkammern in einer 4-lagigen Haltestruktur. Auf der linken Seite ist die Gasverrohrung zu erkennen.

## 3.2 Aufbau des AMS02-TRD

Der modulare Aufbau des AMS02-TRD wurde bereits in Abschnitt 2.2 angesprochen. In diesem Abschnitt wird der Aufbau der 328 Proportionalkammern (3.2.1) sowie die Tragestruktur des TRD (3.2.2) beschrieben. Die Abschnitte 3.2.3 und 3.2.4 befassen sich mit dem Gasversorgungssystem bzw. der Ausleseelektronik des Übergangsstrahlungsdetektors.

### 3.2.1 Die Proportionalkammern

Der prinzipielle Aufbau einer Proportionalkammer ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Zwischen dem Anodendraht und dem diesen umgebenden, elektrisch leitenden Zylindermantel liegt eine Hochspannung an. Durch Ionisation im Gasvolumen erzeugte Primärladungen werden durch das elektrostatische Feld getrennt. Bei der eingezeichneten Polung in Abbildung 3.8 wandern die positiv geladenen Ionen nach außen zum Zylindermantel, der die Kathode darstellt, während die Elektronen zum Anodendraht driften. Bei genügend hohen Feldstärken in Drahtnähe entstehen durch weitere Ionisationen Sekundärladungen, die ebenfalls am Draht registriert werden. Über einen Entkoppelungskondensator werden die Signale ausgekoppelt und der weiteren Ausleseelektronik zugeleitet.

Bei nicht zu hoher Anodendrahtspannung bleibt die am Draht aufgesammelte Ladung proportional zur Energie des Primärteilchens, das die Ionisation hervorgerufen hat. Mit einer Proportionalkammer läßt sich also die Energie des ionisierenden Teilchens bestimmen. Verstärkungsfaktoren von bis zu  $10^6$  sind möglich, ohne den Proportionalbereich der Kammer zu verlassen (siehe Kapitel 4).

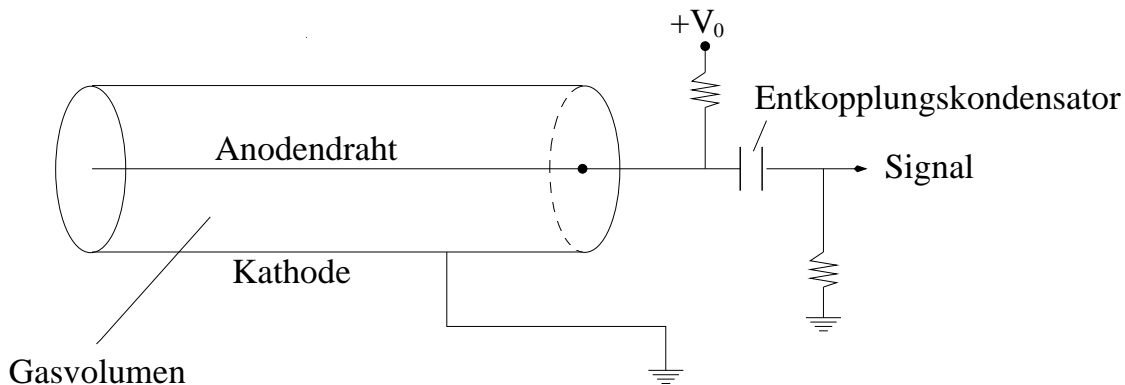


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau einer Proportionalkammer.

### Die Straws

Die Röhren (engl. *Straws*) der Proportionalkammern haben einen Durchmesser von  $6\text{ mm}$  und eine Wandstärke von  $72\ \mu\text{m}$ . Die Wände der Straws bestehen im Wesentlichen aus zwei  $25\ \mu\text{m}$  dicken Kaptonschichten, die mit einer  $10\ \mu\text{m}$  dicken Schicht aus Polyurethan verklebt sind. Eine dünne Aluminiumhaut auf den Kaptonlagen sorgt für die elektrische Leitfähigkeit der Straws. Die äußere Schicht der Strawwände besteht aus einer  $6\ \mu\text{m}$  dicken Kohlefaser-Polyimid-Lage.

Aus diesem Verbundmaterial werden schmale Streifen geschnitten, wobei die Streifen einer ersten Charge  $10\text{ mm}$ , die aus einer zweiten Charge aufgrund der verbesserten Dichtigkeit  $12.5\text{ mm}$  breit sind<sup>7</sup>. Jeweils zwei der Streifen werden mit einem Versatz von einer halben Streifenbreite über einem Drehkern gewickelt (Abb. 3.10a). Durch Erhitzen des Röhrenmaterials auf  $150^\circ\text{C} - 180^\circ\text{C}$  werden die Folien durch die wärmehärtenden Polyurethanschichten zu einem Straw verklebt. In Abbildung 3.10b erkennt man die unterschiedlichen Streifenbreiten anhand der an den Nahtstellen sichtbaren Kaptonfolie. Etwa  $2/3$  der Strawproduktion für den TRD wurde aus Material der ersten Charge, der Rest aus dem der 2. Charge gefertigt [20].

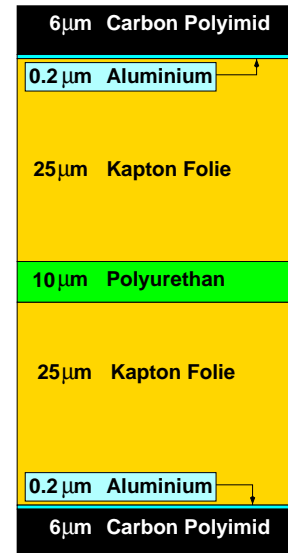


Abbildung 3.9: Querschnitt durch eine Strawwand.

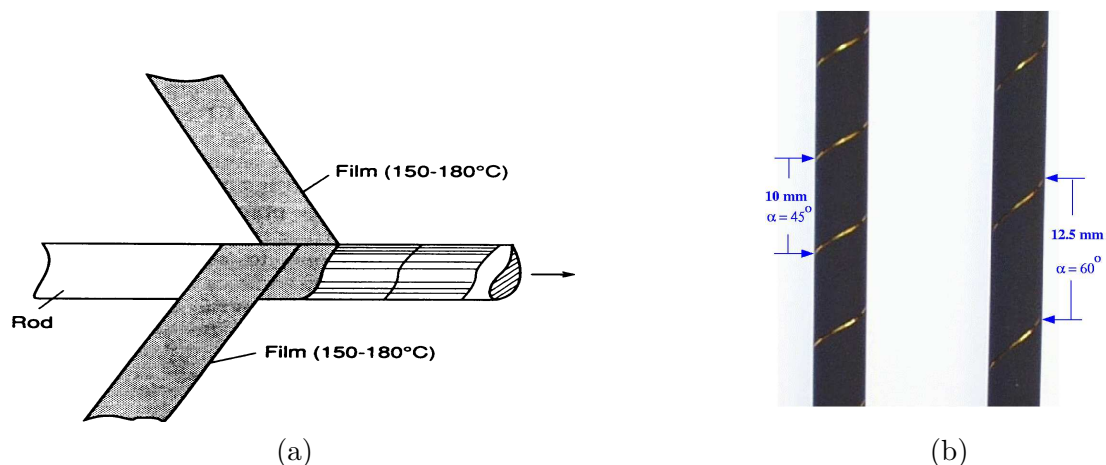


Abbildung 3.10: (a) Herstellungsprozess der Straws [32]. (b) Vergleich der Streifenbreite der Straws der ersten (links) und der zweiten Charge (rechts) [20].

<sup>7</sup>Während des Produktionsprozesses der Strawmodule wurde die Streifenbreite von  $10\text{ mm}$  auf  $12.5\text{ mm}$  umgestellt.  $1/3$  der Module besteht aus Material der zweiten Charge.

## Die Module

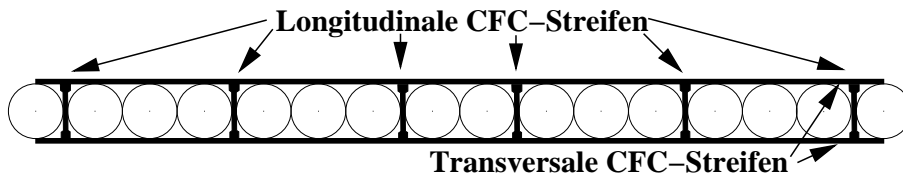


Abbildung 3.11: Querschnitt durch ein Modul (schematisch).

Jeweils 16 Straws werden zu einem Modul zusammengefaßt. Zur mechanischen Stabilisierung werden Streifen aus CFC<sup>8</sup>-Material eingesetzt. Jeweils 6 Streifen werden längs der in Abbildung 3.11 markierten Positionen verklebt. Quer dazu befinden sich weitere Streifen in Abständen von 10 cm auf der Ober- und der Unterseite der Kammer. Von diesen wiederum befinden sich zwei Spezialstreifen in einem Abstand von 328 mm von der Kammermitte und dienen als Auflagepunkte der Kammer an den Schottwänden der Tragestruktur (s. Abschnitt 3.2.2).

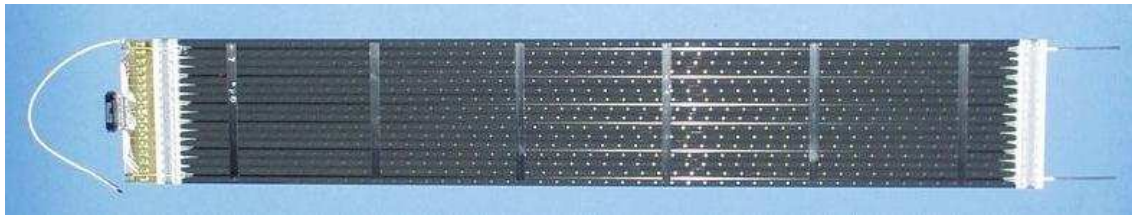


Abbildung 3.12: Aufsicht auf ein Modul aus 16 Straws. Links ist die Auslese-Platine zu erkennen, rechts die Edelstahlröhrchen zur Gasversorgung.

## Die Endstücke

Zu beiden Enden werden die Kammermodule durch Endstücke aus Polycarbonat abgeschlossen. Abbildung 3.13 zeigt den Aufbau eines solchen Endstückes schematisch. Die Straws werden in den Endstücken mit Hilfe von sogenannten PEEK<sup>9</sup>-Zentrierstücken mittig zentriert und mit Epoxidharz gasdicht verklebt. Die gemeinsame Erdung der Kohlefaserschichten auf der Innen- und Außenseite der Straws erfolgt über eine goldbeschichtete Polyimidfolie, die zwischen Zentrierstück und Endstückgehäuse geklemmt ist. Eine Polyimidschicht verhindert das Eindringen des Epoxidharzes in den Gaskanal. An der Gasversorgungsseite wird das Gas über den Gaskanal im Endstück gleichmäßig auf die ersten 8 Straws verteilt. Die Gasumkehr erfolgt am gegenüberliegenden Endstück, wo die Gasversorgungsnut über die gesamte Breite aller 16 Straws verläuft. Die Edelstahlröhrchen sind über Polycarbonat-Rohradapter mit dem gassseitigen Endstück verklebt, um ein Übersprechen der Hochspannung von den Kupfer-Tellurstücken (s. Abbildung 3.13) zu verhindern.

<sup>8</sup>Carbon Fiber Composite

<sup>9</sup>PolyEtherEtherKeton; PEEK 30 GF, Fa. Ensinger

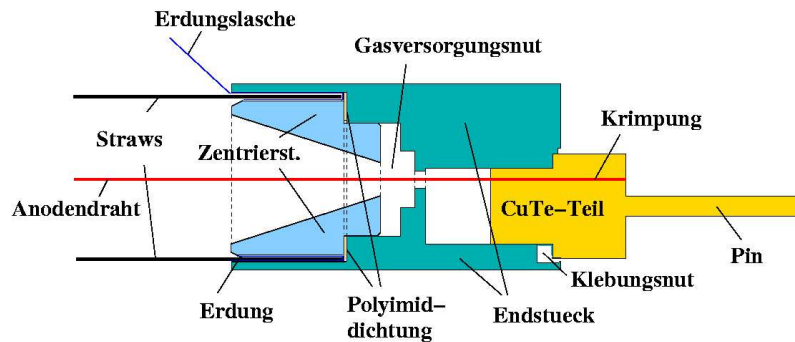


Abbildung 3.13: Aufbau eines Endstücks (Ausleseseite) [20].

Vor dem Anbringen der Endstücke an den Kammerkörper werden die zu verklebenden Kunststoffbauteile in einem Sauerstoff-Niederdruckplasma vorbehandelt. Dies dient der Oberflächenaktivierung der zunächst noch unpolaren Kunststoffoberflächen und damit zur Verbesserung der Klebeeigenschaften.

Die  $30\ \mu\text{m}$  durchmessenden Anodendrähte aus goldbeschichtetem Wolfram werden mit Preßluft in die Röhren eingefädelt und an den Endstücken mit Kupfer-Tellur-Stücken befestigt. Die Zentrierung des Anodendrahtes erfolgt ebenfalls über diese Kupfer-Tellurstücke. Das Spannungsgewicht der Drähte beträgt  $100\ \text{g}$ . Die verwendete Technik zur Verkrimpung der Drähte wurde am I. Physikalischen Institut für die Produktion des L3 Hadron-Kalorimeters und der L3 Myonkammern entwickelt [37]. Jedes einzelne Kupfer-Tellur-Stück wird schließlich mit einem weltraumtauglichen Hysol-Kleber<sup>10</sup> fixiert und mit AW134-Kleber gasdicht verklebt.

Die Anodendrähte werden über einen  $2\ \text{M}\Omega$  Schutzwiderstand gegenüber der Röhrenwand auf eine Hochspannung von  $+1480\ \text{V}$  gelegt. Die Widerstände befinden sich zusammen mit 16 Entkoppelungskondensatoren (Kapazität:  $150\ \text{pF}$ ) auf der sogenannten UTE<sup>11</sup>-Platine (s. Abbildung 3.12). Über die Kondensatoren werden die elektrischen Signale der Anodendrähte vom HV-Stromkreis entkoppelt und an die weitere Ausleseelektronik (DAQ<sup>12</sup>) geleitet (s. Abschnitt 3.2.4).

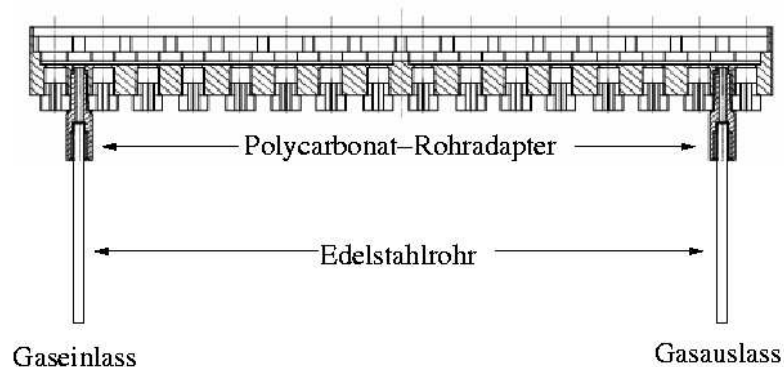


Abbildung 3.14: Aufsicht auf ein Modulendstück (gasseitig)

<sup>10</sup>Hysol EA 934Na, Fa. Loctite Aerospace

<sup>11</sup>Uebergangsstrahlung Tube Endpiece

<sup>12</sup>Data Acquisition



### 3.2.2 Die Tragestruktur

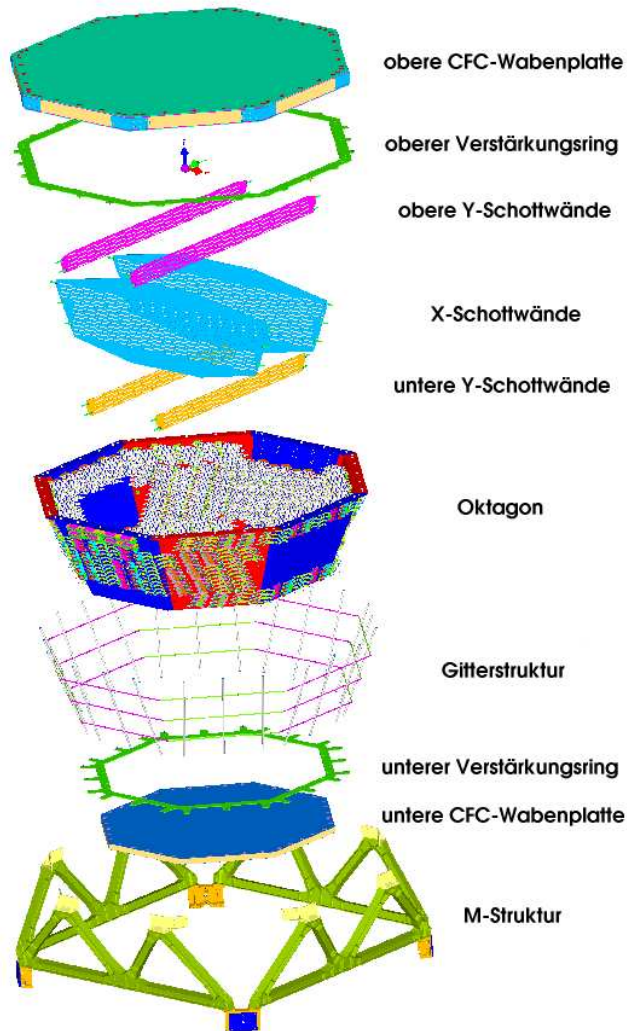


Abbildung 3.15: *Explosionszeichnung der TRD-Tragestruktur* [36].

fassende Gitterstruktur befestigt. Während sich auf der einen Seite des Oktagon die UFE<sup>13</sup>-Platinen zur Signalauslese und die UHVD<sup>14</sup>-Platinen zur HV-Verteilung befinden (Abbildung 3.16), ist auf der gegenüberliegenden Seite die Gasversorgung angebracht (Abbildung 3.17).

Abbildung 3.15 zeigt eine Explosionszeichnung der Tragestruktur des TRD. Kernstück ist eine oktagonförmige Struktur, welche nach unten konisch zuläuft. In ihr werden die Kammermodule gehalten. Abbildung 3.18 zeigt das Oktagon mit den Durchführungsschlitz für die Module. Die Wände des Oktagon bestehen aus einer 26 mm dicken Aluminiumwaben-schicht, die beidseitig mit 2 mm starken CFC-Häuten bedeckt ist. Auf der Ober- und Unterseite werden die Oktagonwände durch CFC-Ringe verstärkt. Die Endstücke der Module werden an den Oktagonwänden mit Aluminiumblechen fixiert, ebenso wie an zwei Schottwänden, die aus 5 mm dicken CFC-Platten bestehen. Jedes Kammermodul liegt also an vier Positionen auf. Die gesamte Oktagonstruktur wurde zur Überprüfung der Genauigkeit der Modulschlitz an den Oktagon- und den Schottwänden mit einer 3D-Meßmaschine vermessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Kapitel 4 aufgeführt.

Die Verrohrung der Gasversorgung sowie die HV- und Signalkabel werden an einer das Oktagon um-

<sup>13</sup>Uebergangsstrahlung Front End

<sup>14</sup>Uebergangsstrahlung High Voltage Distribution

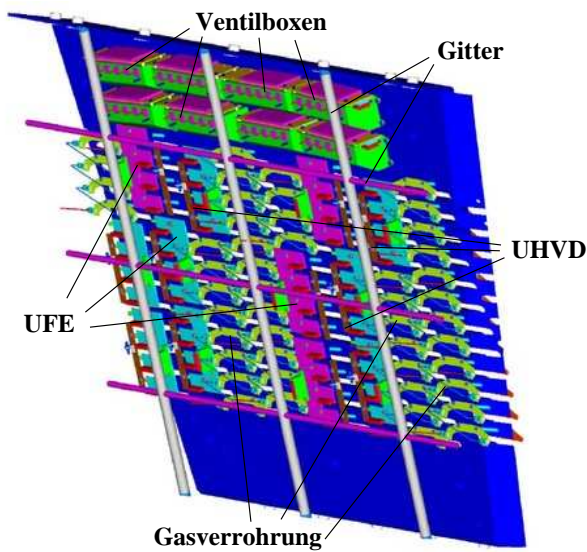


Abbildung 3.16: Anordnung der Front-End- und Gasversorgungselektronik an einer Oktagonwand (90°-Seite) [36].

Jeweils 8 Module, angeordnet in zwei Türmen zu je 4 Modulen werden seriell vom Xe/CO<sub>2</sub>-Gas mit einem Fluß von 1 l/h durchflossen. Auf diese Weise ergeben sich 41 separate Gaskreisläufe im TRD. In Abbildung 3.17a ist nur ein Turm dargestellt. Das Gas fließt von links unten in den Turm ein und rechts oben wieder heraus in den zweiten Turm. Die Verbindungen zwischen den Modulen erfolgt über Edelstahlrohrbrücken, die mit Hilfe von gasdichten Doppel-O-Ring-Kupplungen<sup>15</sup> (Abbildung 3.17b) an die Gaseinlaß und -auslaßrohre der einzelnen Module angekoppelt werden. Die Kupplungen sind über Aluminiumbleche an der Oktagonwand fixiert.

Der gesamte TRD wird von oben und von unten durch Aluminiumwabenplatten mit CFC-Häuten abgeschlossen. Diese dienen neben der weiteren mechanischen Stabilisierung der elektrischen und thermischen Isolation.

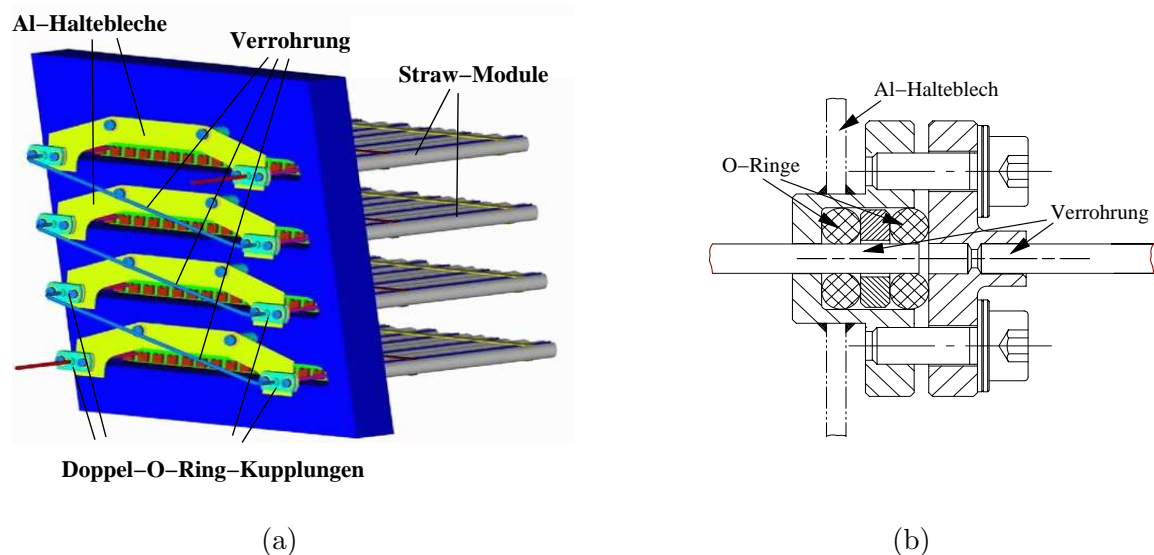


Abbildung 3.17: (a) Ansicht eines Turmes mit der Gasverrohrung und den Aluminium-Halteblechen [36]. (b) Schematische Darstellung einer Doppel-O-Ring Kupplung [20].

<sup>15</sup>entwickelt am 1. Physikalischen Institut

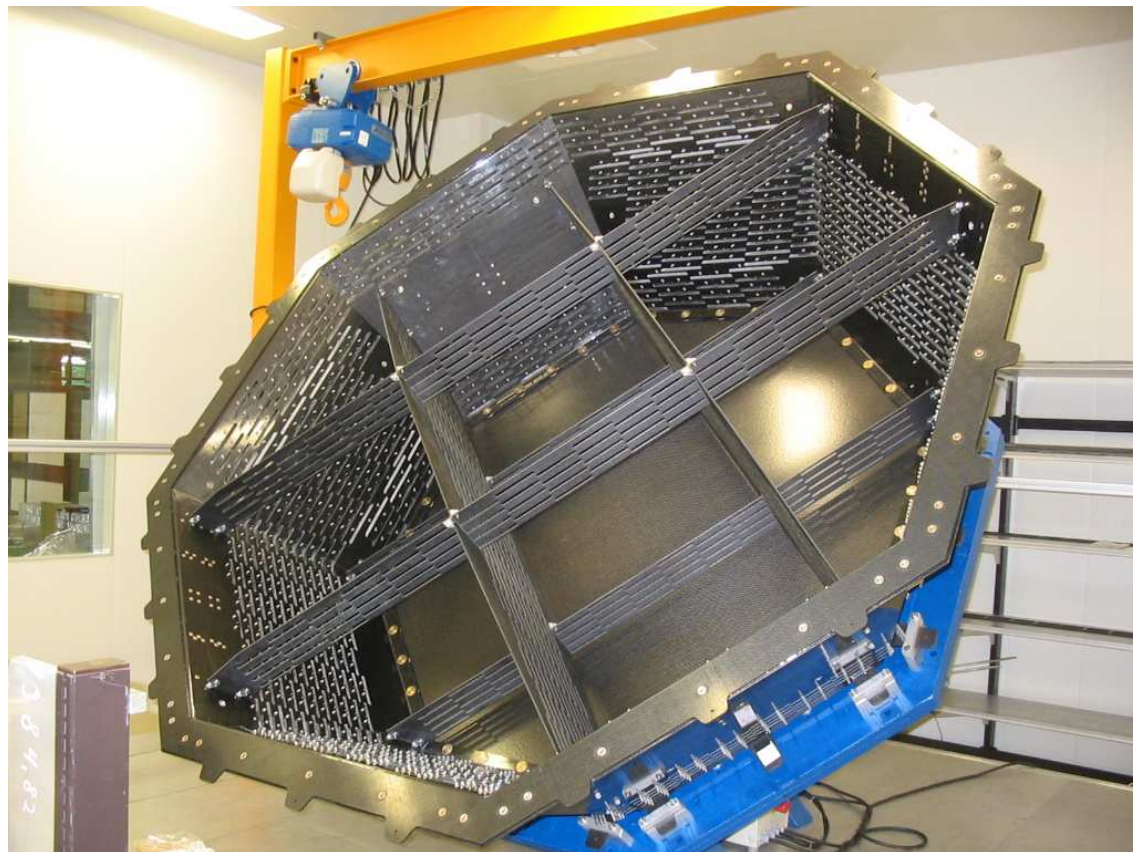


Abbildung 3.18: Das Oktagon mit den Schottwänden, noch ohne Kammermodule und Radiator.

Die untere Platte (zwischen TRD und oberem ToF) ist  $41\text{ mm}$  dick und hat  $0.5\text{ mm}$  starke CFC-Häute, während die obere  $94\text{ mm}$  starke Wände und  $1\text{ mm}$  dicke CFC-Häute besitzt. Über Titanwinkel erfolgt an der unteren Abdeckplatte die Verbindung zu einer M-Struktur, welche die Ankopplung zur USS<sup>16</sup> des gesamten AMS02-Detektors herstellt. Der gesamte TRD wird zur zusätzlichen thermischen Isolierung in eine MLI-Folie eingehüllt. Das Gesamtgewicht des TRD beträgt  $494\text{ kg}$ .

### 3.2.3 Das Gasversorgungssystem

Das Gasversorgungssystem ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Es besteht im Wesentlichen aus einer Pumpbox (UGBC<sup>17</sup>) in welcher sich Zirkulationspumpen zur Umwälzung des Gasvolumens befinden, sowie weitere Kontrollelektronik, wie Temperatur- Druck- und Gasdurchflußmesser und ein Spirometer zur Bestimmung des  $\text{CO}_2$ -Anteils im Gas. Über sogenannte Monitorröhrchen kann mit Hilfe von  $^{55}\text{Fe}$

<sup>16</sup>Universal Support Structure

<sup>17</sup>Uebergangsstrahlung Gas Box Circulating



Quellen die Gasverstärkung überwacht werden. Der Gasvorrat befindet sich in der Versorgungsbox (UGBS<sup>18</sup>). In zwei separaten Vorratsbehältern befinden sich 46 kg Xenon bei einem Druck von 100 bar und 4 kg CO<sub>2</sub> bei 65 bar<sup>19</sup>. Das Gasversorgungssystem wird über eine USCM<sup>20</sup>-Elektronik gesteuert. Weiterführende Informationen zur Slow Control und zum Gasversorgungssystem finden sich in [24].

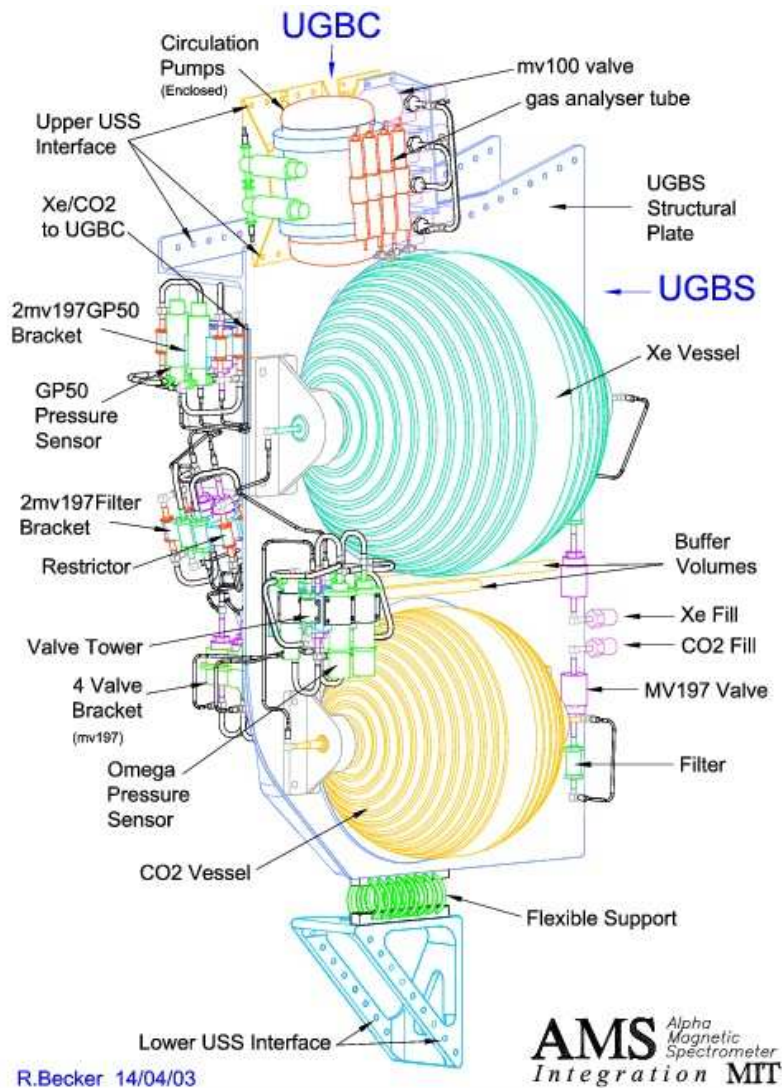


Abbildung 3.19: 3D-Ansicht des AMS02-TRD-Gasversorgungssystems [38].

<sup>18</sup>Uebergangsstrahlung Gas Box Supply

<sup>19</sup>entsprechend 8100 l Xenon und 2000 l CO<sub>2</sub> bei Standardbedingungen

<sup>20</sup>Uebergangsstrahlung Slow Control Module

### 3.2.4 Die Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik des AMS02-TRD ist in eine Front-End-Elektronik und eine Crate-Elektronik unterteilt. Die Front-End-Elektronik befindet sich direkt an der Ausleseseite der Module. Abbildung 3.20 zeigt den Aufbau dieser Elektronik schematisch. Die über die Kondensatoren auf den UTE-Boards aus den Straw-Modulen ausgekoppelten Signale werden auf eine UFE-Platine geleitet, auf der sich zwei integrierte Schaltkreise, sogenannte VA-Chips<sup>21</sup> befinden. Diese besitzen jeweils 32 Eingangskanäle und weisen eine sehr geringe Verlustleistung von  $1.7 \text{ mW/Kanal}$  auf. Eingangsseitig an jedem Kanal befindet sich ein ladungssensitiver Integrationsvorverstärker. Der dynamische Eingangsbereich liegt zwischen 0 und  $1.5 \text{ pC}$  bei einer Abweichung von 2% von der Linearität, was einer Ladung von bis zu  $34 \text{ MIPs}$ <sup>22</sup> bei einer Gasverstärkung von  $\sim 3000$  ( $U \approx 1480 \text{ V}$ ) entspricht. Anschließend wird das Signal zu einem semigaussischen Puls geformt, der sein Maximum nach  $2 \mu\text{s}$  erreicht. Das externe Triggersignal wird um diese Zeit verzögert, sodaß das Signal aus dem Halteglied (HOLD) in das Signalmaximum fällt. Die 32 Kanäle werden seriell mit einem Multiplexer ausgelesen, der die analogen Signale an einen  $12 \text{ bit}$  -ADC<sup>23</sup> leitet. Die Verstärkung liegt bei etwa  $2 \text{ ADC-Kanäle}/fC$  mit einer mittleren Schwankung von bis zu 1%. Das Pedestal liegt innerhalb von 600 ADC-Kanälen bei einem Rauschen der Elektronik von etwa 2 ADC-Kanälen. Weitere Informationen zur Front-End-Elektronik sind in [39] zu finden.

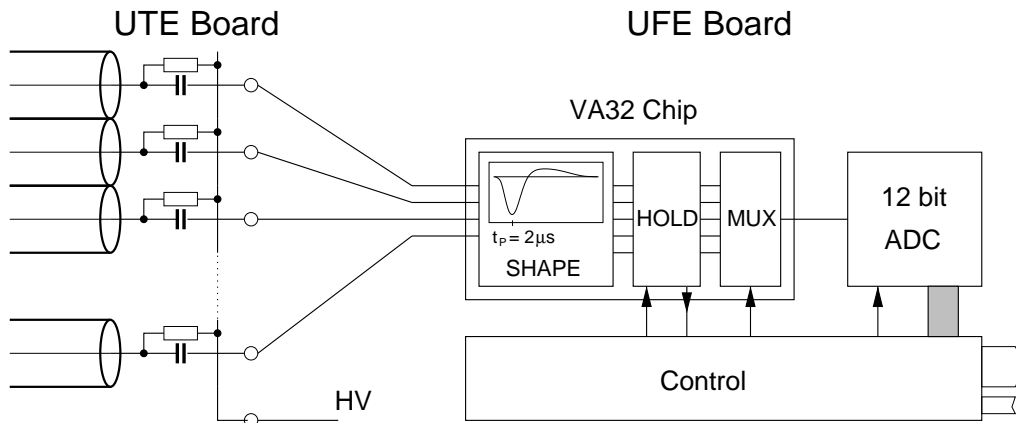


Abbildung 3.20: *Schema der Front-End-Ausleseelektronik.*

Die gesamte TRD-Ausleseelektronik ist in Abbildung 3.21 schematisch aufgeführt. Diese befindet sich an der USS-Tragestruktur. Sämtliche Platinen eines U-Crates sind über die UBP<sup>24</sup> miteinander verbunden:

- Die Spannungsversorgung des Detektors erfolgt über UPD<sup>25</sup>-Boxen, die die

<sup>21</sup>VA32-HDR12, Fa. IDEAS

<sup>22</sup>Minimal Ionizing Particle

<sup>23</sup>Analog Digital Converter

<sup>24</sup>Uebergangsstrahlung Back Plane

<sup>25</sup>Uebergangsstrahlung Power Distribution

120 V-Betriebsspannung des AMS02-Detektors mit zweifach redundant ausgelegten DCDC-Konvertern in die von der Ausleseelektronik benötigten Niederspannungen umwandelt.

- Die UPSFE<sup>26</sup> Platine versorgt die UFE-Platinen der Front-End-Elektronik mit der nötigen Betriebsspannung.
- Das USCM steuert die Elektronik des Gasversorgungssystems und überwacht die Temperatur im TRD-Oktagon und in den Crates.
- Mit der UHVG<sup>27</sup> wird die Eingangsspannung von +120 V auf die an den Anodendrähten anliegenden 1480 V hochtransformiert.
- Die Auslese der digitalisierten Daten der 82 UFE-Platinen erfolgt schließlich mit zwei UDR2<sup>28</sup>-Platinen. Sie sind in 6 doppelt redundante UDR-Bereiche unterteilt, welche jeweils nach Erhalt des Level-1-Triggers vom ToF die 7 ADCs der angeschlossenen UFE-Platinen parallel auslesen.
- Die JINF-Platine sammelt die Daten der UDR-Platinen und leitet sie zum DAQ-System des AMS02-Detektors weiter.

Weitere Informationen zur Crate-Elektronik sind in [40] zu finden.

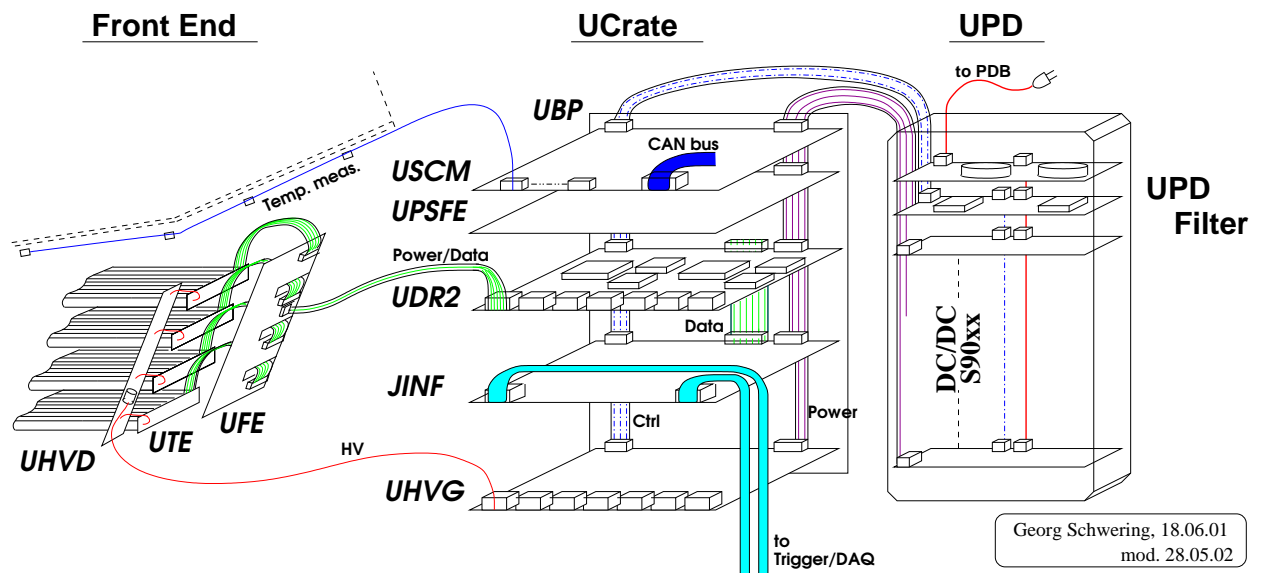


Abbildung 3.21: Die Ausleseelektronik des AMS02-TRD [41].

<sup>26</sup>Uebergangsstrahlung Power Supply Front End

<sup>27</sup>Uebergangsstrahlung High Voltage Generator

<sup>28</sup>Uebergangsstrahlung Data Reduction



## Kapitel 4

# Gasverstärkung und mechanische Toleranz

Um das Ziel einer Unterdrückung der Protonen in der kosmischen Höhenstrahlung von  $> 10^2$  zu erreichen, müssen Schwankungen bei der Messung der Gasverstärkung in den Strawmodulen möglichst gering gehalten werden. Das Designziel bei der Konstruktion des TRD ist, die maximale Varianz der Gasverstärkung auf 3% zu beschränken. Der Grund hierfür liegt in der Genauigkeit der Kalibration des Detektors mit Protonen der Höhenstrahlung an Bord der ISS. Bei einer Triggerrate des AMS02-Detektors von  $300 \text{ Hz}$  und einer mittleren Anzahl der Straws von  $\sim 300$  pro Lage erhält man eine Rate von  $\sim 1 \text{ Hz}$  pro Röhrchen. Für eine ausreichende Statistik (ca. 5000 Ereignisse) benötigt man daher zur Kalibration des TRD etwa 1.5 Stunden, also etwa der Dauer eines Erdumlaufs der ISS. Durch die unterschiedliche Sonneneinstrahlung variiert die Temperatur im TRD in dieser Zeit um etwa  $1 \text{ K}$ , was zu einer Gasverstärkungsvariation von 2-3% führt (vgl. Kapitel 5). Die Gasverstärkungsvariation aufgrund der mechanischen Toleranzen soll daher 3% nicht überschreiten [49]. In diesem Kapitel wird gezeigt, daß hierzu eine mechanische Genauigkeit der Proportionalkammern und der Tragestruktur von  $250 \mu\text{m}$  erforderlich ist. Zu große Abweichungen von dieser Genauigkeit, beispielsweise durch Verbiegung der in die Tragestruktur eingebauten Strawmodule, führen zu Variationen in der Gasverstärkung, da die Radialsymmetrie des elektrostatischen Feldes nicht mehr gegeben ist. Es wurden Messungen durchgeführt, die den Einfluß einer Verbiegung eines Kammermoduls und einer daraus resultierenden Anodendrahtablage auf die Gasverstärkung untersuchen.

In diesem Kapitel wird zunächst der Prozeß der Gasverstärkung diskutiert und die Größe des Gasverstärkungsfaktors hergeleitet, also das Verhältnis von Sekundärelektronen zu Primärelektronen. Hierbei wird das Verfahren von Diethorn verwendet [42]. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden die Messungen zum Einfluß der Anodendrahtablage auf die Gasverstärkung vorgestellt. Die Messungen wurden mit einem Gasgemisch aus 82% Argon und 18%  $\text{CO}_2$  durchgeführt. Bei einer Anodendrahtspannung von  $1350 \text{ V}$  erhält man Gasverstärkungsfaktoren von  $\sim 5500$ . Es zeigt sich kein qualitativ signifikanter Unterschied im Verhalten der Gasverstärkung im Vergleich zu Xenon (s. Abschnitt 4.3.1).

## 4.1 Herleitung des Gasverstärkungsfaktors

Das zu detektierende Übergangsstrahlungsphoton erzeugt im Detektorgas primäre Elektronen und Ionen gemäß den in Kapitel 3 vorgestellten Prozessen. Die positiv geladenen Xenon-Ionen wandern im elektrischen Feld der Proportionalkammer zur Kammerwand, die die Kathode darstellt, während die Elektronen zum Anodendraht driften. Aufgrund der zylindrischen Geometrie ergibt sich für das elektrostatische Feld  $E$  beim Radius  $r$ :

$$E(r) = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{r} \quad (4.1)$$

wobei  $a$  der Anodendrahtradius,  $b$  der Innenradius des Straws und  $U$  die angelegte Spannung ist. Das elektrische Feld nimmt also in Richtung des Anodendrahtes zu. Die auf den Draht zudriftenden Elektronen erhalten bei ausreichend hoher Spannung  $U$  in der Nähe des Drahtes genügend Energie, um ihrerseits weitere Xenon-Atome zu ionisieren. Die dabei entstehenden Sekundärelektronen ionisieren weitere Atome, es kommt zur Bildung einer Ladungslawine. Dieser Prozeß wird Gasverstärkung genannt. Ist die am Anodendraht anliegende Spannung nicht zu hoch, so ist die angesammelte Ladung proportional zur primären, durch das TR-Photon erzeugten Ladung [43]. Das Drahtsignal erlaubt also die Bestimmung der Energie des Übergangsstrahlungsphotons.

Legt man die Geometrie der AMS02-TRD-Proportionalkammern zugrunde ( $a = 15 \mu\text{m}$ ,  $b = 3 \text{mm}$ ) und setzt für die angelegte Spannung  $U = 1350 \text{V}$  an, so errechnet sich mit Gleichung 4.1 die elektrische Feldstärke auf der Oberfläche des Drahtes zu  $169.9 \text{kV/cm}$ . Bei einem Schwellenfeld von  $32.8 \text{kV/cm}$  für das Einsetzen der Gasverstärkung<sup>1</sup> zeigt sich, daß diese Feldstärken nur für Radien kleiner als  $70 \mu\text{m}$  erreicht werden, etwa dem 4.5fachen des Anodendrahtradius. Die Ausbildung der Ladungslawine findet also nur in einem sehr kleinen Volumen um den Anodendraht statt. Dadurch ist sichergestellt, das nahezu alle Primärelektronen außerhalb der Gasverstärkungszone erzeugt werden. Die Elektronen driften zunächst bis zu dem Radius von  $70 \mu\text{m}$ , wo die ersten Sekundärionisationen einsetzen. Alle Elektronen unterliegen also dem gleichen Vervielfachungsprozeß, unabhängig vom Ort ihrer Entstehung. Der Verstärkungsfaktor ist somit gleich für alle Primärelektronen.

Im Bereich der Lawinenbildung wird die Anzahl der Elektronen pro Wegstrecke  $dx$  sehr schnell vergrößert. Dies wird beschrieben durch

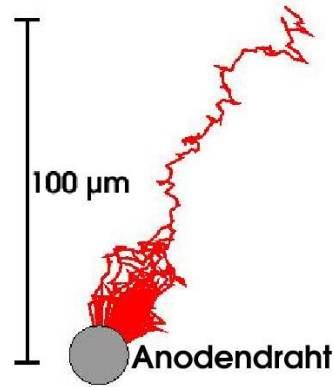


Abbildung 4.1: Entwicklung einer Ladungslawine durch Drift eines einzelnen Elektrons zum Anodendraht.

<sup>1</sup>Diethornparameter für Ar/CO<sub>2</sub> (82:18). s.u.

$$\frac{dn}{n} = \alpha \cdot dx \quad (4.2)$$

wobei  $\alpha$  als erster Townsend-Koeffizient bezeichnet wird [43]. Für die zylindrische Geometrie der Proportionalkammer hängt der Townsend-Koeffizient vom Radius  $r$  beziehungsweise von der elektrischen Feldstärke  $E(r)$  ab. Der Gasverstärkungsfaktor  $G$  ist das Verhältnis der Anzahl der Elektronen zum Ende des Vervielfachungsprozesses  $N$  zu der Anzahl der Primärelektronen  $N_0$ . Die Lösung von Gleichung 4.2 zur Ermittlung des Gasverstärkungsfaktors  $G$  lautet

$$\ln G = \ln \frac{N}{N_0} = \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \quad (4.3)$$

bzw.

$$\ln G = \int_{E(a)}^{E(r_c)} \alpha(E) \frac{\partial r}{\partial E} dE \quad (4.4)$$

für  $\alpha$  in expliziter Abhängigkeit von  $E$ .  $r_c$  ist der kritische Radius, unterhalb dessen die elektrische Feldstärke ausreicht, um Sekundärionisation zu ermöglichen. Für  $a \ll r$  kann man das elektrische Feld beschreiben als

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad (4.5)$$

wobei  $\lambda$  die Ladung pro Einheitslänge  $L$  ist, die für die AMS02-TRD-Geometrie bei angelegter Spannung  $U$  die Form

$$\lambda = \frac{Q}{L} = U \frac{C}{L} = \frac{2\pi\epsilon_0 U}{\ln \frac{b}{a}} \quad (4.6)$$

annimmt. Um die Abhängigkeit  $\alpha(E)$  zu erfassen, verwendet man die Methode von Diethorn. Danach ist der Townsendkoeffizient proportional zur elektrischen Feldstärke:

$$\alpha = \beta \cdot E \quad (4.7)$$

mit  $\beta = \ln 2 / \Delta V$ .  $\Delta V$  ist die zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paars erforderliche Potentialdifferenz.  $E_{min}$  ist das minimale Feld zur Erzeugung von Sekundärladungen und steigt linear mit der Gasdichte  $\rho$  an:

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \quad (4.8)$$

wobei  $\rho_0$  die Dichte des Gases bei Standardbedingungen ( $T = 293.15 K$ ,  $p = 1013 mbar$ ) ist. Eingesetzt in die Gleichung 4.4 erhält man somit die Diethorn-Formel zur Bestimmung der Gasverstärkung:

$$G = \left( \frac{U}{\ln \frac{b}{a} \cdot a \cdot E_{min}(\rho_0) \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} \right)^{\frac{\ln 2 \cdot U}{\ln \frac{b}{a} \cdot \Delta V}} \quad (4.9)$$

Die Gasverstärkung ist abhängig von der angelegten Hochspannung  $U$ , der Dichte des Gases  $\rho$ , den geometrischen Parametern der Straws sowie von der Art und der Zusammensetzung des Zählgases, beschrieben durch die sogenannten Diethornparameter  $E_{min}$  und  $\Delta V$ . Beide Parameter sind für ein bestimmtes Gasgemisch charakteristisch und müssen empirisch bestimmt werden. Die Messungen zur Bestimmung der Diethornparameter für ein Gemisch aus 80% Xenon und 20%  $\text{CO}_2$  (Reinheit Xenon: 4.8,  $\text{CO}_2$ : 4.5) sind in Kapitel 5 aufgeführt. Man erhält:

$$E_{min} = (54.0 \pm 0.1) \text{ kV/cm}$$

$$\Delta V = (29.3 \pm 1.1) \text{ V}$$

Für  $\text{Xe}/\text{CO}_2$  wird eine Hochspannung von 1480 V eingestellt, entsprechend einer Gasverstärkung von  $\sim 3000$ . Die Diethornparameter des zu Testzwecken verwendeten Gasgemischs  $\text{Ar}/\text{CO}_2$  (82:18, Reinheit: Argon: 5.0,  $\text{CO}_2$ : 4.5) lauten  $E_{min} = (34.5 \pm 0.6) \text{ kV/cm}$  und  $\Delta V = (32.8 \pm 0.3) \text{ V}$  [20].

## 4.2 Einfluß der Drahtablage

Neben der Hochspannung, der Gasdichte und der Zusammensetzung des Gases haben auch die mechanischen Toleranzen der Straw-Module bzw. die exakten Positionen der Anodendrähte in der Mitte jedes Röhrchens einen Einfluß auf die Gasverstärkung. Bei der Herleitung der Gleichung 4.9 wurde ein Zylinderkondensator mit zentriertem Anodendraht vorausgesetzt. In der Realität ist eine solche perfekte Zentrierung jedoch nicht möglich, was zu einem veränderten elektrostatischen Feld führt. Es zeigt sich, daß die Feldstärke in Drahtnähe mit zunehmender Auslenkung aus der Mitte zunimmt. Man erwartet also eine höhere Gasverstärkung. Insbesondere bei der Integration der Kammermodule in das Oktagon ist darauf zu achten, daß keine Verbiegungen der Module auftreten, da ansonsten der Abstand zwischen Draht und Kammerwand über die Länge der Kammer nicht länger konstant bleibt und die Homogenität der Gasverstärkung  $< 3\%$  nicht mehr gewährleistet ist.

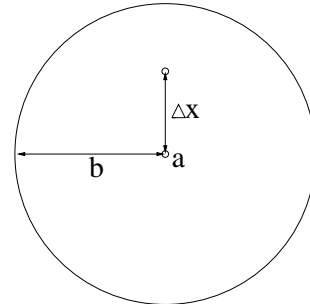


Abbildung 4.2: Ablage eines Anodendrahtes im Röhrchen.

### 4.2.1 Theoretische Rechnung

In Abbildung 4.2 ist die Situation eines um  $\Delta x$  parallelverschobenen Anodendrahtes aus der Mitte des Kathodenröhrchens skizziert. Die Symmetrie des elektrostatischen Feldes (Gleichung 4.1) ist hier nicht mehr gegeben. Abbildung 4.3 zeigt die Äquipotentiallinien eines Proportionalröhrchens mit zentriertem und ausgelenktem Draht.



Mit zunehmender Auslenkung steigt die elektrostatische Feldstärke auf der Oberfläche des Drahtes an, wie in Abbildung 4.4 gezeigt ist. Der kritische Radius nimmt zu, wodurch mehr Sekundärionisationen pro Wegstecke stattfinden können. Ebenfalls erkennt man, daß die Feldstärke bei einem ausgelenkten Draht nicht länger unabhängig vom Azimutwinkel  $\phi$  ist.

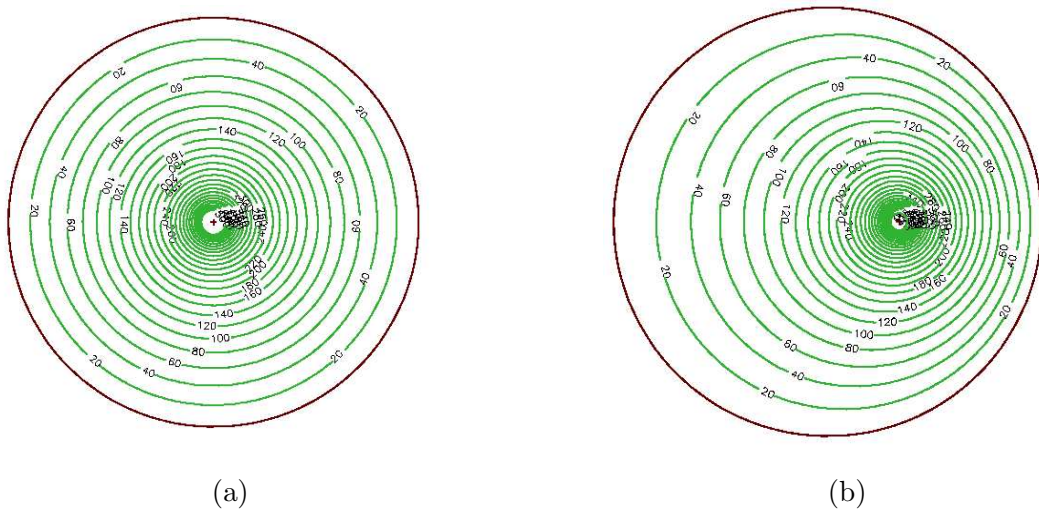


Abbildung 4.3: (a) Linien gleicher elektrostatischer Feldstärke bei zentriertem Anodendraht. (b) Bei ausgelenktem Draht ist der Feldgradient in Richtung des geringsten Abstands zur Zylinderwand größer. Die Grafiken wurden erstellt mit GARFIELD [44].

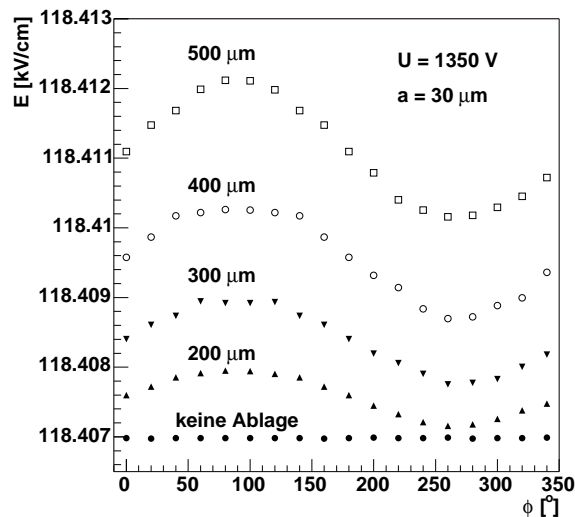


Abbildung 4.4: Das elektrostatische Feld als Funktion des Azimutwinkels für verschiedene Anodendrahtablagen berechnet mit GARFIELD. Das Feld ist maximal bei minimalem Abstand Draht-Zylindermantel.

Abbildung 4.4 zeigt diesen Effekt für vier verschiedene Drahtablagen. Ladungslawinen, die auf der der Röhrenwand näher liegenden Seite des Drahtes entstehen (in Abbildung 4.3b links vom Draht), erzeugen eine größere Zahl von Sekundärelektronen als Lawinen auf der gegenüberliegenden Seite, sofern die Ladungslawinen den Draht nicht vollkommen umschließen. Letztlich führt die  $\phi$ -Abhängigkeit zu einer Verbreiterung des Photopeaks und einer verschlechterten Energieauflösung des Detektors. Aus den berechneten Feldstärken (Abbildung 4.4) ergibt sich jedoch, daß die relative  $\phi$ -Abhängigkeit des elektrostatischen Feldes bei den hier betrachteten Drahtablagen in Drahtnähe kleiner als 1‰ ist. Man kann also in guter Näherung davon ausgehen, daß die Gasverstärkung bei Anodendrahtablagen  $\leq 500 \mu m$  unabhängig vom Azimutwinkel ist.

Desweiteren kann davon ausgegangen werden, daß der Röhreninnendurchmesser nur sehr geringe Abweichungen von einer Kreisform aufweist, wie die Computertomographie-Messungen in Abschnitt 4.3.3 zeigen. Geringe Abweichungen hin zu einer leicht elliptischen Form haben ohnehin einen vernachlässigbaren Einfluß auf das elektrische Feld [45].

Um die Änderung der Gasverstärkung durch die Drahtablage quantitativ zu beschreiben, wird Gleichung 4.9 in eine Taylorreihe um  $G_0$ , dem Wert der Gasverstärkung bei zentriertem Draht bis zum quadratischen Term entwickelt. Man erhält den folgenden Zusammenhang zwischen der Anodendrahtablage und der Änderung der Gasverstärkung (eine ausführliche Herleitung ist in Anhang A gegeben):

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{b^2 \cdot \ln \frac{b}{a}} \left( \ln G + \frac{\ln 2 \cdot U}{\Delta V \cdot \ln \frac{b}{a}} \right) (\Delta x)^2 \quad (4.10)$$

Bei eingeschalteter Hochspannung wirkt eine zusätzliche Kraft auf den Draht, die die mechanische Auslenkung um einen elektrostatischen Anteil vergrößert. Betrachtet man einen um  $\Delta x$  ausgelenkten Draht (Abbildung 4.2), so gilt für die Spannung in Abhängigkeit vom Radius  $r$  [50]:

$$U(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{b}{a} - \left(\frac{\Delta x}{b}\right)^2} \left[ \ln \frac{r}{a} + \frac{\Delta x a}{b^2} \left( \frac{r}{a} - \frac{a}{r} \right) \cos \phi \right] \quad (4.11)$$

Der elektrostatische Anteil vergrößert die mechanische Drahtablage zur gesamten Drahtablage:

$$\Delta x_{ges} = \Delta x_{mech} + \delta x_{el} = \Delta x_{mech} \left( 1 + \frac{1}{\frac{k^2 m_t}{U^2} \cdot \left(\frac{b}{L} \cdot \ln \frac{b}{a}\right)^2 - 1} \right) \quad (4.12)$$

Wobei  $m_t$  das Spanngewicht des Anodendrahtes bezeichnet und  $k^2 = 1.43 \cdot 10^9 \frac{V^2}{g}$  ist. Die Drähte der TRD-Proportionalkammern werden mit einem Spanngewicht von  $m_t = 100 g$  gespannt. Über die Messung der Eigenfrequenzen wird das tatsächliche Spanngewicht jedes Drahtes bestimmt. Es zeigt sich, daß die gemessenen Zugspannungen sämtlicher Anodendrahte der AMS02-TRD-Proportionalkammern in einem Toleranzbereich von  $(100 \pm 5) g$  liegen [20]. Dieser Toleranzbereich führt zu einer

zusätzlichen Variation in der Drahtablage von  $< 5 \mu m$  in der Mitte eines  $2 m$  langen Moduls.

Auf der Erdoberfläche bewirkt die Schwerkraft eine zusätzliche Auslenkung der Anodendrähte. Für einen an beiden Enden fixierten Draht der Länge  $L$  tritt die maximale Auslenkung aufgrund der Gravitation bei  $L/2$  auf. Die Auslenkung  $y(l)$  eines Drahtes der Länge  $l_{max} = L$ , dem spezifischen Gewicht  $\mu$  und dem Spannunggewicht  $m_t$  ist

$$y(l) = \frac{\mu g}{2m_t} (lL - l^2) \quad (4.13)$$

Für einen goldbeschichteten Wolframdraht mit Durchmesser  $d = 30 \mu m$  ( $\mu = 19.3 \text{ g/cm}^3$ ), der Länge  $L = 2 m$  und dem Spannunggewicht  $m_t = 100 g$  erhält man die maximale Auslenkung bei  $l = L/2$ :

$$S = y(L/2) = 65 \mu m.$$

Diese wird durch den Toleranzbereich der Zugspannungen noch auf bis zu  $70 \mu m$  vergrößert. Ablagen dieser Größenordnung verursachen nach Gleichung 4.10 Gasverstärkungsänderungen von  $< 0.5\%$  und sind mit der im folgenden beschriebenen Meßtechnik nicht auflösbar. Die Drahtablage infolge der Schwerebeschleunigung auf den Draht ist damit zu vernachlässigen.

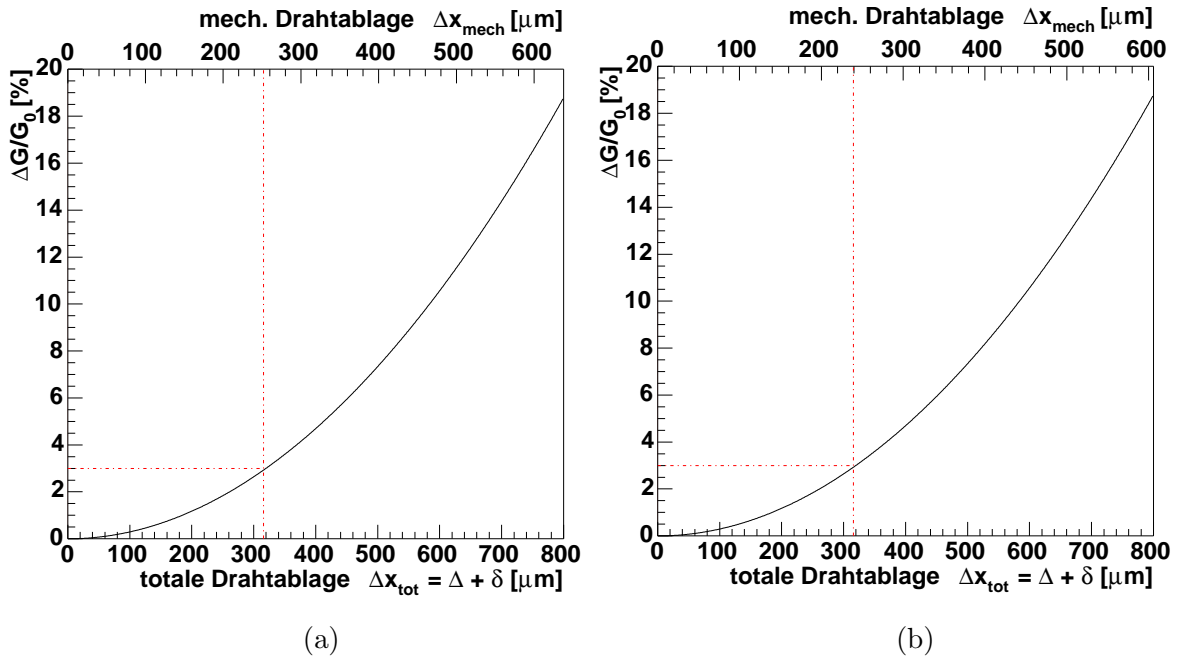


Abbildung 4.5: Berechnete Änderung der Gasverstärkung mit der Drahtablage für verschiedene Gasgemische. (a) Ar/CO<sub>2</sub>, 82:18 (b) Xe/CO<sub>2</sub> 80:20.

Im Fall der kritischen Spannung  $U_{krit}$  berührt der Draht schließlich die Röhrenwand. Die kritische Spannung

$$U_{krit} = k \sqrt{m_t} \frac{b}{L} \ln \frac{b}{a} \quad (4.14)$$

beträgt für die AMS02-TRD-Geometrie ( $L = 2\text{ m}$ )  $2.7\text{ kV}$ .

Die Abbildung 4.5 zeigt die relative Änderung der Gasverstärkung mit der Drahtablage, für die mechanische (obere Achse) und für die gesamte Drahtablage. Für das Xe/CO<sub>2</sub>-Gasgemisch wurde  $\Delta V = 29.3\text{ V}$  eingesetzt. Die weiteren Parameter sind:  $U = 1480\text{ V}$ ,  $a = 15\text{ }\mu\text{m}$ ,  $b = 3\text{ mm}$ ,  $m_t = 100\text{ g}$ ,  $L = 2\text{ m}$  und  $G = 3000$ . Für Ar/CO<sub>2</sub> wurden entsprechend  $\Delta V = 32.8\text{ V}$ ,  $U = 1350\text{ V}$  und  $G = 5500$  eingesetzt.

Aus Abbildung 4.5 wird deutlich, daß für eine Homogenität der Gasverstärkung von  $< 3\%$  eine maximale mechanische Drahtablage von  $< 250\text{ }\mu\text{m}$  erforderlich ist.

### 4.3 Mechanische Präzision der Module

Der Bau der Module wie auch der Oktagon-Tragestruktur muß nach Abschnitt 4.2 mit einer mechanischen Präzision von  $< 250\text{ }\mu\text{m}$  erfolgen. In diesem Abschnitt werden Messungen zur Überprüfung der mechanischen Genauigkeit der Kammermodule vorgestellt. Der Abschnitt 4.4 beschäftigt sich mit der mechanischen Präzision der Oktagon-Tragestruktur. Die Messungen zur Bestimmung der mechanischen Präzision der Straw-Module gliedern sich in drei Teile.

1. Die Homogenität der Gasverstärkung aller 328 **Flugmodule** des AMS02-TRD wird auf dem in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Meßstand überprüft. Dazu wird die Gasverstärkung an bis zu 10 Positionen entlang jedes Moduls gemessen. Das RMS<sup>2</sup> der Gasverstärkung über alle Meßpositionen soll nach den Ausführungen des letzten Abschnitts nicht größer als 3% sein.
2. An einem  $1.8\text{ m}$  langen Testmodul werden **Verbiegungsmessungen** durchgeführt, um die in Abschnitt 4.2 hergeleitete Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Anodendrahtablage experimentell zu verifizieren. Das Testmodul wird dazu in der Mitte mit Metallstreifen unterschiedlicher Dicke um mehrere  $100\text{ }\mu\text{m}$  unterlegt, was bei fixierten Endstücken zu einer Ablage des Anodendrahtes in den Straws führt.
3. Um die Verbiegungsmessungen zu bestätigen und die Anodendrahtablagen direkt sichtbar zu machen, wird das Testmodul an verschiedenen Positionen entlang seiner Längsachse in einem **Computertomografen (CT)** gescannt.

Für die Messungen in 3) wird das Testmodul auf eine Wabenstruktur-NOMEX<sup>3</sup>-Platte positioniert. Dies soll die Vergleichbarkeit der Gasverstärkungsmessungen mit den CT-Scans gewährleisten (Abschnitt 4.3.3, 4.3.4). Desweiteren wird in den Messungen zwischen Drahtablagen in horizontaler Richtung (parallel zur Querachse der Module) und vertikaler Richtung (senkrecht zur Querachse) unterschieden. Horizontale Ablagen werden mit  $\Delta x$ , vertikale mit  $\Delta y$  bezeichnet.

---

<sup>2</sup>engl. **Root Mean Square**

<sup>3</sup>Fa. DuPont

### 4.3.1 Aufbau des Meßstandes

Den Aufbau des Meßplatzes dokumentiert die Abbildung 4.6. Das zu untersuchende Kammermodul wird auf einem Granitblock plaziert, der mit einer mechanischen Oberflächengenauigkeit von  $< 3.7 \mu\text{m}$  für die notwendige Präzision bei der Ausrichtung der Kammer sorgt [46]. Die Versorgung mit Ar/CO<sub>2</sub>-Gas (82:18) erfolgt über ein Gasversorgungssystem, durch das mit Hilfe von zwei Nadelventilen ein Gasfluß von 1 Liter pro Stunde eingestellt wird. Der Innendruck in der zu messenden Kammer beträgt  $p \approx 1013 \text{ mbar}$ , der Differenzdruck zwischen Gaseinlaß und Gasauslaß  $p_d \approx 5 \text{ mbar}$ . Der Gasdruck in den Modulen wird ständig überwacht, ebenso die Raumtemperatur, die von direkt auf dem Granitblock aufgeklebten Temperatursensoren aufgezeichnet wird. Mit den gemessenen Druck- und Temperaturwerten wird eine Dichtenormierung der Gasverstärkung durchgeführt. Ein Hochspannungsversorgungsgerät<sup>4</sup> liefert die Anodendrahtspannung von 1350 V. Für die Messungen werden 5.9 keV-Photonen einer <sup>55</sup>Fe-Quelle verwendet, die eine vergleichbare Energie wie die Übergangsstrahlung aufweisen (s.u.). Wie in der Abbildung 4.7 zu erkennen ist, können zwei Kammermodule parallel zueinander bei gleicher Ausrichtung der Stirnseiten gleichzeitig auf dem Granitblock positioniert werden. Der Gasfluß erfolgt seriell durch die beiden Module.

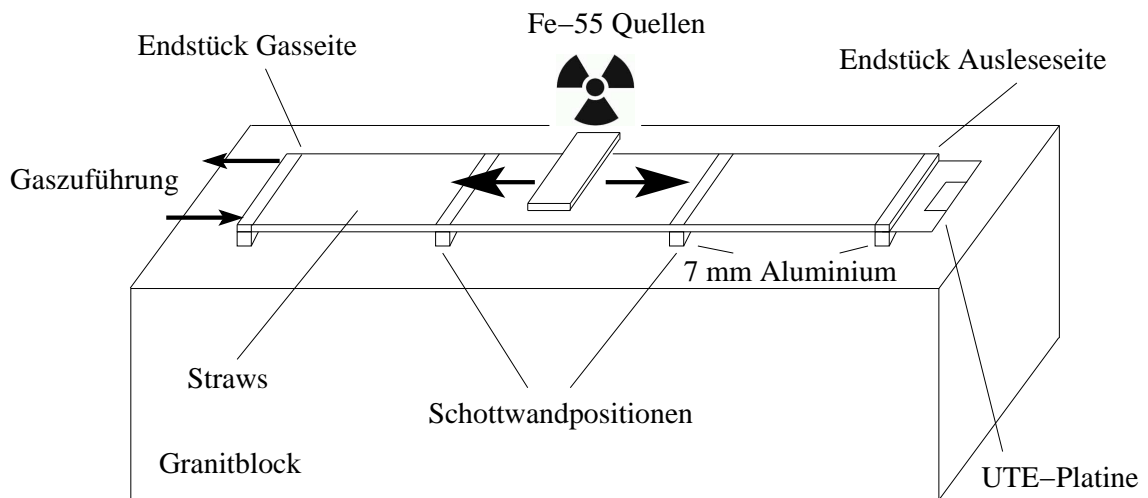


Abbildung 4.6: *Positionierung eines Kammermoduls auf dem Granitblock zur automatisierten Gasverstärkungsmessung der Flugmodule sowie zur Verbiegungsmessung der Testmodule. Die Gasversorgung befindet sich auf der linken, die Ausleseelektronik sowie die Hochspannungsversorgung auf der rechten Seite des Granitblocks.*

Alle 328 Flugmodule des TRD wurden auf diesem Teststand vermessen. Zur Simulation der Verhältnisse im Oktagon wurden die Module an den Endstücken und den Schottwandpositionen mit 7 mm starken Aluminiumstücken unterlegt und an

<sup>4</sup>SY127, Firma C.A.E.N.

den Endstücken mit Aluminiumblechen fixiert. Die Aluminiumstücke haben eine mechanische Toleranz von  $< 5 \mu\text{m}$ . Die Messung der Gasverstärkung erfolgt automatisiert an bis zu 10 Positionen entlang des Kammermoduls. Dazu werden die an einem Ausleger befestigten  $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Quellen über eine Schiene mit Schrittmotorsteuerung bewegt. Der Gasverstärkungswert jeder Kammer wird aus dem arithmetischen Mittel aller Messungen über diese 10 Positionen und aller 16 Straws je Position bestimmt.

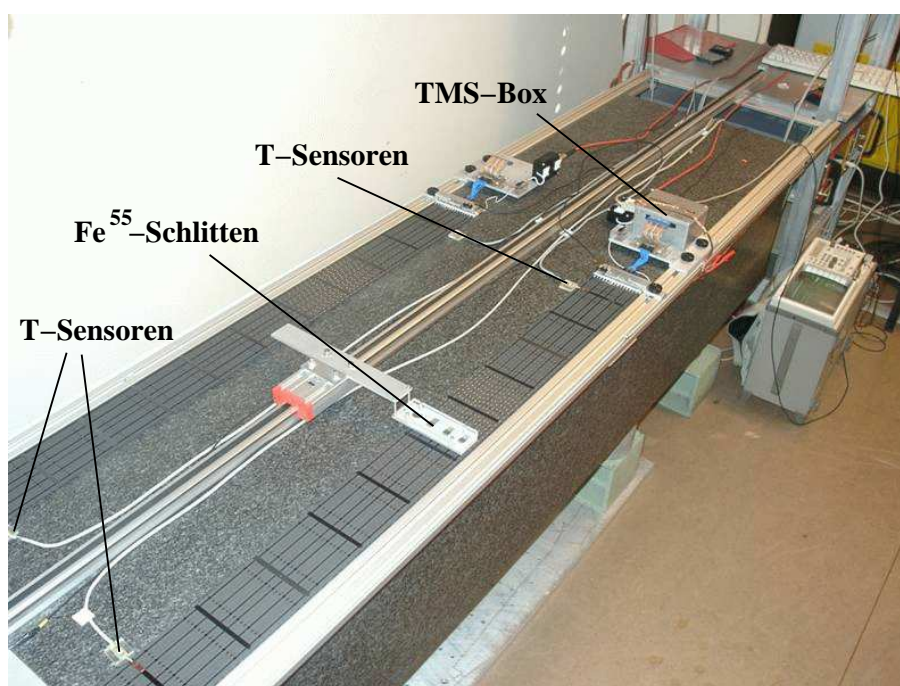


Abbildung 4.7: Aufbau der Meßstandes zur automatisierten Messung der Flugmodule.

### Verwendung von $^{55}_{26}\text{Fe}$ -Präparaten zur Erzeugung der Primärionisation

Als Röntgenquelle dienen  $^{55}\text{Fe}$ -Quellen mit einer Aktivität von  $370 \text{ kBq}$ . Über  $e^-$ -Einfang im Kern des  $^{55}\text{Fe}$  kommt es zur Aussendung eines  $\gamma$ -Quants der Energie  $5.9 \text{ keV}$ , welches im Kammergas über den Photoeffekt (vgl. Kapitel 3) eine Primärionisation verursacht. Die mittlere Ionisierungsenergie beträgt  $22 \text{ eV}$  für Xenon und  $26 \text{ eV}$  für Argon, so daß ein  $\gamma$ -Quant von  $5.9 \text{ keV}$  im Mittel 269 Primärelektronen in Xenon beziehungsweise 227 in Argon erzeugt. Die deponierte Ladung ergibt sich ausschließlich aus der Energie des  $\gamma$ -Quants und der Ionisationsenergie des Gases und wird nicht durch  $\delta$ -Elektronen beeinflusst. Für Argon liegt die Bindungsenergie der Elektronen der K-Schale mit  $3.2 \text{ keV}$  nahe bei der Energie der  $\gamma$ -Quanten, so daß der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt groß ist.

Das gemessene Energiespektrum einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle in  $\text{Ar}/\text{CO}_2$  ist in Abbildung 4.8a gezeigt. Neben dem Photopeak von  $5.9 \text{ keV}$  ist ein Escapepeak bei  $2.7 \text{ keV}$

zu erkennen. Entfernen die  $5.9\text{ keV}$ - $\gamma$ -Quanten ein Elektron aus der K-Schale eines Argon-Atoms, so beträgt die kinetische Energie dieses Elektrons  $E_\gamma - E_b$ , also  $2.7\text{ keV}$ . Das Loch in der K-Schale kann nun durch ein Elektron aus einer höherliegenden Schale aufgefüllt werden, wobei die Energiedifferenz zwischen beiden Niveaus entweder durch Emission eines Elektrons oder durch Aussendung eines weiteren  $\gamma$ -Quants mit einer Energie knapp unter  $3.2\text{ keV}$  abgegeben wird. Im ersten Fall beobachtet man die volle Energie von  $5.9\text{ keV}$  und erhält einen Eintrag im Photopeak, während man im zweiten eine um  $3.2\text{ keV}$  reduzierte Energie beobachtet, da das Quant eine hohe Reichweite in Argon besitzt und das Kammervolumen verlassen kann.

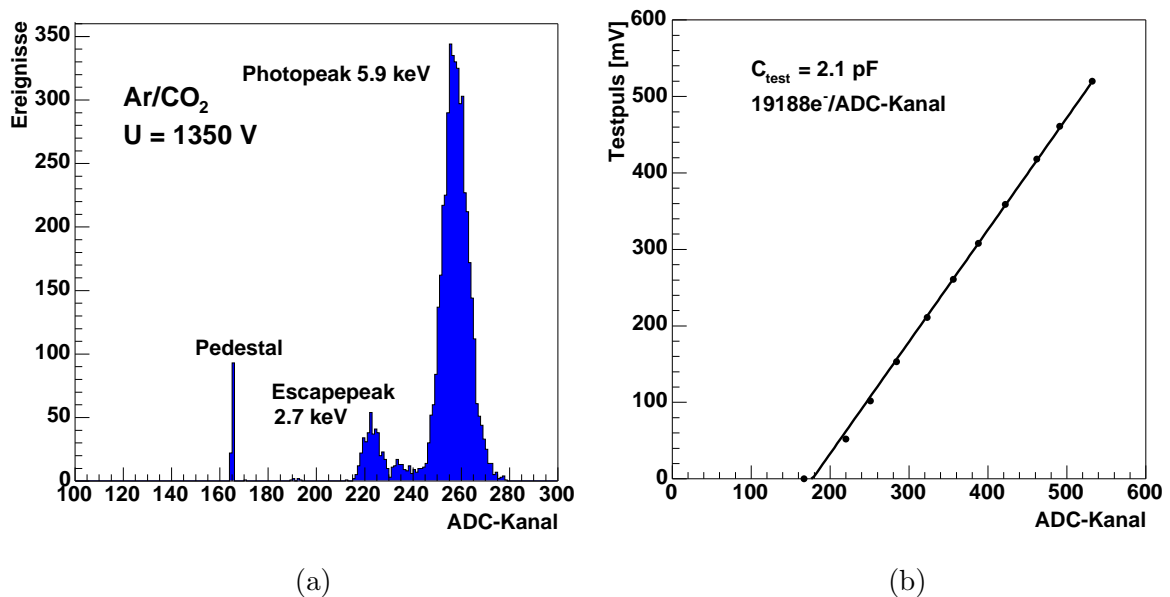


Abbildung 4.8: (a) Energiespektrum einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle in  $\text{Ar}/\text{CO}_2$  aufgenommen mit einer TMS-Auslese bei einer Anodenspannung von  $U = 1350\text{ V}$  (b) Kalibrationsgerade des ADC mit Testpulsen.

### TMS-Ausleseelektronik

Die Auslese der Drahtsignale erfolgt über einen ladungssensitiven Vorverstärker (TMS-DAQ). Diese hat den Vorteil, daß sie eine selbsttriggernde Schaltung erlaubt. Abbildung 4.9 zeigt eine schematische Darstellung der TMS-Auslese. Das Drahtsignal wird im TMS-Vorverstärker integriert und zu einem semigaussischen Puls geformt, dessen Höhe in einem 10-Bit ADC<sup>5</sup> digitalisiert wird. Dieser Puls wird vor dem ADC-Eingang in einem analogen Fan-in/Fan-out dupliziert. Der eine Puls wird an den analogen Eingang des ADC gelegt und dort digitalisiert, während der andere über einen Diskriminator und einen Gate-Generator an den Triggereingang geleitet

<sup>5</sup>Analog Digital Converter



wird, wo er die Auslese startet. Zusätzlich sorgt eine zwischen Diskriminator und Gate-Generator geschaltete Koinzidenzeinheit dafür, daß das periodische Signal eines Pulsgenerators eingekoppelt wird. Dieses startet die Auslese zufällig, und liefert somit einen Nullpunkt oder Rauschspektrum, das sogenannte *Pedestal*. Die Breite des Pedestals ist ein Maß für das Rauschen der Elektronik.

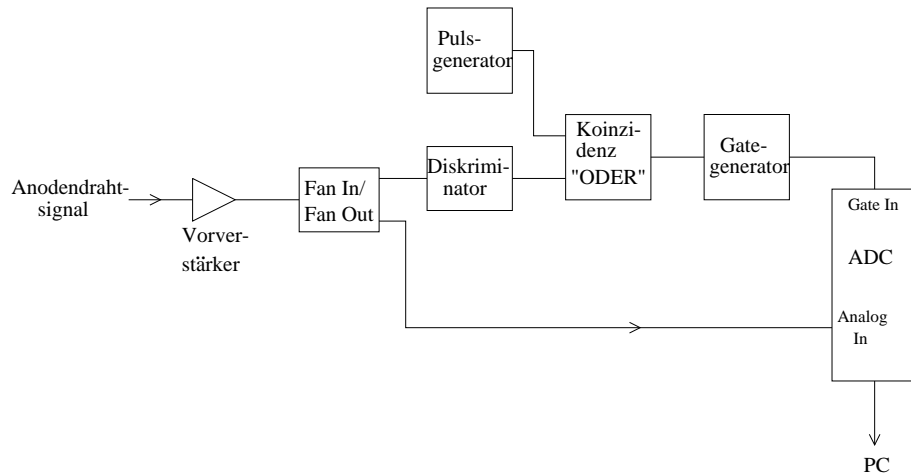


Abbildung 4.9: Schaltbild der TMS-Auslese

Die Kalibration der ADC-Kanäle erfolgt mit Testpulsen bekannter Spannung. Diese werden anstelle des Drahtsignals an den Vorverstärker gelegt. Die Spannungen wird mit der bekannten Testkapazität des TMS-Vorverstärkers ( $2.1 \text{ pF}$ ) in eine Ladung umgerechnet. Wie in Abbildung 4.8b gezeigt, kann man durch Anpassung einer Geraden den Kalibrationsfaktor des ADC in der Einheit Ladung/ADC-Kanal sowie die Lage des Pedestals ermitteln.

Da die bei der Entstehung der Gasverstärkung beteiligten Prozesse statistischer Natur sind, ist der Photopeak verbreitert. Die  $5.9 \text{ keV}$ -Linie ist außerdem durch das statistische Rauschen der Elektronik gaußisch verteilt. Durch Anpassung einer Gaußfunktion

$$f(x) = k \cdot \exp\left(-\frac{x - \bar{x}}{2\sigma}\right)^2$$

an den Photopeak in Abbildung 4.8a erhält man den Mittelwert der Verteilung ( $\bar{x}$ ), sowie die Höhe ( $k$ ) und die Breite ( $\sigma$ ).

### 4.3.2 Flugmodule: Homogenität der Gasverstärkung

Eine Gasverstärkungsmessung an einem  $1.8 \text{ m}$  langen Flugmodul ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Messung erfolgte an 10 Positionen entlang des Moduls, wobei die erste Meßposition mit dem Endstück an der Gasein- und Auslaßseite des



Moduls übereinstimmt, die Position 10 mit dem Endstück an der Ausleseseite. Die mittlere Gasverstärkung beträgt 5892.4 bei einem RMS von 1.3%. Die Abweichung der Gasverstärkung an den einzelnen Positionen vom Mittelwert sind farbkodiert dargestellt, die Zahlen geben die Abweichung in Prozent vom Mittelwert an. Nach Abbildung 4.5a bedeutet das RMS von 1.3%, daß 68% der Straws eine Drahtzentrierung von  $\leq 170 \mu m$  aufweisen. Die Verteilung des RMS aller 328 Flugmodule ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Das RMS liegt im Mittel bei 1.5%, nur ein einziges Modul erreicht einen Wert knapp über 3%. Somit wird die geforderte Homogenität der Gasverstärkung von allen Flugmodulen erfüllt.

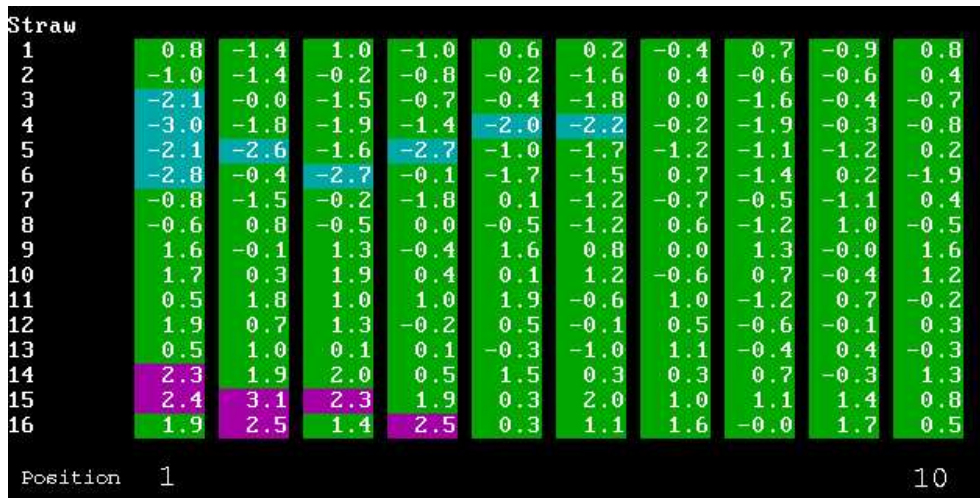


Abbildung 4.10: Gasverstärkungsmessung einer auf dem Granitblock positionierten Kammer. Jeder Straw (1-16) wurde an 10 Positionen entlang der Kammerlänge gemessen. Die Zahlenwerte geben die Abweichung der Gasverstärkung in Prozent zum Mittelwert an.

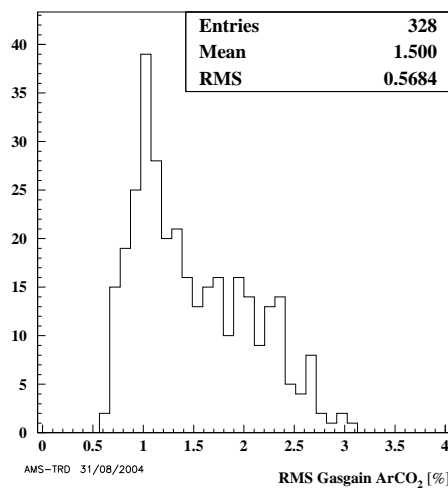


Abbildung 4.11: Verteilung des RMS der Gasverstärkungsmessungen der 328 Flugmodule. Der Mittelwert liegt bei 1.5%.

### 4.3.3 Verbiegungsmessungen

Unterlegt man ein auf dem Granitblock positioniertes Strawmodul mit Metallstreifen von einigen  $100\ \mu\text{m}$  Dicke, so werden die Röhrenwände gegenüber dem Anodendraht verschoben, sofern die Endstücke fixiert sind, der Anodendraht also seine Position nicht verändert. Abbildung 4.12 zeigt das Höhenprofil einer  $1.8\ \text{m}$  langen Testkammer, die am mittleren CFC-Querstreifen mit einem  $400\ \mu\text{m}$  dicken Metallstreifen unterlegt wurde, relativ zur Oberfläche des Granitblocks. Die Höhenmessung erfolgt an jeweils drei Punkten auf den CFC-Querstreifen auf der Oberseite der Kammer, wobei die Meßwerte gemittelt werden. Die zur Messung verwendete Präzisionsmeßuhr hat eine Ablesegenauigkeit von  $\pm 5\ \mu\text{m}$  bei einer Wiederholgenauigkeit der Messung von  $\sim 10\ \mu\text{m}$ . Die Verbiegung der Kammer steigt symmetrisch von den Endstücken zur Mitte an. In der Mitte ist die Kammer im Vergleich zu den fixierten Endstücken um  $\sim 400\ \mu\text{m}$  ausgelenkt.

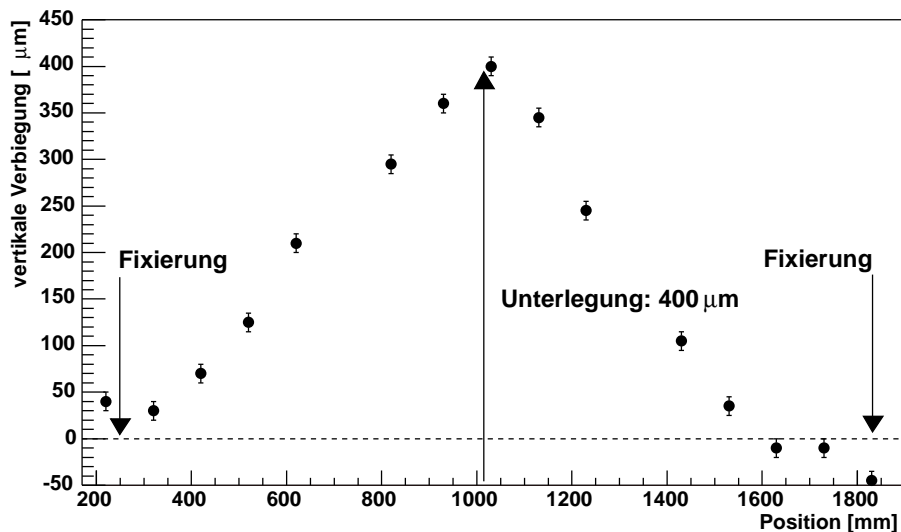


Abbildung 4.12: Höhenprofil der Testkammer, gemessen auf den CFC-Querstreifen bei einer Unterlegung von  $400\ \mu\text{m}$  in der Mitte. Die Kammer ist an den Endstücken fixiert.

Von den Meßwerten in Abbildung 4.12 wurde eine zuvor durchgeführte Nullmessung abgezogen, um eine eventuelle anfängliche Verbiegung der Kammer sowie Unebenheiten auf den Querstreifen zu kompensieren. Das Ergebnis einer an dieser unterlegten Kammer durchgeführten Gasverstärkungsmessung jeweils in der Mitte zwischen zwei benachbarten Querstreifen ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 4.10 auf Seite 55 sind hier die relativen Abweichungen vom geringsten Wert der Gasverstärkung (Straw 4, Position1) in Prozent farbkodiert aufgetragen. Der Anstieg der Gasverstärkung zur Mitte ist deutlich zu erkennen.

In Abbildung 4.14 ist die für alle 16 Straws der jeweiligen Meßposition gemittelte relative Änderung der Gasverstärkung gezeigt. Auch hier erkennt man die Korrela-

tion der Gasverstärkungsänderung mit der Auslenkung der Kammer. Die maximale Änderung der Gasverstärkung in der Mitte der Kammer bei einer Auslenkung von  $400\ \mu\text{m}$  beträgt  $(6.6 \pm 1.5)\%$ , in Übereinstimmung mit der Theorie.

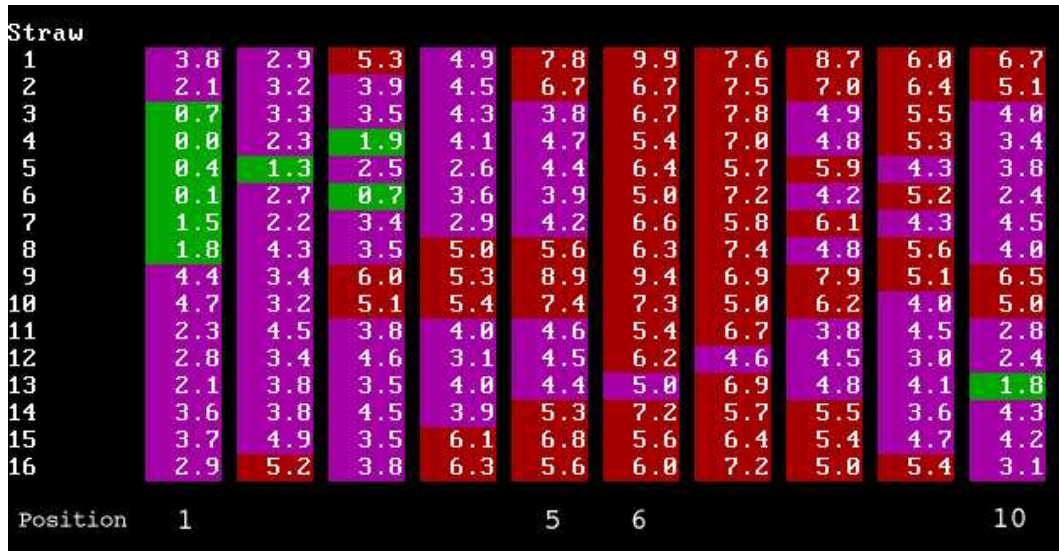


Abbildung 4.13: Messung der Kammer bei einer Unterlegung von  $400\ \mu\text{m}$  in der Mitte zwischen Position 5 und 6. Deutlich zu erkennen der Anstieg der Gasverstärkung in der Mitte, d.h. bei größeren Drahtablagen.

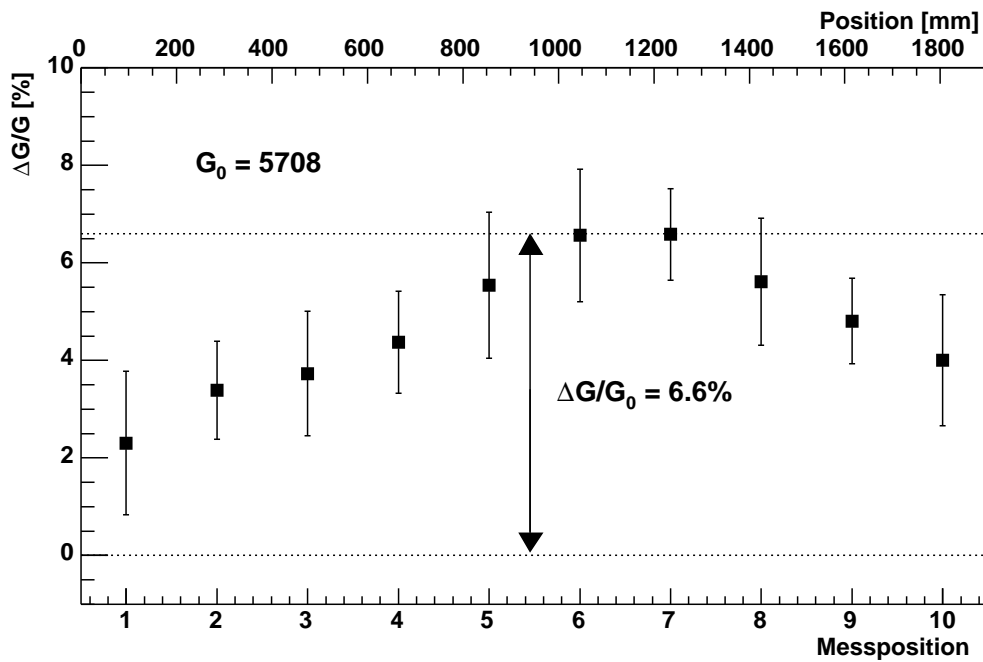


Abbildung 4.14: Relative Gasverstärkungsänderung  $\Delta G/G_0$ , gemittelt über 16 Straws an der jeweiligen Position.

Trägt man die relative Änderung der Gasverstärkung  $\frac{\Delta G}{G_0}$  gegen die vertikale Auslenkung einer Kammer auf, so erhält man den in Abbildung 4.15 dargestellten Zusammenhang. Die Messungen wurden mit 5 verschiedenen Modulen unterschiedlicher Länge durchgeführt, wobei hier der Übersichtlichkeit halber nur jeweils einer der 16 Straws jeder Kammer gezeigt ist. Die mechanische Auslenkung wurde gemäß Gleichung 4.12 um den elektrostatischen Anteil korrigiert (untere Achse). Ebenfalls eingezeichnet ist die gemäß Gleichung 4.10 berechnete Theoriekurve. Die Messungen sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

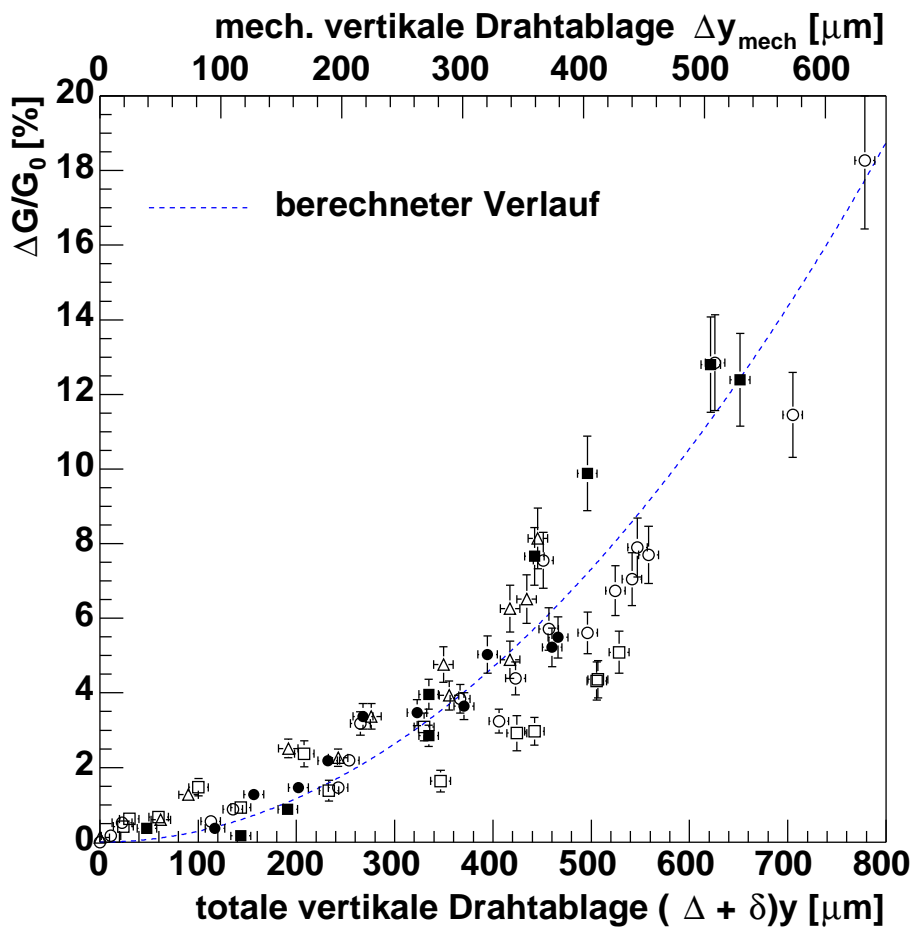


Abbildung 4.15: Änderung der Gasverstärkung bei vertikaler Verbiegung für 5 verschiedene Kammermodule. Die gestrichelte Kurve gibt den nach Gleichung 4.10 erwarteten theoretischen Verlauf wieder.

Durch Messung der Gasverstärkung ist es möglich, eine unbekannte Drahtablage in einem Straw eines Modules quantitativ zu bestimmen. Verbiegt man die Kammer in  $+y$ - und  $-y$ -Richtung durch Unterlegen bzw. Beschweren, so erreicht die Gasverstärkung ein Minimum, wenn der Draht in vertikaler Richtung bestmöglich zentriert ist. Die aufgebrachte Verbiegung bei Erreichen dieses Minimums entspricht dann der Drahtablage in dem Straw bei unverbogener Kammer. Die Abbildung 4.17a

zeigt eine solche Messung, durchgeführt in der Mitte des 1.8 m-Testmoduls. Zur Vergleichbarkeit der Messungen mit den CT-Scans (s. Abschnitt 4.3.4) wird die Kammer auf einer Wabenstrukturplatte mit einer NOMEX-Beschichtung wie in Abbildung 4.16 gezeigt positioniert.

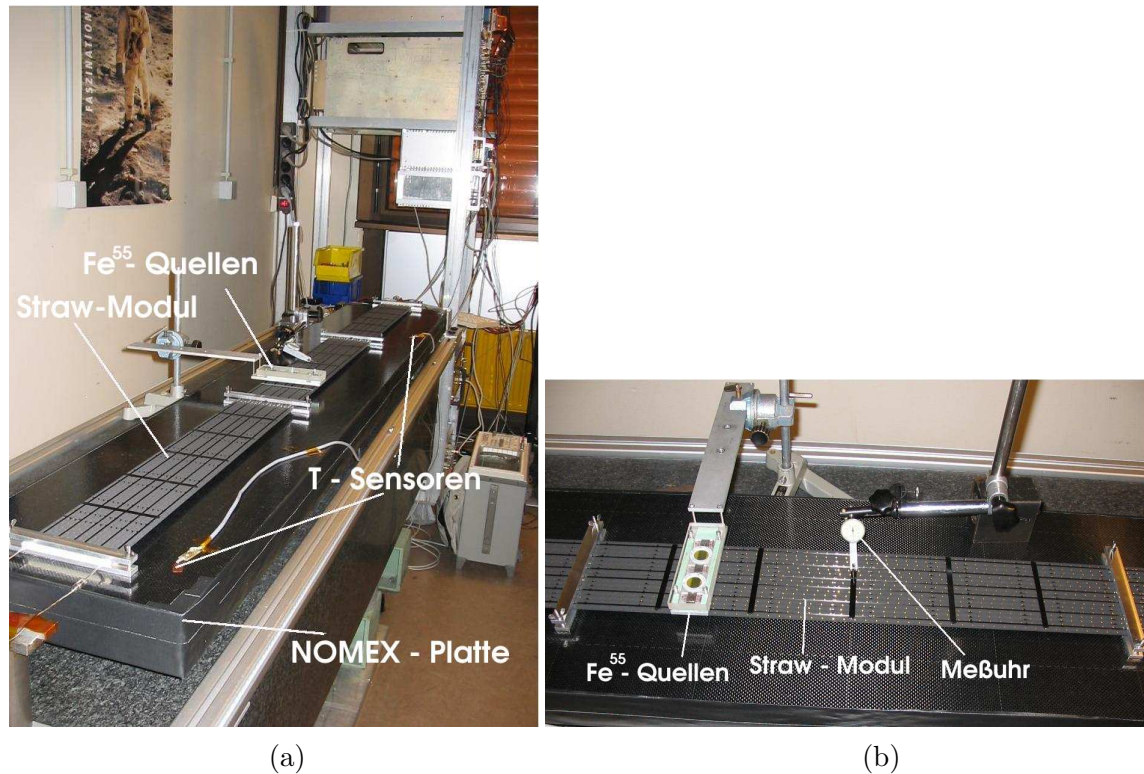


Abbildung 4.16: Aufbau der Meßstandes. (a) Kammermodul mit NOMEX-Platte auf dem Granitblock. (b) Fe<sup>55</sup>-Quellen und Meßuhr.

Die Unterstützung der Kammer erfolgt wie im Oktagon an den Endstücken und den Schottwandpositionen mit 7 mm dicken Aluminiumstücken. Die Genauigkeit der Positionierung entspricht der des Granitblockes. Die Kammer wird wieder am mittleren Querstreifen unterlegt bzw. mit Polycarbonatstreifen beschwert. Die Messung der Auslenkung erfolgt mit der bereits beschriebenen Meßuhr. Mißt man die relative Änderung der Gasverstärkung direkt am mittleren Querstreifen in Abhängigkeit der Auslenkung, so erhält man den in Abbildung 4.17a exemplarisch für einen Straw gezeigten Verlauf. Aus der Lage des Nullpunkts einer angepaßten Parabelfunktion erhält man eine Drahtablage von  $+182 \mu\text{m}$ . Die Messung aller 16 Straws an der gleichen Position (Abbildung 4.17b) zeigt, daß die Drähte um etwa  $+200 \mu\text{m}$  in der Vertikalen ausgelenkt sind.

Diese Verbiegung wird bestätigt durch das Höhenprofil der Kammer relativ zur NOMEX-Platte (Abbildung 4.18). Die Röhre ist in der Mitte zwischen den Schottwandpositionen um etwa  $200 \mu\text{m}$  nach unten ausgelenkt, die Drähte entsprechend  $200 \mu\text{m}$  nach oben, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Gasverstärkungsmessung.



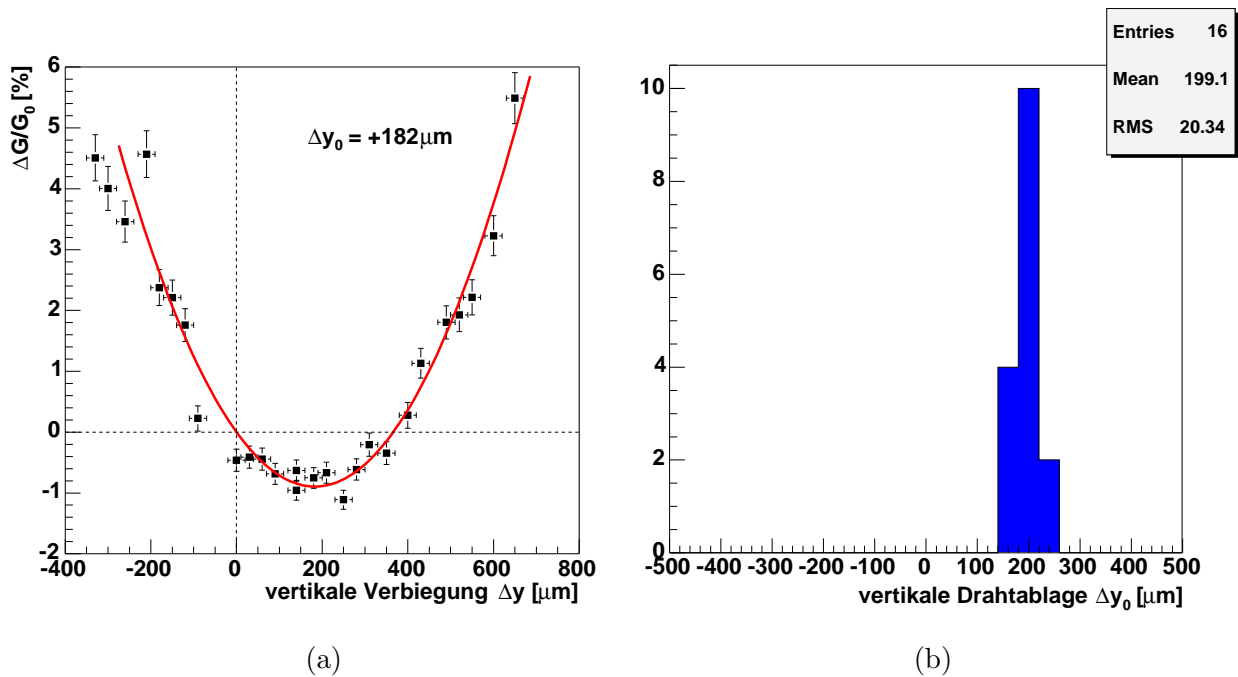


Abbildung 4.17: (a) Änderung der Gasverstärkung aufgetragen gegen die aufgebraachte vertikale Verbiegung für Straw 15. Zur Bestimmung der  $y$ -Ablage wurde eine Parabelfunktion angepaßt. (b) Verteilung der  $y$ -Ablagen der Drähte aller 16 Straws der untersuchten Kammer.

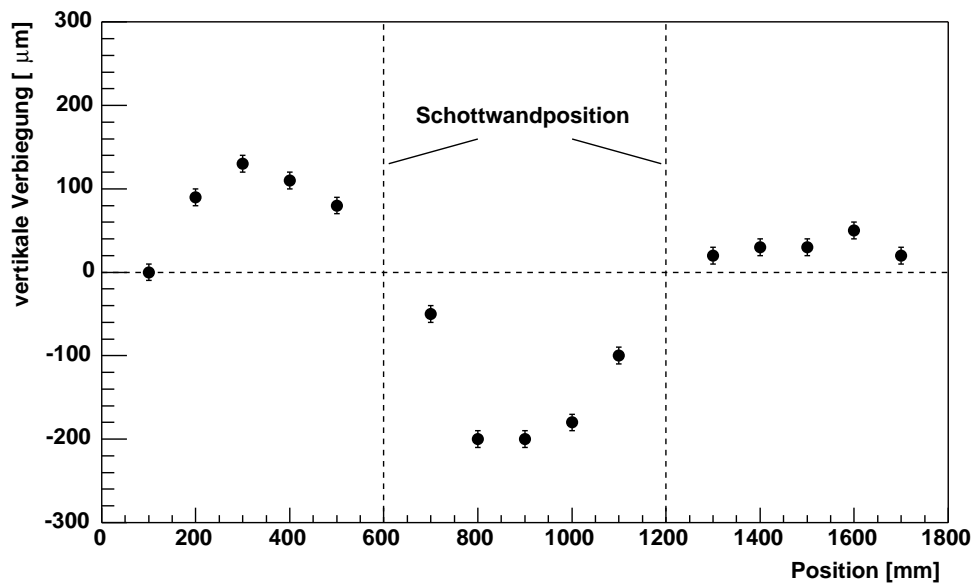


Abbildung 4.18: Höhenprofil des 1.8 m-Testmoduls.

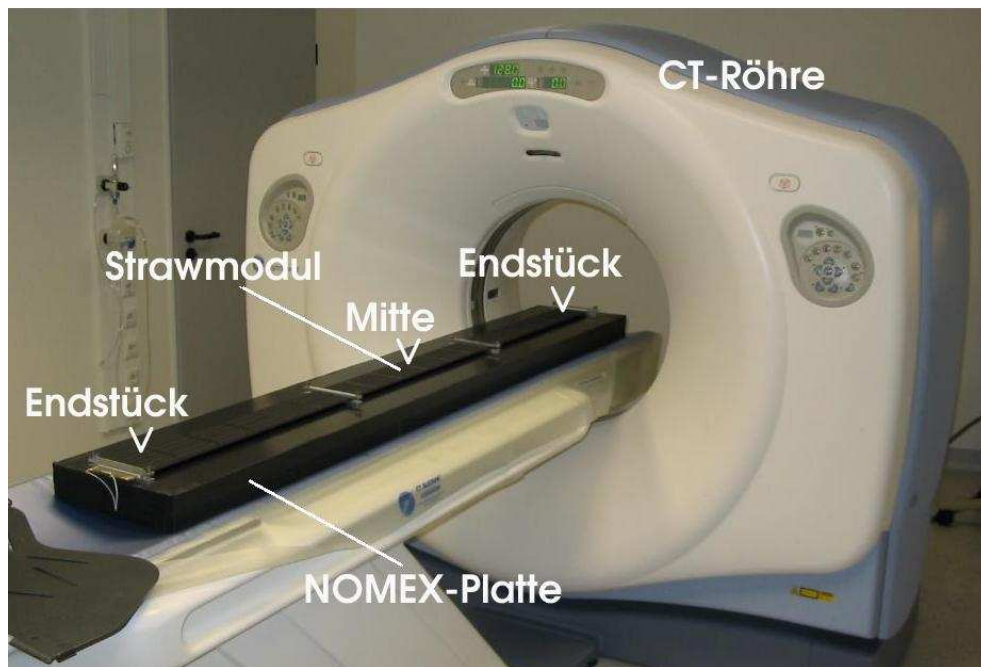


Abbildung 4.19: Kammermodul auf der NOMEX-Platte in der CT-Röhre. Die Markierungen zeigen die Scanpositionen an.

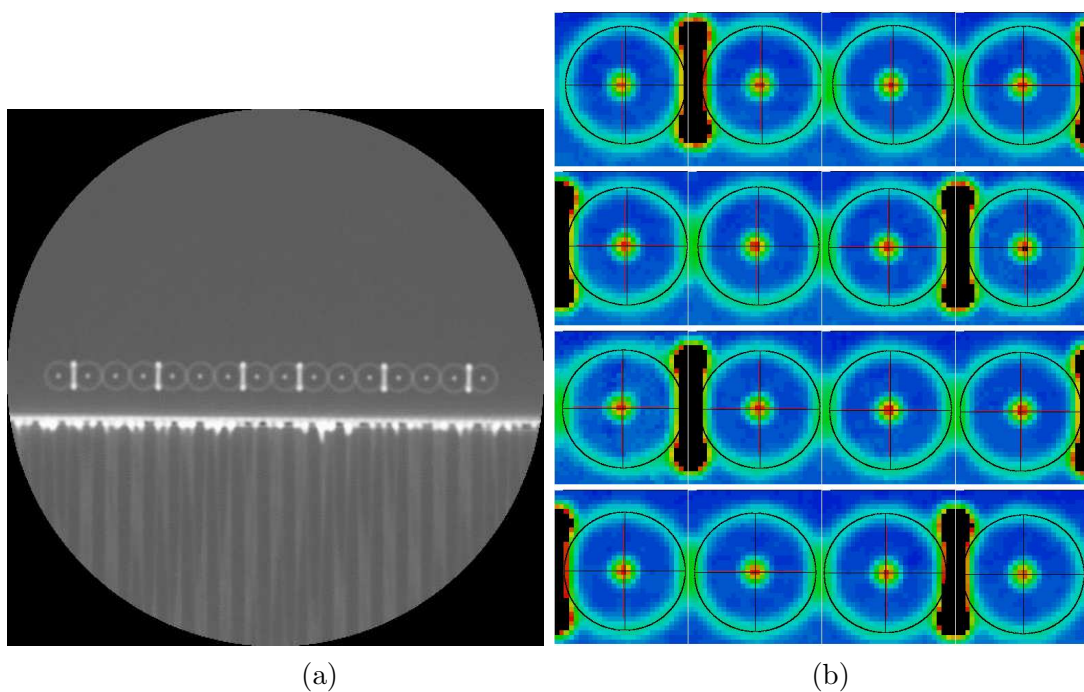


Abbildung 4.20: (a) Rohbild eines CT-Scans. Die Strukturen unterhalb der Kammer stammen von der Wabenstruktur der NOMEX-Platte. (b) Das weiterverarbeitete Bild mit Fits der Drahtposition (rot) und der Strawwand (schwarz).

#### 4.3.4 Verifizierung der Gasverstärkungsmessungen

Zur Verifizierung der Gasverstärkungsmessungen wird das 1.8 m lange Testmodul in einem Computertomografen<sup>6</sup> an mehreren Positionen orthogonal zur Längsachse der Röhre gescannt [47]. Das Modul bleibt dazu auf die bereits in Abbildung 4.16 gezeigte NOMEX-Platte montiert und ist weiterhin an den Endstücken sowie an den Schottwandpositionen unterstützt und fixiert, um die Vergleichbarkeit der CT-Scans mit den Gasverstärkungsmessungen zu gewährleisten. Die Positionierung der Kammer entspricht somit dem in Abbildung 4.18 gezeigten Höhenprofil. Abbildung 4.19 zeigt das Modul in der CT-Röhre. Die Scans erfolgen gemäß den markierten Positionen an den beiden Endstücken und in der Mitte der Kammer. Das Bild eines derartigen CT-Scans ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die Anodendrähte, die Strawwände sowie die CFC-Längsstreifen. Durch Fits eines zweidimensionalen Gaußprofils an die Anodendrähte sowie einer Kreisfunktion an die Strawwände kann die Drahtablage direkt bestimmt werden. Die Strawwände zeigen keine wesentlichen Abweichungen von der Kreisform. Die Genauigkeit der mit dieser Methode bestimmten Drahtpositionen beträgt  $10 \mu\text{m}$  [49].

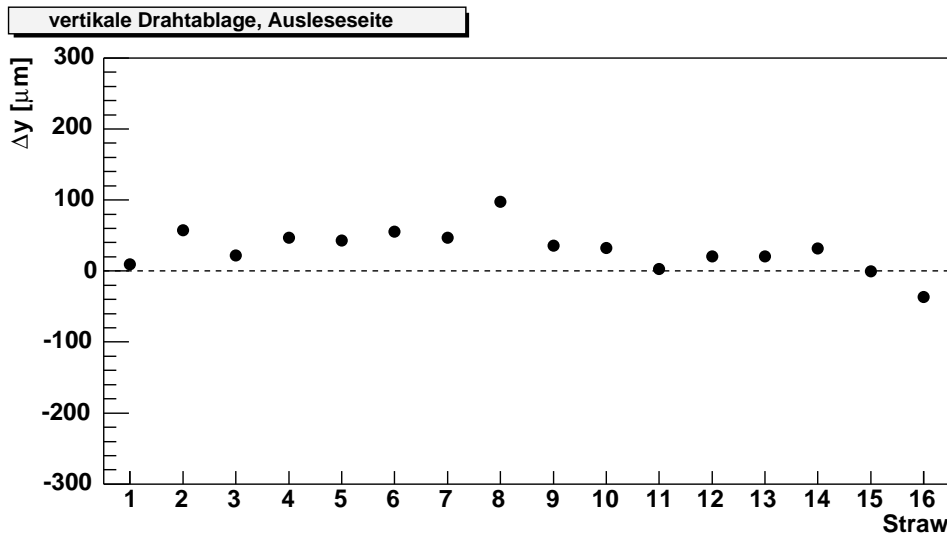


Abbildung 4.21: Vertikale Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück.

In den Abbildungen 4.21 und 4.22 sind die einzelnen Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück in vertikaler ( $\Delta y$ ) und horizontaler ( $\Delta x$ ) Richtung für die 16 Straws dargestellt. In beiden Richtungen weisen sämtliche Drähte nur sehr geringe Abweichungen von der Strawmitte auf. Die maximale Abweichung einzelner Straws beträgt  $\sim 80 \mu\text{m}$ . Der Mittelwert der Drahtablagen beträgt  $(30.3 \pm 29.1) \mu\text{m}$  für  $\Delta y$  und  $(2.1 \pm 38.7) \mu\text{m}$  für  $\Delta x$  (Abbildung 4.23). Berechnet man aus  $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$  die radiale Drahtablage, so beträgt der Wert  $\Delta r = (54.5 \pm 22.5) \mu\text{m}$  und liegt damit im Rahmen des RMS innerhalb von  $100 \mu\text{m}$  (Abbildung 4.27a). Am gassseitigen

<sup>6</sup>Typ *LightSpeed*, Fa. General Electric. Mit freundlicher Unterstützung des Luisenhospitals Aachen



Endstück liegen die vertikalen Ablagen alle innerhalb von  $70 \mu\text{m}$  (Abbildung 4.24), während die Drähte in horizontaler Richtung in einigen Fällen (z.B. Straw 1) um bis zu  $190 \mu\text{m}$  ausgelenkt sind (Abbildung 4.25). Für alle 16 Straws ergibt sich für  $\Delta y$  ein Mittelwert von  $(23.5 \pm 23.7) \mu\text{m}$  und für  $\Delta x$  ein Wert von  $(-66.4 \pm 69.4) \mu\text{m}$  (Abbildung 4.26). Die mittlere radiale Drahtablage am gasseitigen Endstück ist mit  $\Delta r = (81.1 \pm 39.5) \mu\text{m}$  ebenfalls im einem guten Toleranzbereich (Abbildung 4.27b). Aus Gleichung 4.12 auf Seite 48 ergibt sich aus der maximalen mechanischen Drahtablage innerhalb des RMS von  $\sim 120 \mu\text{m}$  an der Gaseinlaß- und Auslaßseite unter Berücksichtigung der zusätzlichen elektrostatischen Kraft bei  $U = 1350 \text{ V}$  eine totale Drahtablage von  $\sim 160 \mu\text{m}$ .

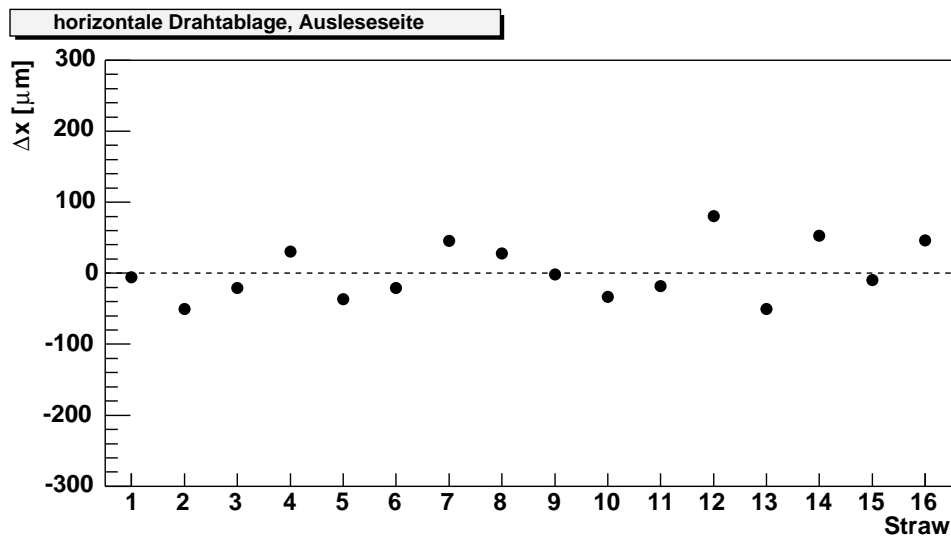


Abbildung 4.22: Horizontale Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück.

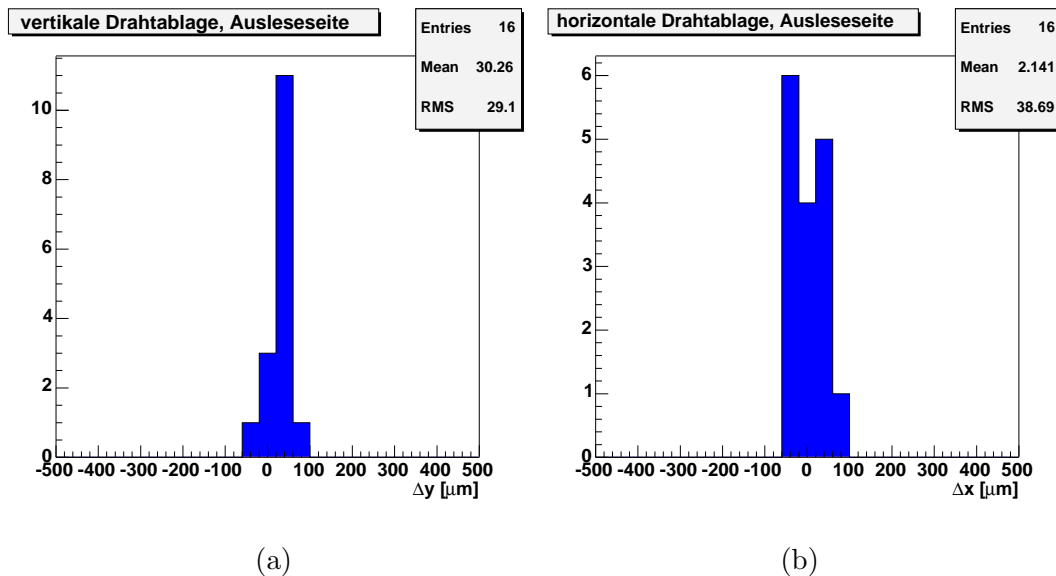


Abbildung 4.23: Verteilung der Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück. (a) Vertikal. (b) Horizontal.

Die Varianz der Gasverstärkung beträgt demnach nur  $\sim 0.6\%$ . An der Ausleseseite ist die maximale mechanische Drahtablage mit  $\sim 78\ \mu\text{m}$  wesentlich kleiner, somit auch die totale Drahtablage von  $\sim 125\ \mu\text{m}$ . Die Varianz der Gasverstärkung beträgt hier nur  $\sim 0.2\%$ . Die geforderte mechanische Genauigkeit von  $< 250\ \mu\text{m}$  wird also durch die Anodendrahtzentrierung an beiden Endstücken des Testmoduls sehr gut erreicht.

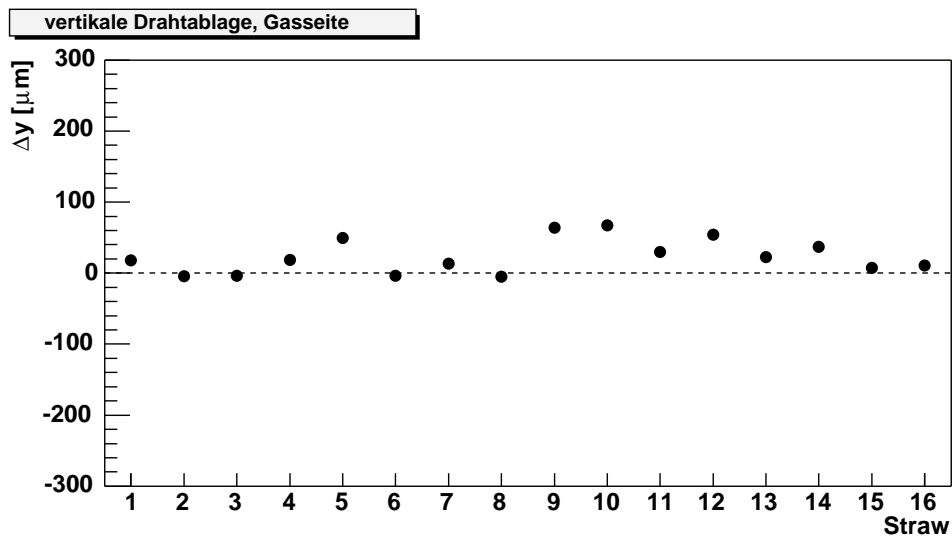


Abbildung 4.24: Vertikale Drahtablagen am gasseitigen Endstück.

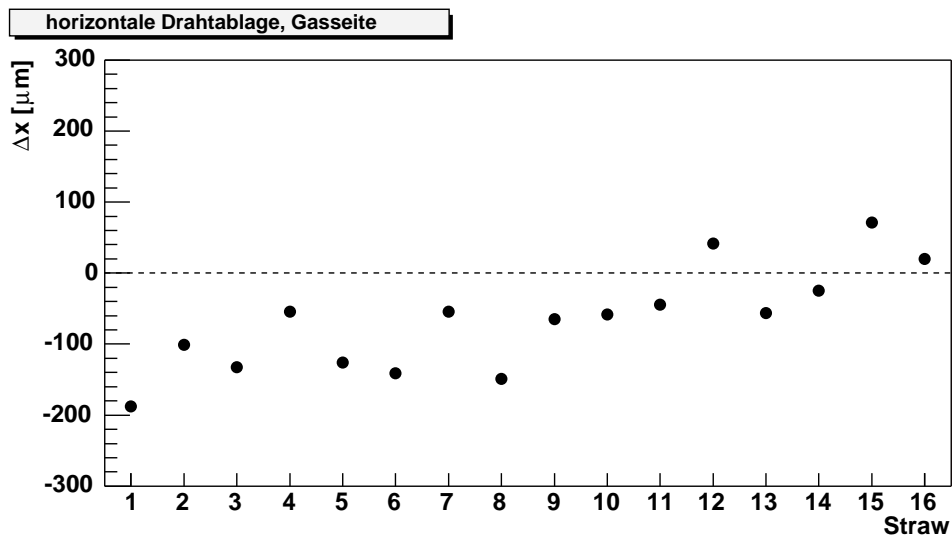


Abbildung 4.25: Horizontale Drahtablagen am gasseitigen Endstück.

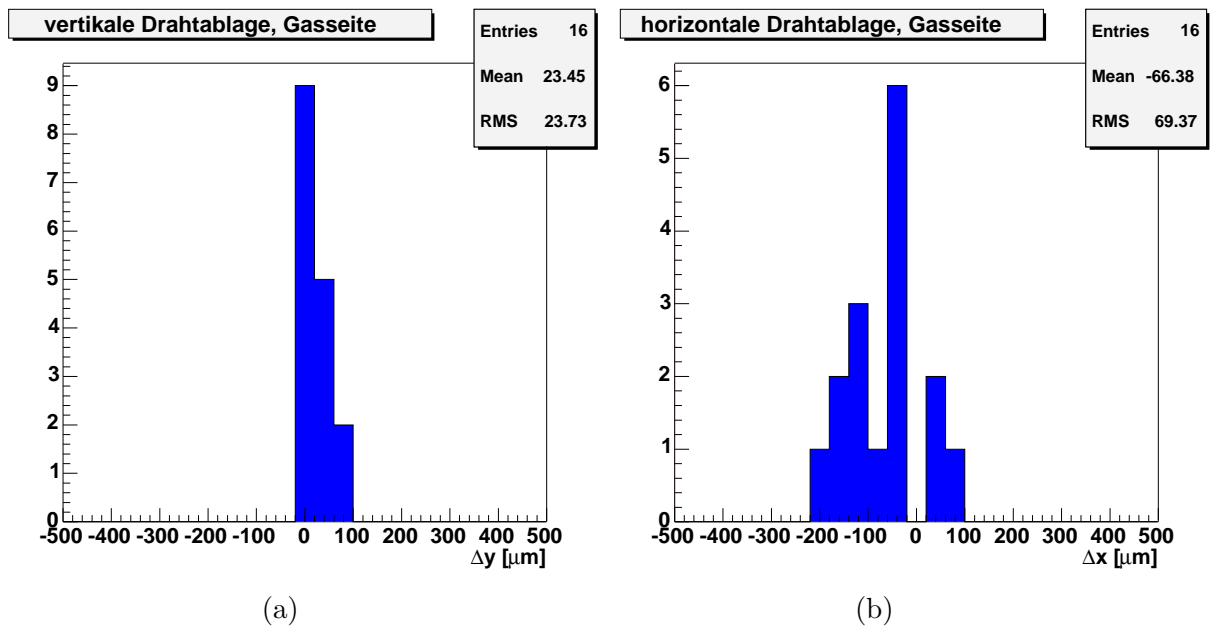


Abbildung 4.26: Verteilung der Drahtablagen am gasseitigen Endstück. (a) Vertikal. (b) Horizontal.

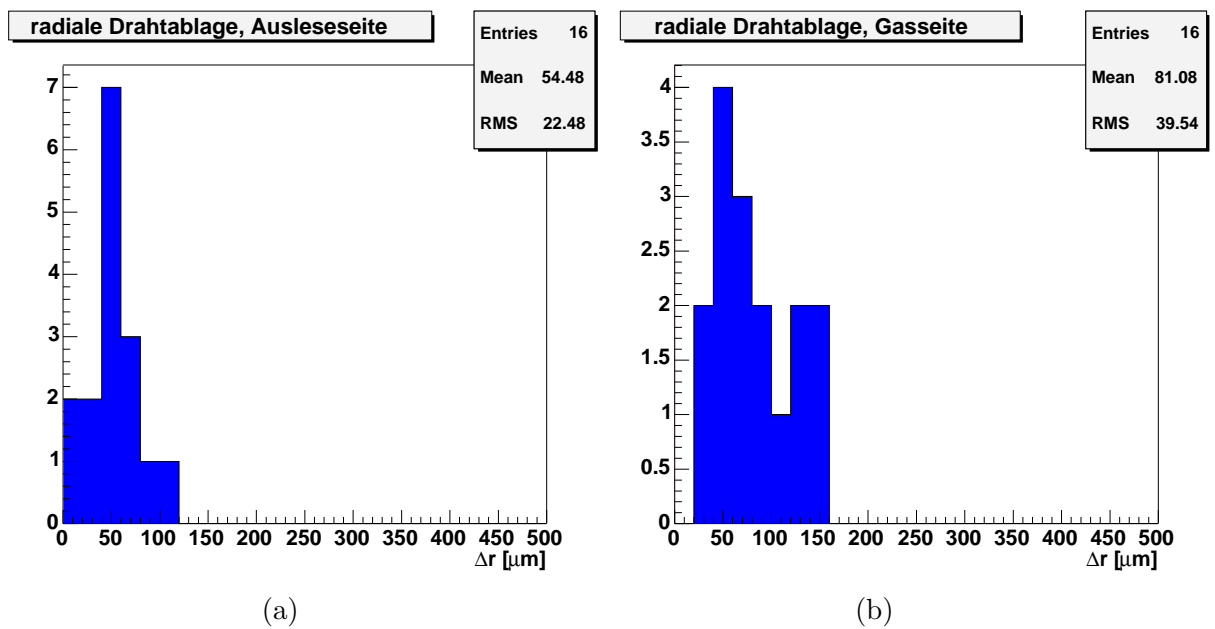


Abbildung 4.27: Verteilung der radialen Drahtablagen. (a) Ausleseseitiges Endstück. (b) Gasseitiges Endstück.

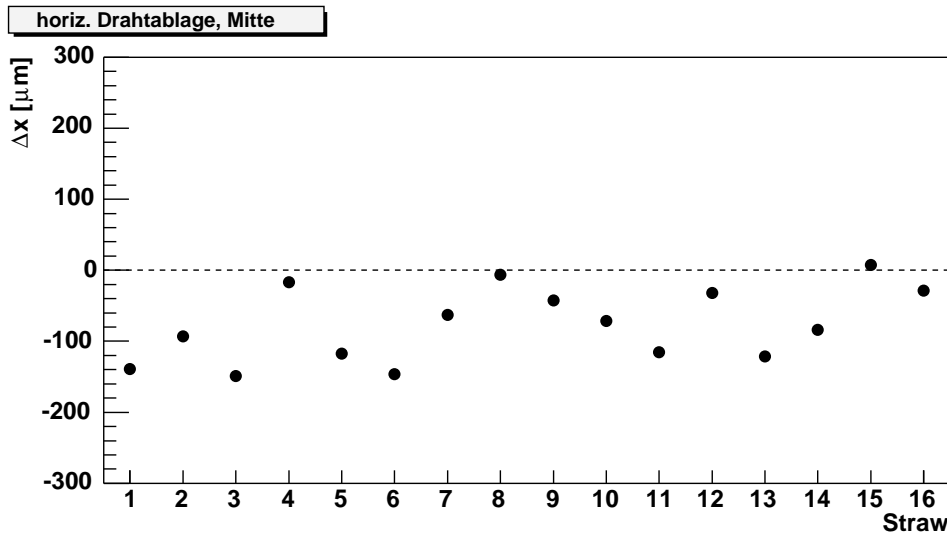


Abbildung 4.28: Horizontale Drahtablagen in der Kammermitte.

Die horizontalen Anodendrahtablagen in der Mitte der Kammer sind in Abbildung 4.28 gezeigt. Auch hier weisen einige Drähte (z.B. Straw 3 und 6) Abweichungen bis zu  $150 \mu\text{m}$  von der Strawmitte auf. Der Mittelwert der horizontalen Drahtablagen beträgt  $(-76.2 \pm 50.5) \mu\text{m}$  (Abbildung 4.30a). Betrachtet man die vertikalen Ablagen in der Kammermitte (Abbildung 4.29) so erkennt man eine systematische Auslenkung aller 16 Drähte um etwa  $150 - 250 \mu\text{m}$  in positive  $y$ -Richtung. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Höhenprofil der Kammer (Abbildung 4.18, Seite 60) und den Gasverstärkungsmessungen in der Kammermitte (vgl. Abschnitt 4.3.3). Der Mittelwert der vertikalen Drahtablagen von  $(190.2 \pm 33.9 \mu\text{m})$  ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Gasverstärkungsmessungen. Offensichtlich ist das Testmodul verspannt in die NOMEX-Platten-Haltestruktur eingebaut. Eine solche Situation gilt es beim Einbau der Flugmodule in das Oktagon zu vermeiden.

Zu beachten ist, daß die mit der CT ermittelten Drahtablagen rein mechanische Ablagen sind, da während der CT-Messung keine Hochspannung zwischen Anodendraht und Strawwand anliegt. Die in Abbildung 4.17 auf Seite 60 gezeigten Drahtablagen sind jedoch aufgrund der anliegenden Hochspannung von  $U = 1350 \text{ V}$  um den durch Gleichung 4.12 (Seite 48) gegebenen elektrostatischen Anteil vergrößert. Um einen quantitativen Vergleich der Gasverstärkungsmessungen mit den CT-Scans ziehen zu können, muß man den elektrostatischen Anteil in Abbildung 4.30b berücksichtigen. Die mittlere mechanische Ablage von  $y_{\text{mech}} = 190 \mu\text{m}$  wird nach Gleichung 4.12 auf  $y_{\text{tot}} = 240 \mu\text{m}$  vergrößert. Die aus den Gasverstärkungsmessungen ermittelte mittlere totale Drahtablage beträgt  $y_{\text{tot,gain}} = 199 \mu\text{m}$  (vgl. Abbildung 4.17b). Beide Werte stimmen innerhalb ihres RMS überein.

Sehr deutlich wird die Übereinstimmung der beiden Meßmethoden anhand des un Abbildung 4.17a exemplarisch dargestellten Straws 15. Die Gasverstärkungsmessung liefert eine totale vertikale Drahtablage von  $y_{\text{tot}} = 182 \mu\text{m}$ . Diese entspricht nach Gleichung 4.12 bzw. Abbildung 4.5 einer mechanischen Ablage von  $y_{\text{mech}} = 145 \mu\text{m}$ .

In Abbildung 4.29 liest man für Straw 15 eine mit der CT ermittelte mechanische Drahtablage von  $\sim 140 \mu m$  ab. Die Gasverstärkungsmessungen des letzten Abschnitts konnten also mit Hilfe der Computertomographie als einem unabhängigen Meßverfahren bestätigt werden.

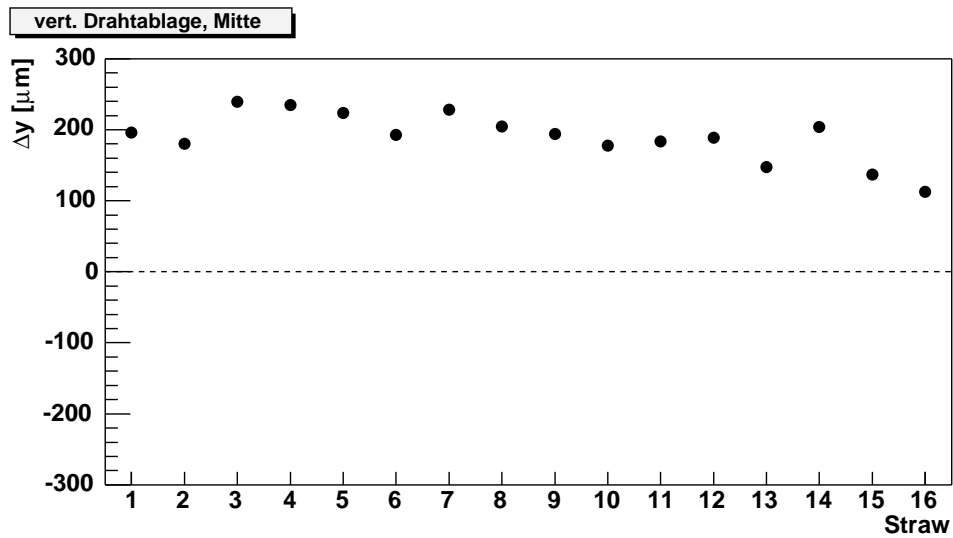


Abbildung 4.29: vertikale Drahtablagen in der Kammermitte

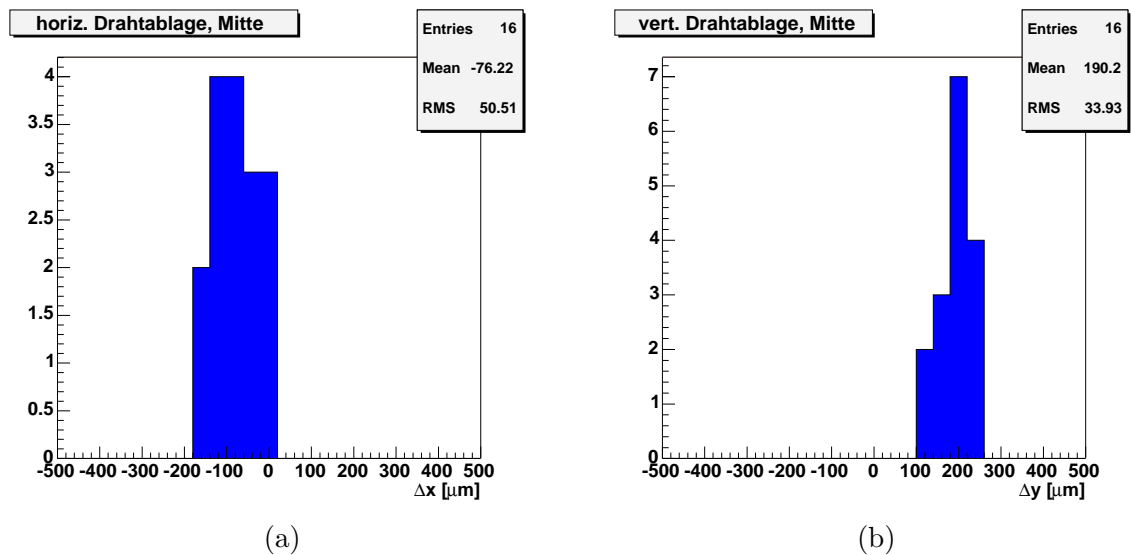


Abbildung 4.30: Verteilung der horizontalen (a) und der vertikalen Drahtablagen (b) in der Mitte der Kammer. In der Vertikalen sind die Drähte um etwa  $190 \mu m$  nach oben versetzt, vergl. Abbildung 4.29 und Abbildung 4.18.

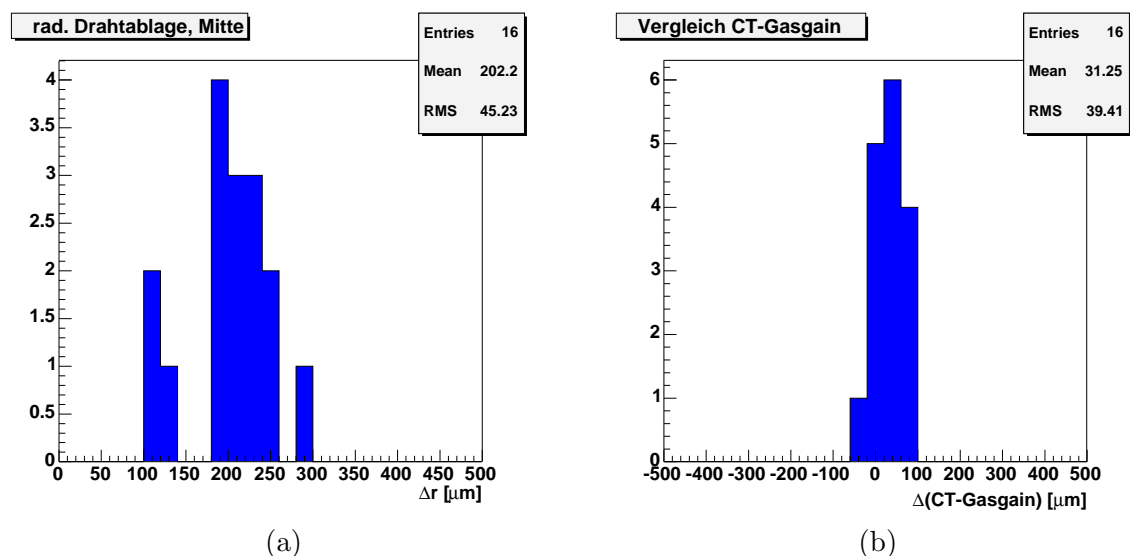


Abbildung 4.31: (a) Verteilung der radialen Drahtablagen in der Mitte der Kammer. (b) Vergleich der mit der CT und der Gasverstärkung bestimmten mechanischen Drahtablagen.

Berechnet man für jeden Straw die Differenz aus den mit der CT ermittelten vertikalen Drahtablagen zu den um den elektrostatischen Anteil korrigierten Ablagen aus der Gasverstärkungsmessung, so erhält man die in Abbildung 4.31b gezeigte Verteilung. Ihr Mittelwert liegt bei  $31 \mu\text{m}$  bei einer Breite (RMS) von  $39 \mu\text{m}$ , was ebenfalls die gute Übereinstimmung der beiden Verfahren im Rahmen ihrer Meßgenauigkeiten zeigt.

## 4.4 Mechanische Präzision der Tragestruktur

Die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Messungen zeigen, daß die Kammermodule mit der erforderlichen Genauigkeit produziert werden konnten. Diese Präzision muß ebenfalls von der Tragestruktur erfüllt werden, da Abweichungen der Modulschlitzhöhen an den Schottwänden zu einer Verbiegung der Module führen. Sämtliche Modulschlitzhöhen der Tragestruktur wurden mit einer 3D-Meßmaschine vermessen<sup>7</sup> [48]. Der Meßkopf besteht aus einer Saphirkugel (Radius  $r = 1 \text{ mm}$ ). Bei Berührung eines Hindernisses durch die Saphirkugel werden elektrische Signale in Piezoelementen erzeugt, die von einem Meßrechner weiterverarbeitet werden. Die Messung der Modulschlitzhöhen für jede der 328 Strawmodulpositionen erfolgt mit Hilfe eines Kohlefaserrahmens, der an die entsprechende Position im Oktagon eingesetzt wird. Der Rahmen besteht aus drei parallel verlaufenden Kohlefaserrohren (Durchmesser  $6 \text{ mm}$  bzw.  $8 \text{ mm}$  zwischen den Schottwänden) sowie vier

<sup>7</sup>Typ RS 1618, Fa. Wenzel Präzision GmbH, Wiesenthal

Aluminiumstücken der Dicke  $8\text{ mm}$ , welche sich an den Schottwand- und den Oktagonwandpositionen befinden. Die Aluminiumstücke weisen wie die Endstücke der Module eine mechanische Präzision von  $< 5\ \mu\text{m}$  auf. Die Aluminiumstücke an den Schottwandpositionen befinden sich in einem festen Abstand von  $328\text{ mm}$  von der Mitte des Rahmens, während die beiden äußeren Stücke zur Simulation verschiedener Modullängen entlang des Kohlefaserrahmens verschiebbar sind. Der Rahmen wird mit 3 Gewichten (jeweils  $\sim 50\text{ g}$ ) in der Mitte zwischen den Schottwänden bzw. zwischen Schottwand und Oktagonwand beschwert. Die Aluminiumstücke liegen somit an den entsprechenden Positionen auf. Die Messung der Modulschlitzhöhen erfolgt auf den Aluminiumstücken, einmal an jeder Oktagonwand und zu beiden Seiten der Schottwände, jeweils in der Mitte des jeweiligen Aluminiumstückes. Die Messwerte an den Schottwandpositionen werden gemittelt. Die Meßgenauigkeit der 3D-Meßmaschine bei der Messung Schlitzpositionen der bis zu  $2.1\text{ m}$  langen Module beträgt  $< 20\ \mu\text{m}$  [48]. Das Oktagon befindet sich während der Messung auf einem Granittisch mit einer mechanischen Oberflächengenauigkeit von  $< 5\ \mu\text{m}$  (Abbildung 4.32a).

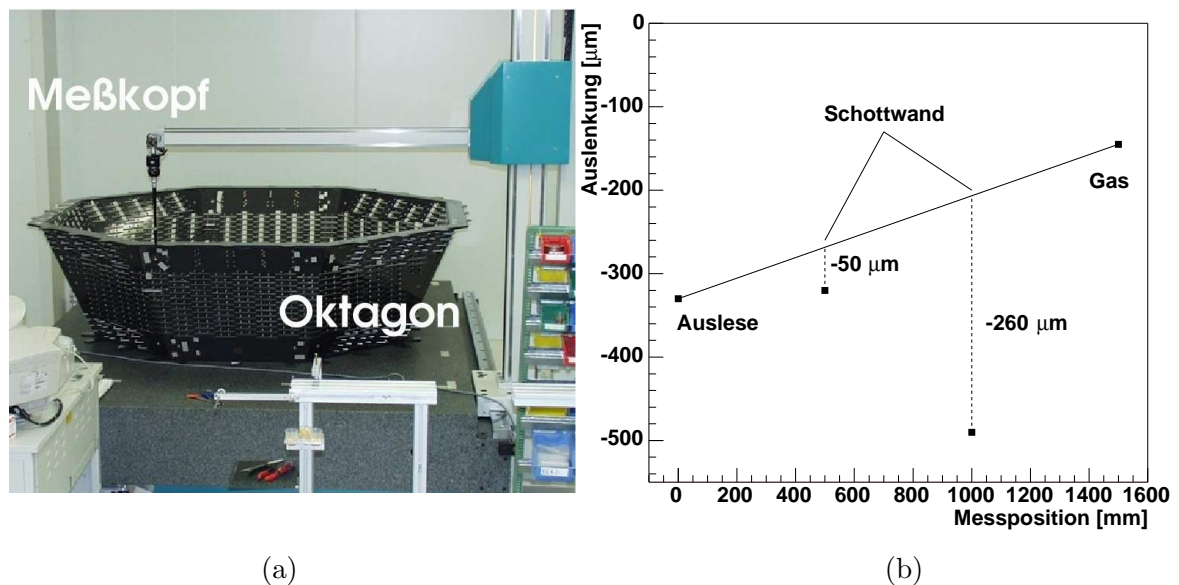


Abbildung 4.32: (a) Vermessung der Modulschlitzhöhen mit einer 3D-Meßmaschine. (b) Vertikale Modulschlitzhöhen an einer ausgewählten Meßposition.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 4.32b gezeigt. Zunächst wird eine Gerade durch die Meßpunkte an den Oktagonwänden gelegt. Diese Gerade gibt die Ebene wieder, in welcher sich das Strawmodul nach dem Einbau in die entsprechende Position im Oktagon befindet. Die vertikalen Abweichungen der Modulschlitzhöhen an den Schottwandpositionen sind durch die Abstände der jeweiligen Meßpunkte von dieser Modulebene gegeben. Sie führen zu einer Verbiegung des Strawmoduls. In Abbildung 4.32b liegen die Modulschlitzhöhen um  $50\ \mu\text{m}$  (ausleseseitige Schottwand) bzw.  $260\ \mu\text{m}$  (gasseitige Schottwand) unterhalb der von den Oktagonwandpositionen aufgespannten Ebene.

Das Ergebnis der Messungen aller 1312 Modulschlitzpositionen ist in den Abbildungen 4.33 und 4.34 dargestellt. Die Abweichungen sind farblich markiert aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Modulschlitzpositionen an einigen Schottwandpositionen um bis zu  $600\ \mu\text{m}$  aus der Strawmodulebene in vertikaler Richtung abweichen. Berechnet man aus den gemessenen Schlitzpositionen die Anodendrahtablage der Module aufgrund der auftretenden Verbiegung an den Schottwänden, so erhält man einen Mittelwert von  $209\ \mu\text{m}$ , wobei Extremwerte von bis zu  $550\ \mu\text{m}$  auftreten (Abbildung 4.35a). Das mittlere RMS der Gasverstärkung berechnet sich an den Schottwandpositionen zu  $3.4\%$ , mit Extremwerten von bis zu  $14\%$  (Abbildung 4.36). Durch Unterlegung der Module an den entsprechenden Schlitzpositionen mit CFC-Streifen in Schritten von  $100\ \mu\text{m}$  Dicke läßt sich die mittlere Drahtablage auf  $7\ \mu\text{m}$  und das mittlere RMS auf  $0.3\%$  reduzieren (Abbildungen 4.35b, 4.36) [48].



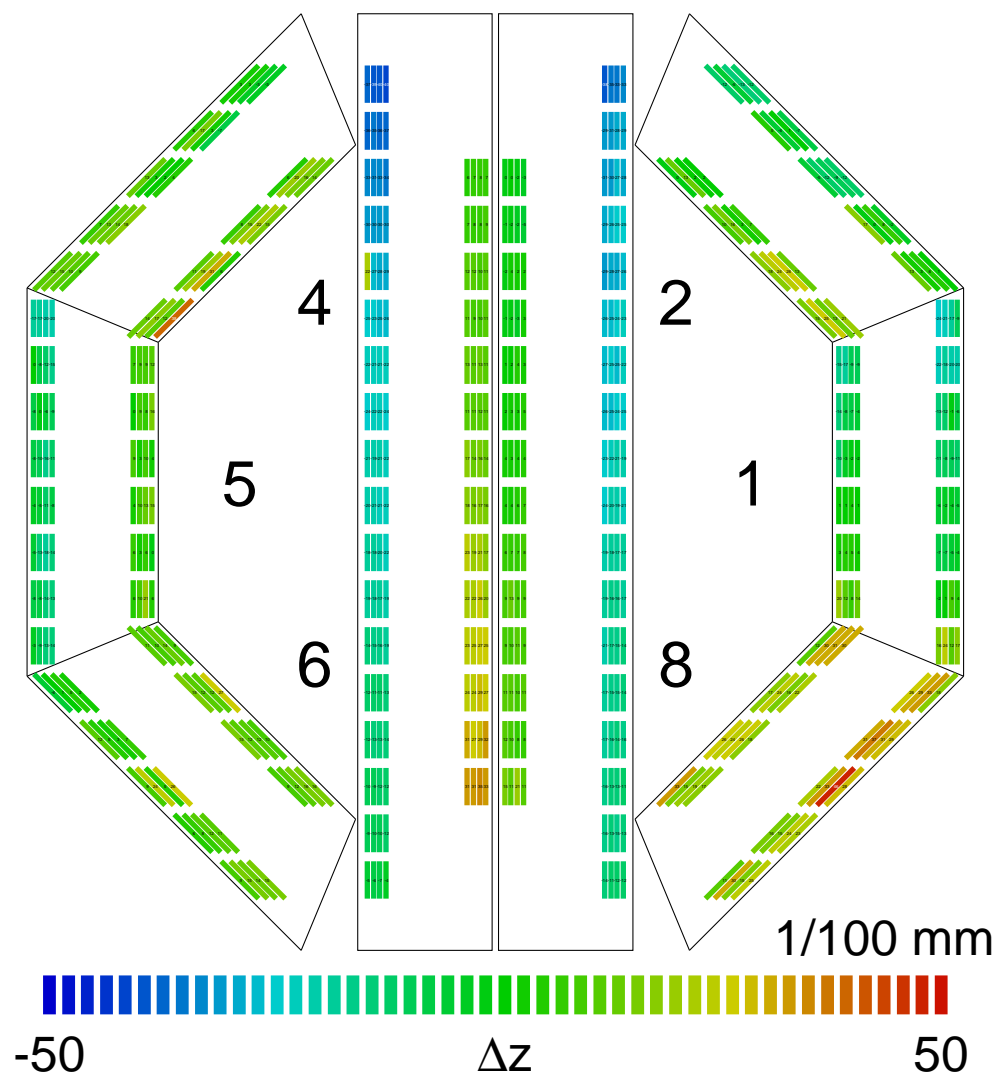


Abbildung 4.33: Relative Höhen der Modulschlitzte für die äußeren 8 Lagen des TRD [48].

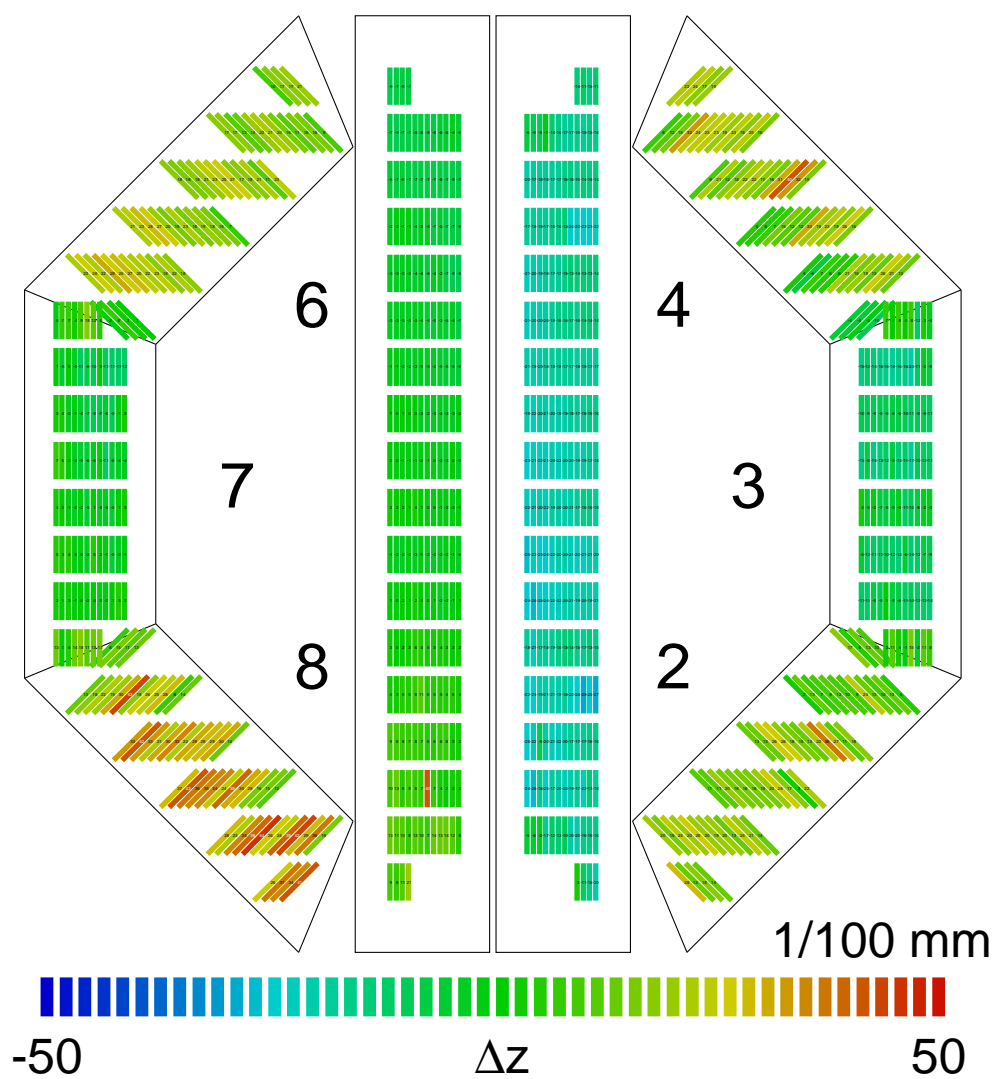


Abbildung 4.34: Relative Höhen der Modulschlitzte für die inneren 12 Lagen des TRD [48].

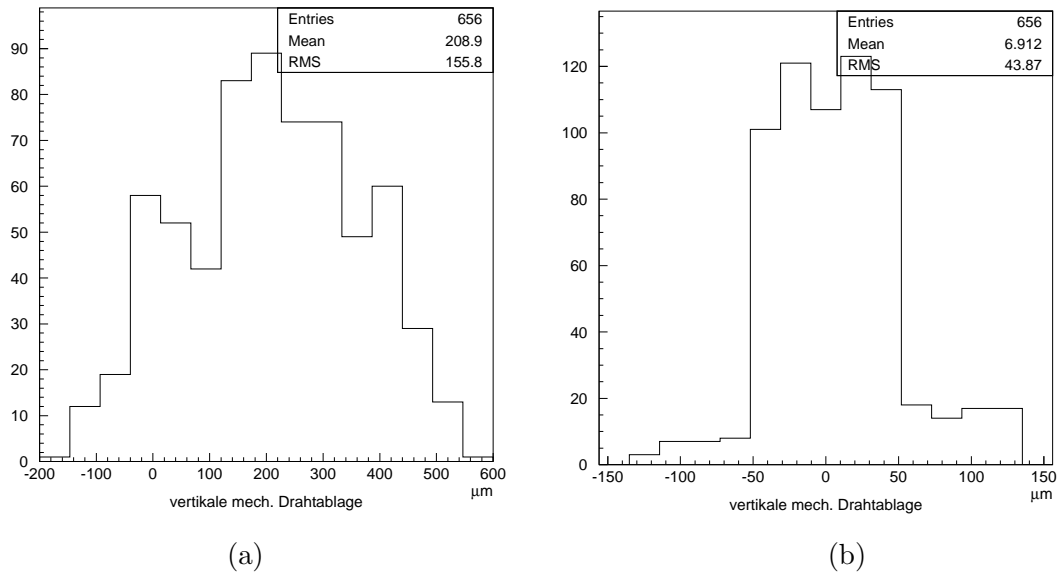


Abbildung 4.35: Berechnete Verteilung der Anodendrahtablagen an den Oktagon-schottwänden, berechnet aus den Messungen der Modulschlitzte. (a) Ohne Unterlegung. (b) Mit Unterlegung durch CFC-Streifen geeigneter Dicke [48].

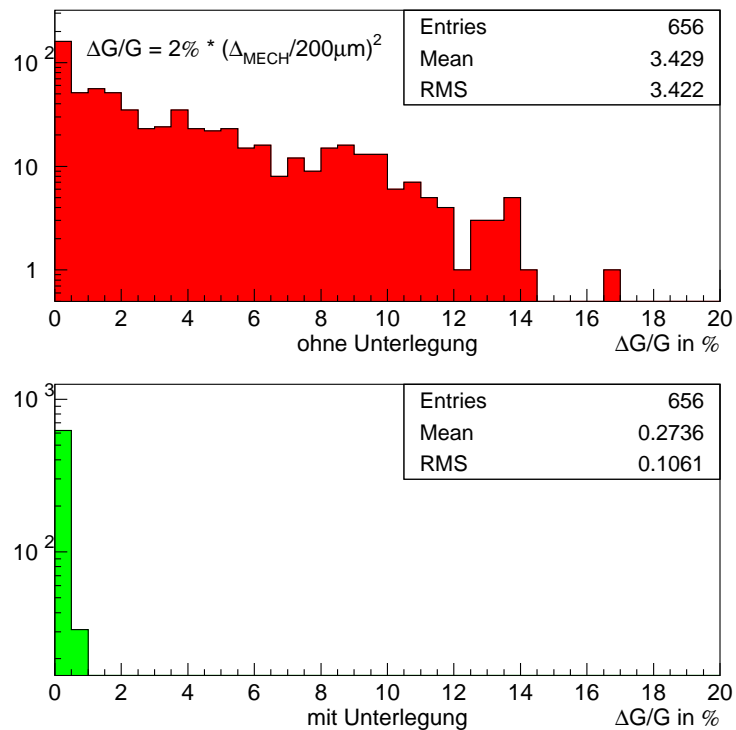


Abbildung 4.36: Verteilung der Gasverstärkungsvariation, ohne (oben) und mit Unterlegung (unten) [48].

Die Rechnungen wurden mit einer Testkammer im Oktagon verifiziert (Abbildung 4.37). Das Modul wird dazu in die gemäß Abbildung 4.32b vermessene Modulposition eingesetzt. Die Verkippung der Ebene gegen die Horizontale hat keinen Einfluß auf die Gasverstärkung, da sie den Abstand Draht-Röhrchenwand nicht beeinflusst. Wohl aber sollte die Gasverstärkung an der gasseitigen Schottwandposition aufgrund der Verbiegung des Strawmodules gemäß Gleichung 4.10 um etwa 3% erhöht sein. Abbildung 4.38 zeigt das Ergebnis der Gasverstärkungsmessung an 10 Positionen entlang der eingebauten Testkammer. Vor der Unterlegung an der Schottwand zeigt sich an der betreffenden Position tatsächlich eine Änderung der Gasverstärkung um  $\sim 3\%$ . Nach Unterlegung des Moduls an der gasseitigen Schottwandposition mit einem  $300\ \mu\text{m}$  dicken CFC-Streifen variiert die Gasverstärkung entlang des Moduls nur noch innerhalb von  $\pm 1\%$ . Durch Unterlegung der Module kann somit die Homogenität der Gasverstärkung auch nach dem Einbau in das Oktagon gewährleistet werden.

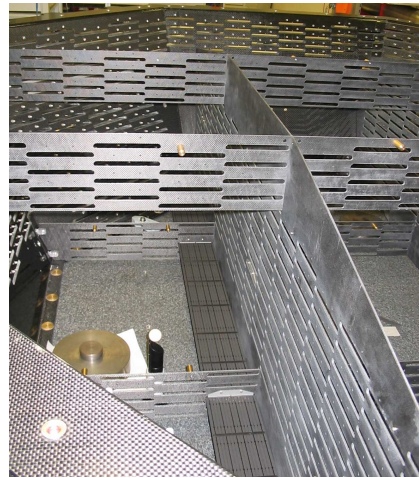


Abbildung 4.37: Testkammer eingebaut in die Oktagon-Tragestruktur.

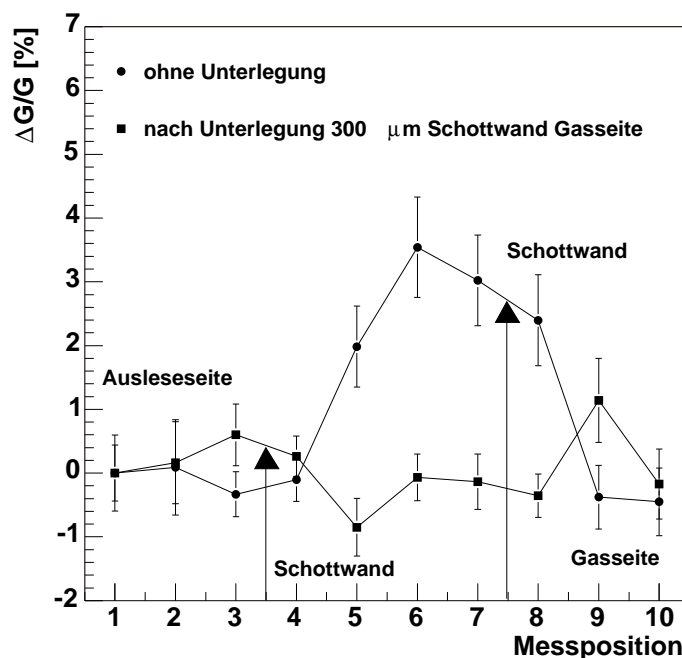


Abbildung 4.38: Messung der Gasverstärkung der Testkammer ohne und mit Unterlegung von  $300\ \mu\text{m}$  an der gasseitigen Schottwandposition.

## 4.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen zeigen, daß der Bau eines Übergangsstrahlungsdetektors mit einer mechanischen Präzision von wenigen  $100\ \mu\text{m}$  möglich ist. Sowohl die Strawmodule als auch die Tragestruktur erfüllen die geforderte mechanische Genauigkeit.

Die Gasverstärkungsmessungen aller 328 **Flugodule** zeigen, daß das mittlere RMS der Gasverstärkung mit 1.5% deutlich unter dem Designziel von 3% liegt. Nur ein einziges Flugmodul erreicht ein RMS der Gasverstärkung von 3% (vgl. Abbildung 4.11).

Die **Verbiegungsmessungen** bestätigen qualitativ und quantitativ den erwarteten Zusammenhang zwischen der Drahtablage bzw. Verbiegung des Strawmoduls und dem Gasverstärkungsfaktor. Die Meßwerte sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. Abbildung 4.15). Das Designziel einer maximalen Varianz der Gasverstärkung von 3% erfordert somit eine mechanische Präzision der Module wie der Tragestruktur von  $250\ \mu\text{m}$ . Das mittlere RMS der Gasverstärkung aller 328 Flugmodule von 1.5% (s.o.) entspricht somit einer mechanischen Präzision von  $\sim 170\ \mu\text{m}$ .

Die mit Hilfe der **Computertomographie** an einem Testmodul direkt ermittelten Anodendrahtablagen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Gasverstärkungsmessungen (Abbildung 4.17b und Abbildung 4.29). Die CT-Messungen liefern damit eine unabhängige Meßmethode zur Verifizierung der Gasverstärkungsmessungen. Gleichzeitig konnte die sehr gute Drahtzentrierung an den Endstücken des Testmoduls bestätigt werden.

Schließlich konnte gezeigt werden, daß die Homogenität der Gasverstärkung der Strawmodule auch nach dem Einbau in die **Oktagon-Tragestruktur** erhalten bleibt, wenn zu große vertikale Abweichungen der Modulschlitzhöhen durch Unterlegen mit CFC-Streifen geeigneter Dicke kompensiert werden. Die Wirkung des Unterlegens konnte an einem in das Oktagon eingesetzten Testmodul sehr gut bestätigt werden (vgl. Abbildung 4.38).



## Kapitel 5

# Langzeittest eines Gaskreislaufs

Die Bedingungen des erdnahen Weltraumes sowie die mechanischen Belastungen während Start und Landung des Space-Shuttles stellen besondere Anforderungen an die Materialien sowie an den Detektor als Ganzes. Die Funktionalität des Detektors muß auch nach einer mehrjährigen Meßzeit unverändert bleiben. Alterungseffekte der Proportionalkammern müssen ausgeschlossen und die Dichtigkeit der Module auch nach langer Zeit im Hochvakuum gewährleistet sein. Ein besonderes Problem stellt die Diffusion des Gases durch die Wände der Proportionalkammern dar. Auch in Abwesenheit jeglicher makroskopischer Lecks führt sie zu einem stetigen Verlust des Gases in den Weltraum, sodaß ein regelmäßiges Befüllen der Kammern mit Gas erforderlich ist.

Zur Untersuchung des Langzeitverhaltens der Kammermodule im Vakuum wurde ein Teststand für einen kompletten Gaskreislauf bestehend aus 8 Kammermodulen aufgebaut. Dieser Teststand wird im folgenden Abschnitt vorgestellt und beschrieben. Es werden Messungen zur Abhängigkeit der Gasverstärkung von den Gasparametern und zur Durchmischung des Gasvolumens vorgestellt.

### 5.1 Aufbau des Teststandes

Der Teststand besteht aus einem Vakuumtank aus Aluminium, in dem acht Straw-Module der Länge  $1534.6\text{ mm}$  parallel zueinander bei gleicher Ausrichtung ihrer Stirnseiten zu zwei nebeneinanderliegenden Türmen von jeweils vier Modulen angeordnet sind<sup>1</sup>. Dabei werden die Module wie auch im TRD-Oktagon sowohl an den Endstücken als auch an den Schottwandpositionen unterstützt. Die Anbindung an das Gasversorgungssystem erfolgt über Doppel-O-Ring-Kupplungen (vergl. Abschnitt 3.2.2) [20].

Die acht Kammermodule werden vor dem Einbau in den Vakuumtank wie sämtliche Module aus der Serienproduktion in einem Gasdichtigkeitsmeßstand geprüft. Dazu wurde eine Druckabfallmessung mit Heliumgas durchgeführt, da sich bei Helium bereits nach  $\sim 2\text{ h}$  der stationäre Zustand der Diffusion einstellt [20]. Zur

---

<sup>1</sup>1.5 m: mittlere Länge der Flugmodule

Methode der Dichtigkeitsmessung mit Hilfe des Druckabfalls sei auf den Abschnitt 5.3.2 verwiesen. Die gegen Luftdruck gemessenen Helium-Leckraten sind in Tabelle 5.1 dargestellt. Die CO<sub>2</sub>-Leckrate wurde für jedes einzelne Modul im Vakuum bestimmt, wobei die Meßdauer hier etwa 50 h beträgt. Die Leckrate im stationären Zustand ergibt sich durch Extrapolation. Die maximal zulässige Leckrate pro Modullänge läßt sich aus dem CO<sub>2</sub>-Gasvorrat, dem Betriebsdruck von 1013 mbar und der Gesamtlänge der TRD-Module von  $L = 500\text{ m}$  bestimmen:

$$ql_{\text{CO}_2, \text{max}} = \frac{2000\text{ l} \cdot 1013\text{ mbar}}{1000 \cdot 86400\text{ s}} \cdot \frac{5}{500\text{ m}} = 23.5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{l} \cdot \text{mbar}}{\text{s} \cdot \text{m}} \quad (5.1)$$

für eine Meßdauer von 1000 Tagen. Der Faktor 5 berücksichtigt den 20%-igen Anteil des CO<sub>2</sub>. Mit der gemessenen Leckrate des Moduls  $q_{\text{CO}_2}$  im stationären Zustand und der Modullänge  $l$  wird ein Sicherheitsfaktor definiert als:

$$SF = \frac{ql_{\text{CO}_2, \text{max}} \cdot l}{q_{\text{CO}_2}} \quad (5.2)$$

Das Ziel ist ein CO<sub>2</sub>-Sicherheitsfaktor von  $SF \geq 4$ , also mindestens der 4fachen Meßdauer von 3 Jahren. Die gemessenen CO<sub>2</sub>-Leckraten und die daraus mit Gleichung 5.2 berechneten CO<sub>2</sub>-Sicherheitsfaktoren sind ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführt. Der mittlere Sicherheitsfaktor der acht Testmodule beträgt  $SF = 8.8$ . Schließlich wird für jedes Modul auf dem in Kapitel 4 beschriebenen Meßplatz die Gasverstärkung mit Ar/CO<sub>2</sub> gemessen. Dieses Verfahren entspricht dem Testlauf, den alle im AMS02-TRD verwendeten Flugmodule durchlaufen. Die Ergebnisse der Gasverstärkungsmessungen sind ebenfalls in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Für Kammer 5 ist aufgrund eines gerissenen Anodendrahtes kein Wert für die Gasverstärkung angegeben. Der Defekt beeinflußt jedoch nicht die Gasdichtigkeit des Moduls, so daß das Modul in den Langzeitteststand eingebaut werden konnte.

Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau des Teststandes. Das Vakuum im Tank wird durch eine Turbomolekularpumpe<sup>2</sup> erzeugt, die sich an der rechten Unterseite des Tanks befindet. Mit der Pumpe wird ein Enddruck im Vakuumtank von  $p = 4 \cdot 10^{-6}\text{ mbar}$  bei  $T = 20^\circ\text{C}$  erreicht. Gegenüber der Pumpe auf der rechten Oberseite ist ein Quadrupol-Massenspektrometer<sup>3</sup> angeflanscht. Das Dosierventil dient der Kalibration des Massenspektrometers mit verschiedenen Meßgasen. Die Kalibration mit definierten Leckraten der Meßgase ermöglicht die Bestimmung der Leckraten der einzelnen Gaskomponenten im Vakuumtank über die Messung ihrer jeweiligen Partialionenströme. Die Gasdichte innerhalb der Kammern wird über einen Drucksensor<sup>4</sup> und drei Temperatursensoren<sup>5</sup> gemessen. Somit kann die Leckrate sowohl über die Messung des Druckabfalles in den Kammern als auch mit Hilfe des Massenspektrometers gemessen werden (s. Abschnitt 5.3.2 und 5.3.3). Der Totaldruck im Vakuumtank wird über einen Totaldruckmesser<sup>6</sup> überwacht.

<sup>2</sup>TMH 261 P, Fa. Pfeiffer Vacuum

<sup>3</sup>QMS 200F, Fa. Pfeiffer Vacuum

<sup>4</sup>P30A, Auflösungsvermögen: 0.4 mbar

<sup>5</sup>PT100, Auflösungsvermögen: 0.03°C

<sup>6</sup>PKR 241, Fa. Pfeiffer Vacuum



Langzeittest: Vortests der Strawmodule					
Mod.	$q_{\text{He, Luft}} \left[ 10^{-5} \frac{\text{L}\cdot\text{mbar}}{\text{s}} \right]$	$q_{\text{CO}_2, \text{ Vak.}} \left[ 10^{-5} \frac{\text{L}\cdot\text{mbar}}{\text{s}} \right]$	$\text{CO}_2\text{-SF}$	$G_{\text{mean}}$	RMS [%]
1	9.36	7.52	9.30	6115.5	2.43
2	7.65	6.71	10.43	5842.5	0.89
3	9.08	7.74	9.04	6042.0	2.69
4	8.03	7.91	8.85	6081.0	2.09
5	8.62	8.01	8.74	-	-
6	8.70	7.60	9.21	5894.3	1.33
7	10.15	9.57	7.31	5780.3	0.99
8	10.39	9.49	7.37	5857.2	1.23

Tabelle 5.1: Test der Gasdichtigkeit und der Gasverstärkung der Langzeittestmodule.

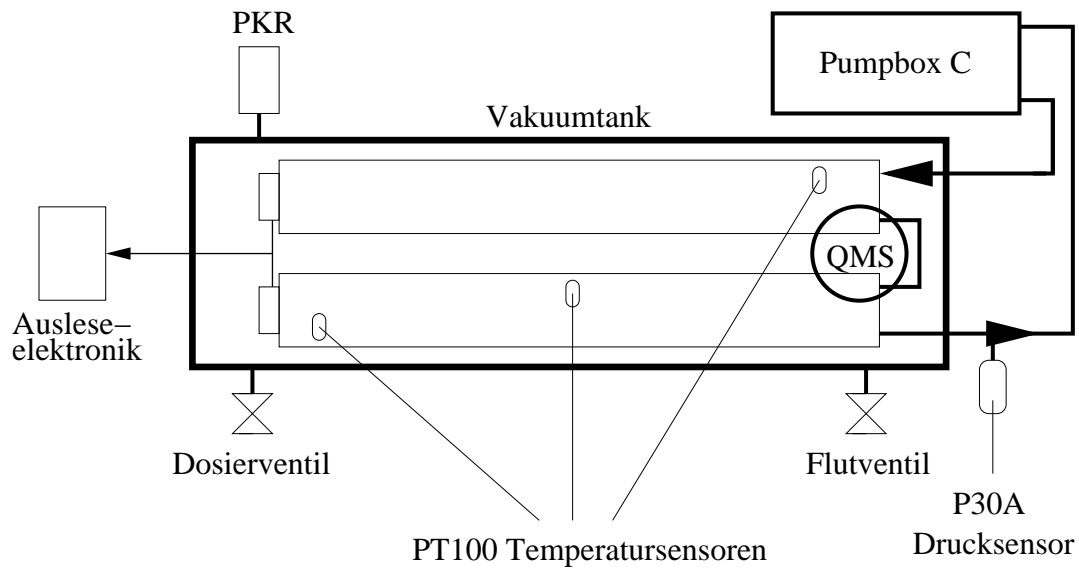


Abbildung 5.1: Aufbau des Langzeitteststands (schematisch).

Die Befüllung der Kammern mit Xe/CO<sub>2</sub> (80:20) erfolgt über ein Gasversorgungssystem, welches in Abbildung 5.2b (oben) gezeigt ist. Die acht Kammern des Gaskreislaufs werden seriell vom Gas durchflossen. Über eine Membranpumpe in der Pumpbox kann der Gasfluß durch die Module variiert werden. Wie im TRD wird ein Fluß von 1 l/h eingestellt. Eine in den Gaskreislauf integrierte sogenannte

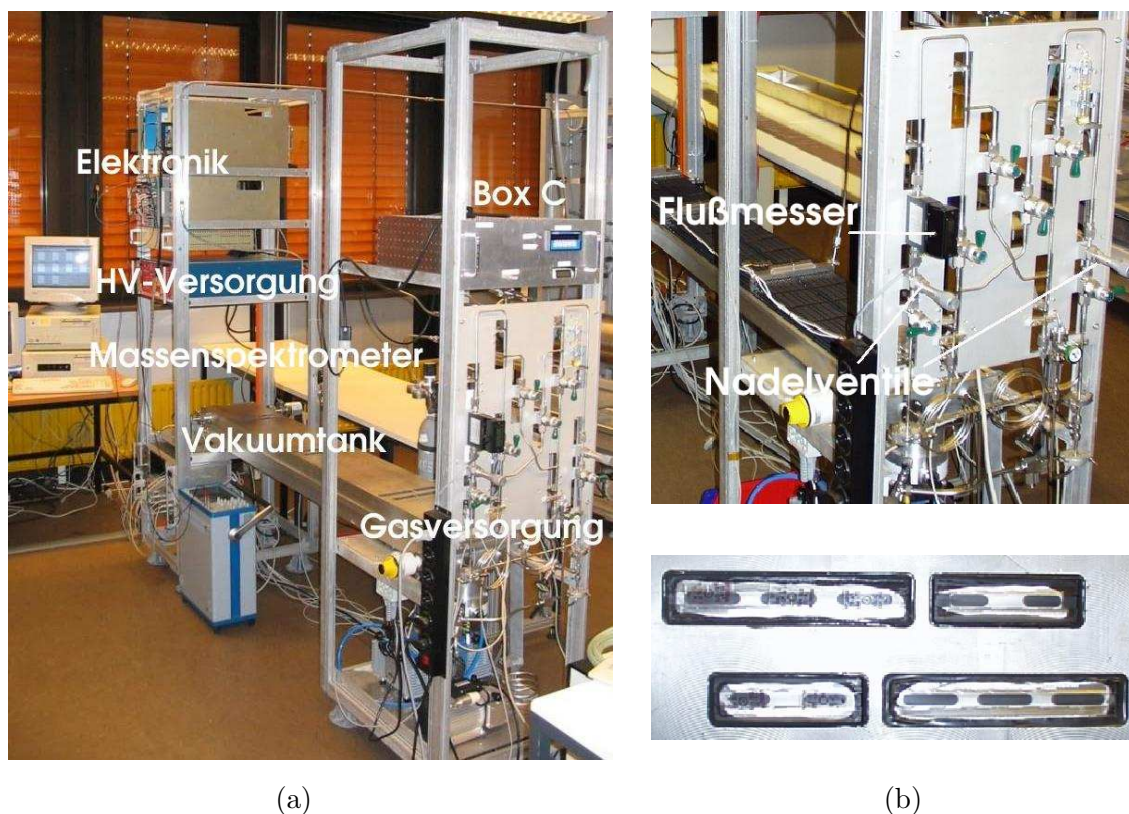
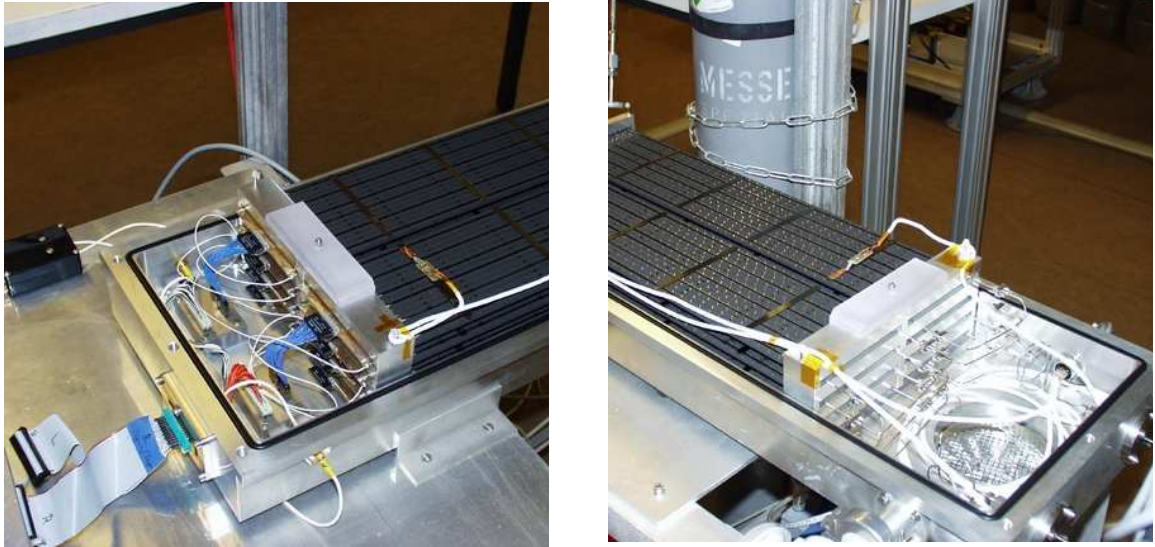


Abbildung 5.2: (a) Der Langzeitteststand mit den beschriebenen Komponenten. (b) Das Gasversorgungssystem (oben). Die Polycarbonatfenster mit radioaktiven Quellen im Deckel des Vakuumtanks (unten).

Oxisorb-Patrone<sup>7</sup> entfernt Sauerstoff und Wasserdampf aus dem Gas. Über Nadelventile (Abbildung 5.2b) können kleine Gasportionen in das Gasvolumen ein- bzw. ausgelassen werden. Auf der gegenüberliegenden Seite des Tanks (in den Abbildungen links) befindet sich eine Ausleseelektronik mit einem 11-Bit ADC, analog der in Kapitel 4 besprochenen. Zur Erzeugung der Primärionisation werden auch hier radioaktive  $^{55}\text{Fe}$ -Präparate verwendet, die über Aussparungen im Tankdeckel über die beiden obersten Kammern eines jeweiligen Turms positioniert werden können. Die Aussparungen sind in Abbildung 5.2b (unten) gezeigt. Sie bestehen aus fünf Langlöchern, die mit  $300\ \mu\text{m}$  dicken Polycarbonatstücken verschlossen und gasdicht verklebt sind. Aussparungen dieser Art befinden sich an drei Positionen entlang der Kammern, an den Endstücken und in der Mitte. Nur die beiden oberen Kammern sind an die externe HV-Versorgung und den ladungssensitiven TMS-Vorverstärker angeschlossen, wobei diese beiden Module die erste beziehungsweise letzte Position im Gaskreislauf belegen. Aufgrund ihrer homogenen Gasverstärkung (vgl. Tabelle 5.1) wurden die Module 2 (Gaseinlaß) und 7 (Auslaß) an die oberen Positionen der Türme gesetzt. Abbildung 5.3 zeigt die Auslese- bzw. Gasversorgungsseite der Kammern im geöffneten Vakuumtank.

<sup>7</sup>Oxisorb-W, Fa. Messer Griesheim



(a)

(b)

Abbildung 5.3: (a) Ausleseseite mit Signalkabel und HV-Versorgung. (b) Die Gasversorgungsseite mit der Verrohrung und der Ansaugöffnung der Turbomolekularpumpe.

## 5.2 Einfluß der Gasdichte und der Hochspannung

Mit der Diethorngleichung (vgl. Abschnitt 4.1)

$$G = \left( \frac{U}{\ln \frac{b}{a} \cdot a \cdot E_{min}(\rho_0) \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} \right)^{\frac{\ln 2 \cdot U}{\ln \frac{b}{a} \cdot \Delta V}} \quad (5.3)$$

kann man den Einfluß von Druck und Temperatur auf die Gasverstärkung beschreiben. Beide Größen gehen in die Gasdichte  $\rho$  ein:

$$\rho \propto \frac{p}{T} = a \cdot \frac{p}{T} \quad (5.4)$$

Hierbei ist  $a$  eine Proportionalitätskonstante, das Gasgemisch wird als ideales Gas betrachtet. Für den gesuchten Zusammenhang zwischen der Änderung der Gasverstärkung und der Änderung der Gasdichte erhält man aus Gleichung 5.3:

$$\frac{dG}{G} = -\frac{\lambda \ln 2}{\Delta V 2\pi\epsilon_0} \frac{d\rho}{\rho} = b \cdot \frac{d\rho}{\rho} \quad (5.5)$$

Hier bezeichnet  $\lambda$  wieder die Linienladungsdichte und  $\Delta V$  den Diethornparameter (s. Kapitel 4, Seite 43). Gleichung 5.5 zeigt, daß die Gasverstärkung mit zunehmender Gasdichte kleiner wird. Dies ist zu erwarten, da sich mit zunehmender Dichte die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen mit den Molekülen des Proportionalgases linear verkleinert. Abbildung 5.4a zeigt die Messung der Gasverstärkung  $G$  mit Xe/CO<sub>2</sub> (80:20) in Abhängigkeit von  $\frac{p}{T}$ . Aus Gleichung 5.4 und 5.5 ergibt sich für die Gasverstärkung  $G$ :

$$\ln(G) = -b \ln \rho = -b \ln \left( a \cdot \frac{p}{T} \right) \quad (5.6)$$

und daraus

$$G = \exp \left( -b \ln \left( a \cdot \frac{p}{T} \right) \right) \quad (5.7)$$

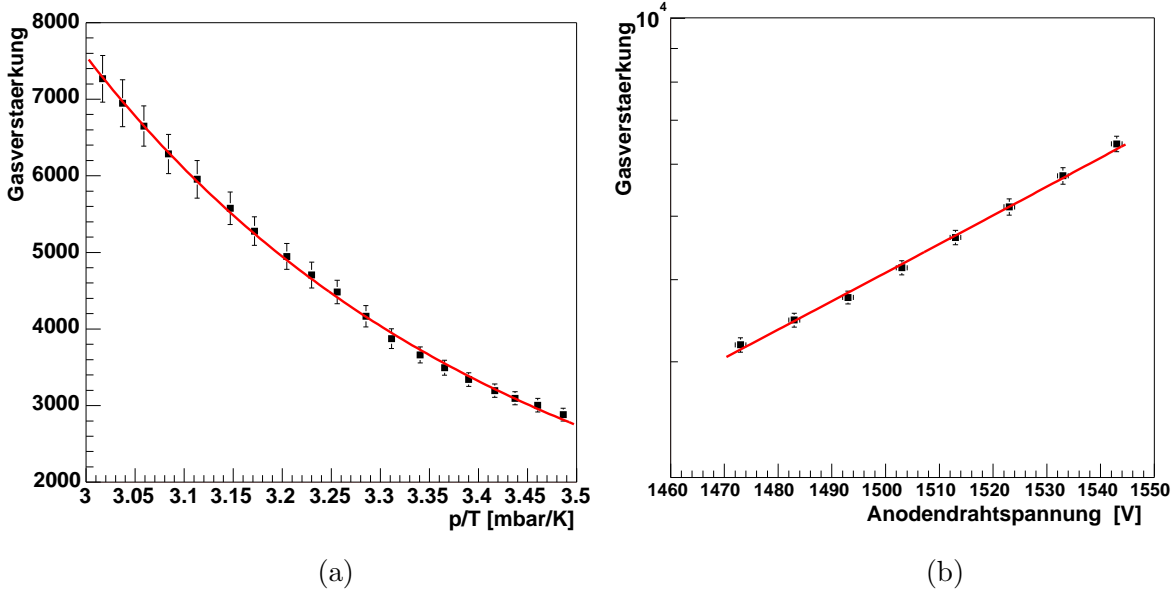


Abbildung 5.4: Messungen zur Bestimmung der Diethornparameter für Xe/CO<sub>2</sub> (80:20). (a) Gasverstärkung bei variierter Gasdichte ( $U = 1480$  V). (b) Gasverstärkung bei Variation der Hochspannung.

Die Anpassung von Gleichung 5.7 an die Messwerte in Abbildung 5.4a liefert die Werte der Konstanten  $a$  und  $b$ :

$$G = \exp \left( -(6.6 \pm 0.2) \ln \left( (0.086 \pm 0.003) \cdot \frac{p}{T} \right) \right) \quad (5.8)$$

Mit bekanntem  $\lambda$ , d.h. bekannter Kammergeometrie, läßt sich aus  $b$  der Diethornparameter  $\Delta V$  bestimmen. Für die AMS-TRD-Geometrie ergibt sich bei einer Spannung von  $U = 1480$  V der Wert von  $\Delta V$  für das 80:20-Gemisch zu

$$\Delta V = (29.3 \pm 1.1) V \quad (5.9)$$

Mit diesem nun bekannten Wert von  $\Delta V$  kann man den noch unbekannte Diethornparameter  $E_{min}$  mit Hilfe einer Spannungskurve bestimmen. Abbildung 5.4b zeigt eine Messung der Gasverstärkung in Abhängigkeit der Anodendrahtspannung  $U$ . Durch Anpassung der Diethornformel (5.3) unter Verwendung des aus der Dichtekurve ermittelte  $\Delta V$  erhält man den Wert von  $E_{min}$  zu

$$E_{min} = (54.0 \pm 0.1) kV/cm \quad (5.10)$$

### 5.3 Langzeitmessung

Die Gasdichtigkeit der Kammermodule des Gaskreislaufes sowie das Verhalten der Gasverstärkung wird in Langzeitmessungen von mehreren Wochen überprüft. Diese sind von besonderem Interesse, da der Gasvorrat des TRD auf der ISS begrenzt ist. Da der Detektor bei einem Betriebsdruck in den Kammern von etwa 1 atm betrieben werden wird, im Außenraum jedoch Vakuum herrscht, ergibt sich eine stetige Permeation des Xe/CO<sub>2</sub>-Gases durch die 72 μm dicken Kammerwände. Nimmt man die Kammerwände als eine aus mehreren aufeinanderfolgenden Schichten aufgebaute Membran an, so beruht der Prozeß der Permeation auf der Sorption des Gases in diesen Membranschichten sowie der Diffusion durch die Grenzflächen zwischen diesen Schichten und dem Außenraum. Die charakterisierende Größe dieses Prozesses, die *Leckrate* ist definiert als  $q = \frac{\Delta(pV)}{\Delta t}$  und beschreibt die pro Zeit- und Flächeneinheit transportierte Gasmenge. Mit Hilfe der Idealgasgleichung  $pV = nRT$  läßt sich die Größe  $pV$  in eine Teilchenzahl umrechnen<sup>8</sup>.

Für die Messungen wird das Proportionalgas aus Xenon und CO<sub>2</sub> im Mischungsverhältnis von 80% zu 20% in die Kammern eingelassen, bis sich in den Modulen ein Absolutdruck von 1000-1100 mbar einstellt. Über einen Zeitraum von etwa 1000 Stunden (etwa 1,5 Monate) wird der Gasverlust pro Zeiteinheit (die Leckrate) sowohl über den Druckabfall in den Kammern als auch mit Hilfe des Massenspektrometers bestimmt. Zusätzlich werden Gasverstärkungsmessungen an den beiden oberen Modulen durchgeführt, um die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Gasdichte und der Gaszusammensetzung, also dem Anteil des CO<sub>2</sub>-Löschgases zu bestimmen.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst ein kurzer Überblick in die Phänomene der Diffusion eines Gases durch eine dünne, einschichtige Membran gegeben werden. Die angesprochenen Methoden der Leckratenbestimmung werden erläutert. Schließlich werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt, die bei einem Gasfluß von 1 l/h, wie später im TRD, durchgeführt wurden.

#### 5.3.1 Diffusion durch eine Membran

Die vorgestellten Überlegungen stellen nur eine Näherung für die tatsächlichen Vorgänge in den Strawwänden dar, bei denen es sich um mehrschichtige Membranen unterschiedlichen Materials handelt, die darüber hinaus eine Winkelgeometrie aufweisen, die zu einer ortsabhängigen Diffusion führt. Eine Herleitung der Lösung der Diffusionsgleichung ist in Anhang B gegeben. Für eine detailliertere Beschreibung der Theorie der Diffusion sei auf die Literatur verwiesen [51].

Grundlage der Theorie der Diffusion bilden die Fick'schen Gesetze. Der Gasfluß  $J^9$  ist proportional zum Konzentrationsgefälle<sup>10</sup>. Diesen Zusammenhang beschreibt das 1. Fick'sche Gesetz:

---

<sup>8</sup> $R = 8.31 \frac{J}{mol \cdot K}$   
<sup>9</sup> $J = \frac{Teilchen}{Fläche \cdot Zeit}$   
<sup>10</sup>Konzentration  $c = \frac{Teilchen}{Volumen}$ ,  $[c] = \frac{mol}{m^3}$

$$J = -D \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \quad (5.11)$$

Hierbei ist  $D$  die Diffusionskonstante<sup>11</sup>, welche die Geschwindigkeit des Diffusionsvorganges beschreibt. Sie ist abhängig von der Gasart sowie von der Beschaffenheit der Membran. Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung der Konzentration

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\operatorname{div} J \quad (5.12)$$

ergibt sich die den zeitlichen Konzentrationsverlauf beschreibende Diffusionsgleichung. Sie wird auch als das 2. Fick'sche Gesetz bezeichnet:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (5.13)$$

Für eine einfache Membran, die einem Konzentrationsgefälle ausgesetzt ist, findet man anschaulich folgendes Verhalten:

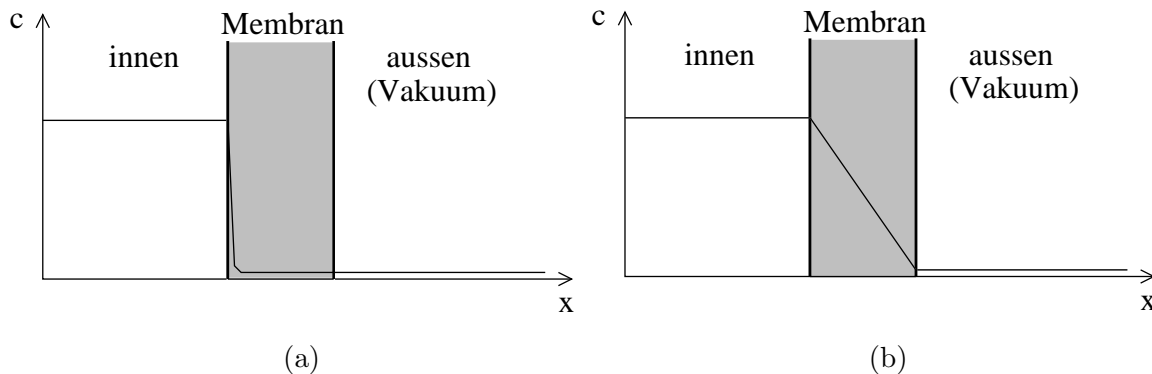


Abbildung 5.5: Diffusion durch eine Membran. (a) Beginn des Diffusionsprozesses mit gasfreier Membran. (b) Stationärer Zustand.

Abbildung 5.5a zeigt die Membran, in der sich zunächst keine Gasatome befinden mögen, zu Beginn des Diffusionsprozesses. Auf der Innenseite befindet sich die Gaskonzentration  $c_0$ , während die Außenseite evakuiert ist ( $c_{\text{ausßen}} = 0$ ). Das Konzentrationsgefälle ist demnach auf der Innenseite groß, so daß der Gasfluß vom inneren Volumen in die Membran ebenfalls groß ist. Auf der Außenseite hingegen ist das Konzentrationsgefälle sehr klein, so daß sich hier nur ein sehr geringer Gasfluß einstellt. Im Laufe der Zeit sorgen diese Gasflüsse dafür, daß sich das Gas in der Membran anreichert, wobei sich die Konzentrationsgradienten an Innenseite und Außenseite einander annähern. Im stationären Zustand (Abbildung 5.5b) ist der Konzentrationsgradient über die gesamte Membran konstant. Es fließt nun genau soviel Gas pro Zeiteinheit auf der Innenseite in die Membran hinein wie auf der

<sup>11</sup> $[D] = \frac{m^2}{s}$

Außenseite aus der Membran herausfließt. Der Konzentrationsverlauf innerhalb der Membran beschreibt aber nur eine Gerade wie in Abbildung 5.5b dargestellt, wenn die Diffusionskonstante unabhängig von der Konzentration ist. Unter der Annahme, daß aufgrund des großen Außenvolumens die Gaskonzentration im Außenraum vernachlässigbar klein bleibt, ist die Leckrate zeitlich konstant. Setzt man die Anfangsbedingungen

$$c_{innen} = c_0, \quad c_{ausen} = c_{membran} = 0 \quad \text{für } t = 0 \quad (5.14)$$

in die Diffusionsgleichung 5.13 ein, so erhält man für die zeitliche Änderung der Konzentration an der Außenseite der Membran (siehe Anhang B):

$$\frac{dc}{dt} = k_1 + k_2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \exp - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \quad (5.15)$$

wobei die Parameter  $k_1$  und  $k_2$  Funktionen der Diffusionskonstante  $D$ , der Gaskonzentration auf der Innenseite der Wand  $c_{innen}$ , der Dicke  $d$  beziehungsweise der Fläche  $A$  der Membran sind. Die Konzentrationen des Gases sind proportional zum Druck, so daß man  $p$  an Stelle von  $c$  in gleicher Weise verwenden kann. Dies ist

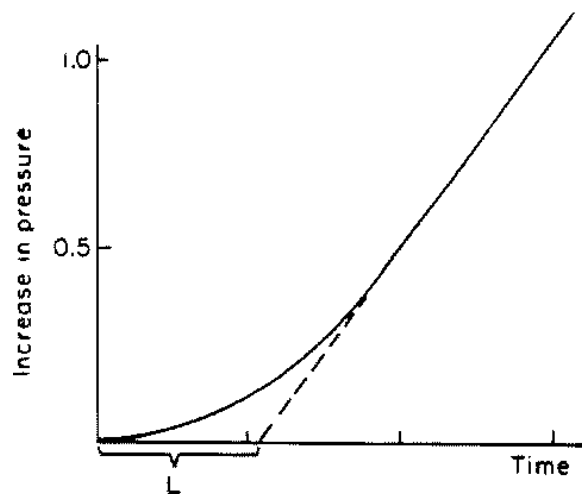


Abbildung 5.6: Bestimmung der Zeitverzögerung mit der Time-Lag-Methode. [51]

im Hinblick auf die leichtere Meßbarkeit des Gasdrucks vorzuziehen. Trägt man das Integral über  $\frac{dp}{dt} \sim \frac{dc}{dt}$ , also den zeitlichen Verlauf des Drucks bzw. der Konzentration gegen die Zeit auf (Abbildung 5.6), so kann man mittels einer an den Druckverlauf angepaßten Asymptote die Diffusionskonstante  $D$  bestimmen. Es läßt sich zeigen [51], daß  $D$  mit der Zeitverzögerung  $L$ , dem Abschnitt dieser Asymptote mit der Zeitachse, näherungsweise über die folgende Beziehung zusammenhängt, wobei  $d$  wieder die Dicke der Membran ist:



$$D \approx \frac{d^2}{6 \cdot L} \quad (5.16)$$

### 5.3.2 Bestimmung der Leckrate mit der Druckabfallmethode

Der stetige Gasverlust durch die Kammerwände in den Vakuumtank führt zu einem Druckverlust innerhalb der Module. Vernachlässigt man den Gasdruck ausserhalb der Module und bezeichnet mit  $p$  den absoluten Gasdruck innerhalb der Kammern, so läßt sich das 1. Fick'sche Gesetz schreiben in der Form

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{a} \cdot p \quad (5.17)$$

wobei  $\frac{dp}{dt} \propto J$  den zeitlichen Druckverlust in den Kammern und  $a$  eine Proportionalitätskonstante darstellt. Das Minuszeichen weist darauf hin, daß der Druck mit der Zeit abnimmt. Integration von Gleichung 5.17 liefert für den zeitlichen Verlauf des Kammerinnendrucks den Zusammenhang

$$p(t) = p_0 \cdot e^{-\frac{t}{a}} \quad (5.18)$$

mit dem Anfangsdruck  $p_0$ . Unter der Annahme eines idealen Gases ist die Teilchenzahl proportional zum Produkt aus dem Innenvolumen der Kammern und dem in diesem Volumen herrschenden Gasdruck:  $n \propto p \cdot V$ . Die zeitliche Änderung dieser Teilchenzahl, also die Leckrate  $q$  ist dann  $-\frac{\Delta(pV)}{\Delta t}$ . Da das Volumen konstant bleibt, erhält man für die Leckrate:

$$q = -\frac{\Delta(pV)}{\Delta t} = -V \frac{\Delta p}{\Delta t} = -V \frac{dp}{dt} \quad (5.19)$$

mit Gleichung 5.17 folgt daraus

$$q = V \cdot \frac{1}{a} \cdot p_{norm} \quad (5.20)$$

hierbei ist  $p_{norm}$  der mit Hilfe der gemessenen Temperatur  $T$  auf Standardtemperatur ( $T_0 = 293.15 \text{ K}$ ) normierte Druck:

$$p_{norm} = p \cdot \frac{T_0}{T} \quad (5.21)$$

Die Bestimmung der Leckrate erfolgt durch Anpassung einer Exponentialfunktion an die normierten Druckwerte zur Ermittlung der Zeitkonstanten  $a$ . Nach Normierung auf den Betriebsdruck des TRD von  $p_{TRD} = 1013 \text{ mbar}$  läßt sich die Leckrate  $q$  damit berechnen zu

$$q = \frac{V \cdot p_{TRD}}{a} \quad (5.22)$$

An dieser Stelle sei bereits darauf verwiesen, daß sich der in Abschnitt 5.3.1 beschriebene stationäre Zustand, der durch eine konstante Leckrate gekennzeichnet



ist, für Xe/CO<sub>2</sub> erst nach mehr als 1000 Stunden einstellt. Daher liegen auch die Zeitkonstanten  $a$  in der Größenordnung von mehreren 1000 Stunden. Für alle im Weiteren beschriebenen Messungen nach der Druckabfallmethode wird daher die folgende Näherung angewandt:

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{t}{a}} \approx p_0 \left(1 - \frac{t}{a}\right) \quad \text{für} \quad \frac{t}{a} \ll 1 \quad (5.23)$$

Es wird also eine lineare Regression der Meßdaten durchgeführt, um aus der Steigung der Geraden die Zeitkonstante  $a$  zu bestimmen.

Um den zeitlichen Verlauf der Leckrate darzustellen, werden die Meßdaten in mehrere Zeitintervalle zerlegt, wobei für jedes Intervall über die lineare Regression eine Zeitkonstante und daraus eine Leckrate berechnet wird. Um die Leckrate des stationären Zustandes zu ermitteln, paßt man an die Meßpunkte eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen an (siehe Anhang B):

$$q(t) = k_0 + k_1 \cdot e^{-\frac{t}{k_2}} + k_3 \cdot e^{-\frac{t}{k_4}} \quad (5.24)$$

Die Leckrate des stationären Zustandes  $q_{t \rightarrow \infty}$  ist dann gegeben durch den Parameter  $k_0$ .

### 5.3.3 Bestimmung der Leckrate mit dem Massenspektrometer

Die Messungen der Partialionenströme der Gase im Außenraum der Kammermodule lassen eine separate Bestimmung der Leckraten der einzelnen Gaskomponenten zu. Hierzu ist eine Kalibration des Massenspektrometers mit definierten Normleckraten erforderlich. Die Teilchenzahl, die die Turbomolekularpumpe pro Zeiteinheit aus dem Vakuumbehälter entfernt, ist gegeben durch die Saugleistung  $S_L$ , gemessen in  $\frac{l \cdot mbar}{s}$ . Da diese vom Gasdruck im Behälter abhängt, stellt sich ein Gleichgewichtsdruck  $p$  ein. Ist  $q$  die zu bestimmende Leckrate des Gases, so sind in diesem Gleichgewichtszustand Leckrate und Saugleistung gleich und es gilt:

$$q = S_L = S_V \cdot p \quad (5.25)$$

Die verwendete Turbomolekularpumpe hat nach Herstellerangaben ein Saugvermögen  $S_V$  von 210 l/s für N<sub>2</sub>. Dieses wird aber nur direkt am Befestigungsflansch der Pumpe erreicht. Das wirksame, effektive Saugvermögen ist von der Geometrie des Vakuumbehälters abhängig und muß durch eine Messung bestimmt werden. Man erhält:  $S_{V,eff} = 56.3 l/s$  [20].

Neben den zu untersuchenden Gasen, die durch die Kammerwände in den Vakuumtank diffundieren, befinden sich noch weitere Restgase im Behälter. Der dominierende Anteil stammt von Wasser (H<sub>2</sub>O), das aufgrund seines starken Dipolmoments an den Oberflächen im Behälter haftet und nur schwer zu entfernen ist. Um den Partialdruck von H<sub>2</sub>O zu reduzieren, wird der Tank vor Beginn der eigentlichen Messung ausgeheizt, wobei die Temperatur 35 – 40°C nicht überschreiten darf, um die

Kammermodule nicht zu beschädigen. Der Druck  $p$  in Gleichung 5.25 ist also nicht der Gesamtdruck im Vakuumtank, sondern der Partialdruck des zu untersuchenden Gases, welches durch die Kammerwände diffundiert. Die Kalibration des Massenspektrometers erfolgt über das Dosierventil (Abbildung 5.1), über das ein bekannter Gasstrom (und damit eine bekannte Leckrate) des zu untersuchenden Gases in den Vakuumtank eingelassen wird. Für den sich einstellenden Gleichgewichtsdruck wird der Partialionenstrom einer charakteristischen Massenlinie des Gases gemessen. Die Messung wird in Abhängigkeit des Gasstromes durchgeführt. Die Kalibrationskurven und die daraus ermittelten Kalibrationsfaktoren sind in Anhang C zu finden. Im Gegensatz zu  $\text{CO}_2$ , das unter anderem einen scharfen Peak bei der Atommasse 44 aufweist, zeigt Xenon ein Isotopenspektrum aus eng beieinanderliegenden Linien (Abbildung 5.7). Für die Kalibration wie auch die Messungen wurde der Peak bei der Masse 132 verwendet. Um vergleichbare Meßergebnisse zu erhalten, wird die Leckrate auf Standarddruck im Innern der Kammern und der Partialdruck im Tank auf Standardtemperatur normiert. Auch hier stellt sich ein stationärer Zustand, also eine konstante Leckrate erst für Meßzeiten von mehr als 1000 Stunden ein, wobei die Summe der Leckraten der durch die Kammerwände diffundierenden Gase gleich der gesamten aus der Druckabfallmethode bestimmten Leckrate ist. Wie schon bei der Druckabfallmethode, läßt sich durch Anpassung einer Summe aus zwei Exponentialfunktionen die Leckrate für  $t \rightarrow \infty$  bestimmen:

$$q(t) = k'_0 - k'_1 \cdot e^{-\frac{t}{k'_2}} - k'_3 \cdot e^{-\frac{t}{k'_4}} \quad (5.26)$$

Im Gegensatz zur Druckabfallmessung erhält man im Außenraum der Kammern einen ansteigenden Verlauf der Leckraten, was sich in Gleichung 5.26 durch ein umgekehrtes Vorzeichen ausdrückt.

### 5.3.4 Messung bei fließendem Gas (1 l/h)

#### Messungen der Gasdichtigkeit

Die Meßdaten aus der Druckabfallmessung mit  $\text{Xe}/\text{CO}_2$  sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Abfall des Kammerinnendruckes mit der Zeit aufgrund des Gasverlustes ist in Abbildung 5.8a (oben) deutlich zu erkennen. Der Druckverlauf ist moduliert durch die Temperaturschwankungen aufgrund des 24-h-Tag-Nacht-Zyklus sowie durch Wettereinflüsse. Nach einer Korrektur dieser Einflüsse mit den ebenfalls

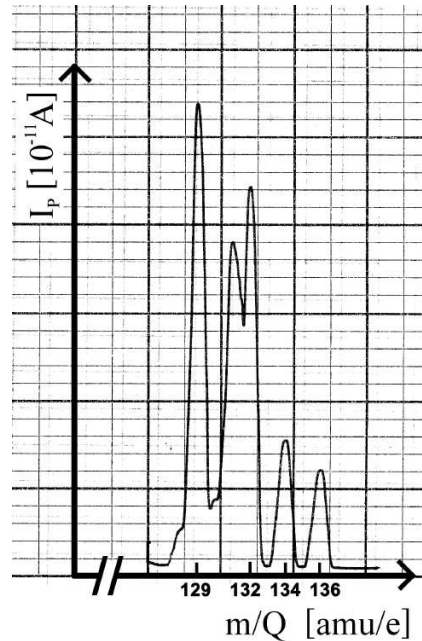


Abbildung 5.7: Das Isotopenspektrum von Xenon,  $p = 1.4 \cdot 10^{-5}$  mbar

aufgezeichneten Temperaturdaten (Abbildung 5.8a, unten) und einer Normierung des Druckes auf  $20^\circ\text{C}$  wird die Leckrate nach der beschriebenen Methode bestimmt. Dazu wird der Druckverlauf in 10 gleichlange Zeitintervalle aufgeteilt, für die jeweils mittels linearer Regression eine Leckrate gemäß Abschnitt 5.3.2 bestimmt wird. Nach Normierung auf  $p = 1013 \text{ mbar}$  erhält man den in Abbildung 5.8b dargestellten zeitlichen Verlauf der Leckrate. Der Fehler auf die Leckrate wurde zu  $\pm 1 \cdot 10^{-5} \frac{\text{l} \cdot \text{mbar}}{\text{s}}$  abgeschätzt. Durch Anpassung einer Summe aus zwei Exponentialfunktionen (vgl. Abschnitt 5.3.2) erhält man für die Gesamtleckrate aus Xe/CO<sub>2</sub> im stationären Zustand:

$$q_{t \rightarrow \infty} = (10.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5} \frac{\text{l} \cdot \text{mbar}}{\text{s}} \quad (5.27)$$

Die Leckrate erreicht nach etwa 300 Stunden den stationären Zustand. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Strawmodule bereits vor Beginn der Messung über rund 1000 Stunden mit Xe/CO<sub>2</sub>-Gas befüllt waren. Aus technischen Gründen musste die vorhergehende Messung mit Xe/CO<sub>2</sub> abgebrochen werden. Zur Dichtigkeitsmessung war das Gasvolumen mit Helium gefüllt. Es stellte sich heraus, daß das Helium erst nach mehr als 1000 Stunden vollständig aus dem Gasvolumen entfernt war. Die Kammerwände sind also zu Beginn der in Abbildung 5.8 dargestellten Messung schon weitgehend mit Xe/CO<sub>2</sub> gesättigt, so daß der stationäre Zustand der Diffusion recht schnell erreicht wird.

Zusätzlich zur Druckabfallmethode werden die Einzelleckraten der Gaskomponenten nach der Massenspektrometernmethode im Außenraum der Kammern bestimmt. Abbildung 5.9a zeigt die mit dem Massenspektren aufgenommenen Spektren

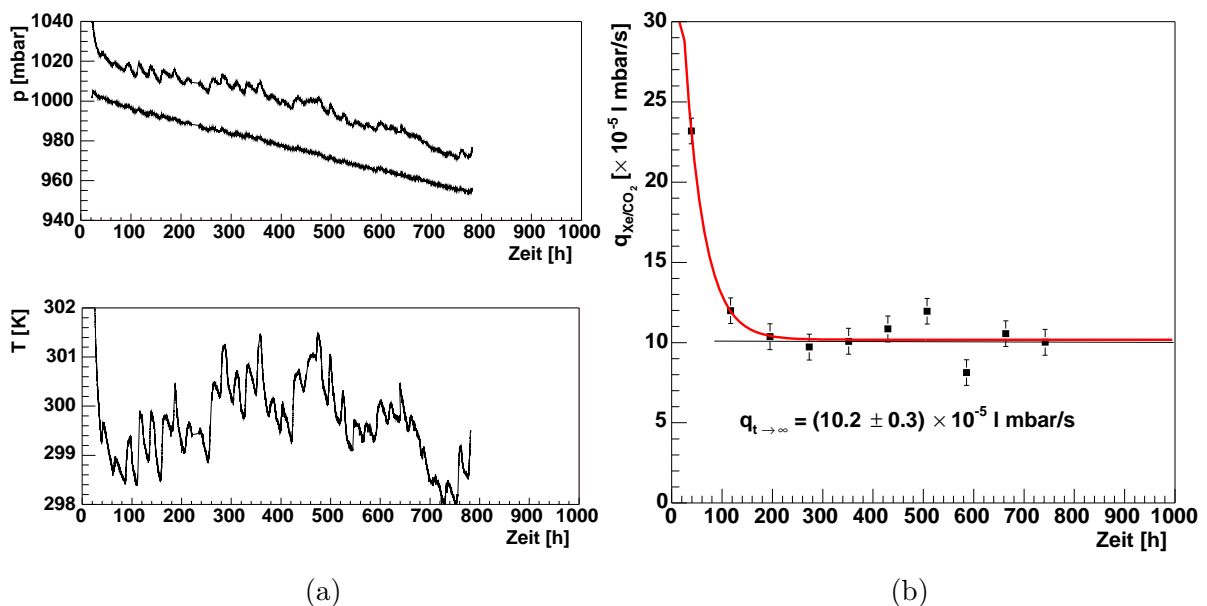


Abbildung 5.8: Druckabfallmessung des Gaskreislaufs bei einem Gasfluß von  $1 \text{ l/h}$ . (a) oben: Druckverlauf ohne (obere Kurve) und mit Normierung auf  $T = 20^\circ\text{C}$  (untere Kurve). unten: Temperaturverlauf während der Messung. (b) Zeitlicher Verlauf der Leckrate.

für zwei verschiedene Zeitpunkte nach dem erstmaligen Befüllen der Strawmodule mit Xe/CO<sub>2</sub>-Gas. Man erkennt neben den Ionenströmen der Kammergase Xenon und CO<sub>2</sub> vor allem die charakteristischen Massenpeaks von Luft und Wasser sowie deren Ionenbruchstücken. Diese können bei der geringen Ausheiztemperatur nicht vollständig aus dem Vakuumtank entfernt werden. Der Zeitpunkt  $t = 0$  in Abbildung 5.9b entspricht dem Start der Druckabfallmessung in Abbildung 5.8. Die CO<sub>2</sub>-Leckrate ist für  $t > 0$  bereits konstant, der stationäre Zustand ist also erreicht. Für Xenon ist der stationäre Zustand auch nach insgesamt 2000 Stunden nur annäherungsweise erreicht. Die Kammern waren vor dem erstmaligen Befüllen ( $t = -1000\text{ h}$ ) nicht mit Xe/CO<sub>2</sub>-Gas befüllt, weswegen ein Anstieg der Partialleckraten der beiden Gase beobachtet wird (5.9b). Die hohe Leckrate des CO<sub>2</sub> bei  $t = -1000\text{ h}$  ist auf die mit CO<sub>2</sub> durchgeführte Leckraten-Bestimmung vor Beginn der Langzeitmessung zurückzuführen.

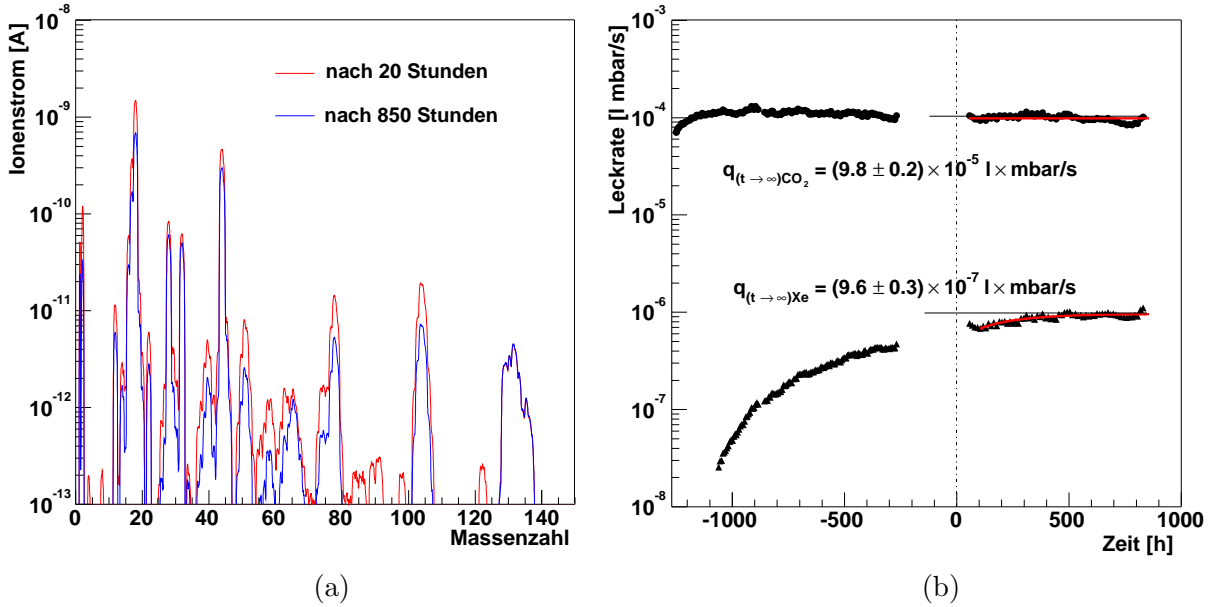


Abbildung 5.9: (a) Massenspektrum, gemessen zu zwei Zeitpunkten während der Langzeitmessung. (b) Zeitlicher Verlauf der Leckraten, bestimmt nach der Massenspektrometermethode.

Die mit dem Massenspektrometer gemessenen Leckraten im stationären Zustand erhält man wiederum durch Anpassung einer Summe von zwei Exponentialfunktionen:

$$q_{\text{Xe}, t \rightarrow \infty} = (9.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} \frac{\text{l} \cdot \text{mbar}}{\text{s}} \quad (5.28)$$

$$q_{\text{CO}_2, t \rightarrow \infty} = (9.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \frac{\text{l} \cdot \text{mbar}}{\text{s}} \quad (5.29)$$

Deutlich zu erkennen ist der große Unterschied zwischen den stationären Leckraten der Gaskomponenten. Die CO<sub>2</sub>-Leckrate ist um einen Faktor 10<sup>2</sup> größer als die

Leckrate des Xenon. Der Gesamtleckrate durch die Kammerwände wird also durch den  $\text{CO}_2$ -Verlust dominiert. Die Summe der Leckraten entspricht im Rahmen der Fehler wie erwartet der über die Druckabfallmessung bestimmten Gesamtleckrate. Die Berechnung des  $\text{CO}_2$ -Sicherheitsfaktors aus der  $\text{CO}_2$ -Leckrate für den Gaskreislauf ergibt

$$SF_{\text{CO}_2} = 6.3 \pm 0.2 \quad (5.30)$$

Dieser Sicherheitsfaktor ist kleiner als der aus den Vortests ermittelte mittlere Sicherheitsfaktor der Strawmodule von  $SF = 8.8$ , liegt aber noch deutlich über dem Designziel von  $SF > 4$ . Mit dem Sicherheitsfaktor des Gaskreislaufes wäre also die 6.3-fache Meßdauer von 3 Jahren, also etwa 20 Jahre, möglich.

Berechnet man für den Zeitraum nach Neubefüllen der Kammern ( $t > 0$ ) die integralen Leckraten, so ergibt sich das in Abbildung 5.10a gezeigte Bild. Für die Berechnung der Konzentrationsänderungen wird angenommen, daß der Verlust des Xenon-Gases aufgrund der geringen Diffusion vernachlässigbar ist. Unter dieser Annahme fällt der Anteil des  $\text{CO}_2$ -Gases innerhalb von 1000 Stunden von 20% auf 15% (Abbildung 5.10b).

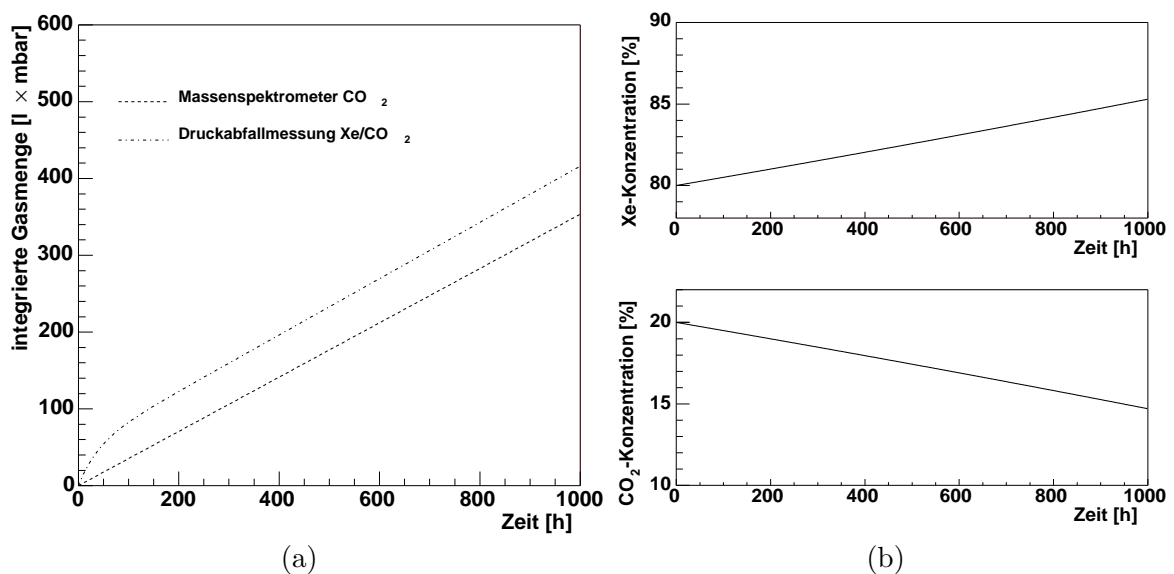


Abbildung 5.10: (a) Integrierte Gasmengen aus Druckabfall- und Massenspektromettermessung. (b) Konzentrationsänderungen von Xenon (oben) und  $\text{CO}_2$  (unten).

### Langzeitverhalten der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung wird an den beiden oberen Modulen gemessen. Infolge der Abnahme der Gasdichte und des  $\text{CO}_2$ -Anteils im Proportionalgas beobachtet man einen Anstieg der Gasverstärkung. Durch die Abnahme der Gasdichte wird die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen mit den Gasmolekülen größer (vgl. Abschnitt 5.2). Sie erhalten also zwischen den Stößen mehr kinetische Energie als bei höherer Gasdichte. Ebenso nimmt mit der Zeit

der Anteil des Löschgases ab, so daß pro Primärladung mehr Sekundärladungen in Vervielfachungsprozessen entstehen. Beide Effekte bewirken einen Anstieg des Gasverstärkungsfaktors.

Das Ziel ist es, durch eine geeignete Korrektur dieser Einflüsse die Gasverstärkung auch über einen längeren Zeitraum konstant zu halten. Dazu wird zunächst der Einfluß der Dichteänderung korrigiert, indem die Gasverstärkung auf eine Standarddichte  $\rho_0$  normiert wird. Nach der Diethornformel hängt die Gasverstärkung  $G_\rho$  von der Gasdichte  $\rho$  im Innern der Kammermodule ab:

$$G_\rho = \left( \frac{U}{\ln \frac{b}{a} \cdot a \cdot E_{min}(\rho_0) \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} \right)^{\frac{\ln 2 \cdot U}{\ln \frac{b}{a} \cdot \Delta V}} \quad (5.31)$$

wobei hier  $b$  und  $a$  wieder die Geometrieparameter der Straws darstellen,  $U$  die am Anodendraht anliegende Hochspannung ist und  $\rho_0 = 4.76 \cdot 10^{-3} \frac{g}{cm^3}$  die auf Standardbedingungen<sup>12</sup> normierte Gasdichte.  $E_{min}(\rho_0)$  und  $\Delta V$  sind die in Abschnitt 5.2 für das 80:20-Xe/CO<sub>2</sub>-Gemisch bestimmten Diethornparameter. Die auf  $\rho_0$  normierte Gasverstärkung lautet dann:

$$G = G_\rho \cdot \left( \frac{\rho}{4.76 \cdot 10^{-3} \frac{g}{cm^3}} \right)^{\frac{\ln 2 \cdot U}{\ln \frac{b}{a} \cdot \Delta V}} \quad (5.32)$$

Man erkennt, daß die Dichtekorrektur vom Diethornparameter  $\Delta V$  abhängt. Dieser ist jedoch selbst eine Funktion des Mischungsverhältnisses der Gase Xenon und CO<sub>2</sub>, welches sich aufgrund der unterschiedlichen Diffusionskonstanten mit der Zeit ändert. Auch nimmt die Standarddichte  $\rho_0$  wegen des sich vergrößernden Xenon-Anteils im Laufe der Zeit zu. Die mit Gleichung 5.32 durchgeführte Dichtenormierung berücksichtigt also noch nicht die Änderung der Gaszusammensetzung.

Um die Änderung der Diethornparameter aufgrund des veränderten Mischungsverhältnisses zu bestimmen, wurden in regelmäßigen Abständen Gasverstärkungsmessungen in Abhängigkeit der Anodendrahtspannung an jeweils einem Draht der beiden Kammermodule durchgeführt. Eine Veränderung der Gasdichte wie in Abschnitt 5.2 beschrieben ist während der Langzeitmessung nicht möglich, daher kann hier das von R. W. Hendricks beschriebene Verfahren angewendet werden [52]. Die Diethornformel lautet umgeformt:

$$\ln G = \frac{U}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{\ln 2}{\Delta V} \cdot \left( \ln \frac{U}{p \cdot a \cdot \ln \frac{b}{a}} - \ln E_{min} \right) \quad (5.33)$$

Trägt man die Größe  $\frac{\ln G \cdot \ln \frac{b}{a}}{U}$  gegen  $\ln \frac{U}{p \cdot a \cdot \ln \frac{b}{a}}$  auf, so kann man durch Anpassung einer Geradenfunktion  $y = mx + n$  an die Meßwerte die Diethornparameter ermitteln. Es ist  $m = \frac{\ln 2}{\Delta V}$  und  $n = (-\ln 2) \frac{\ln E_{min}}{\Delta V}$ . Abbildung 5.11a zeigt diese Messung für drei Zeitpunkte während der Langzeitmessung. Der Verlauf der über diese Messungen ermittelten Diethornparameter ist in Abbildung 5.11b gezeigt. In der

---

<sup>12</sup> $T = 20^\circ C, p = 1013 \text{ mbar}$

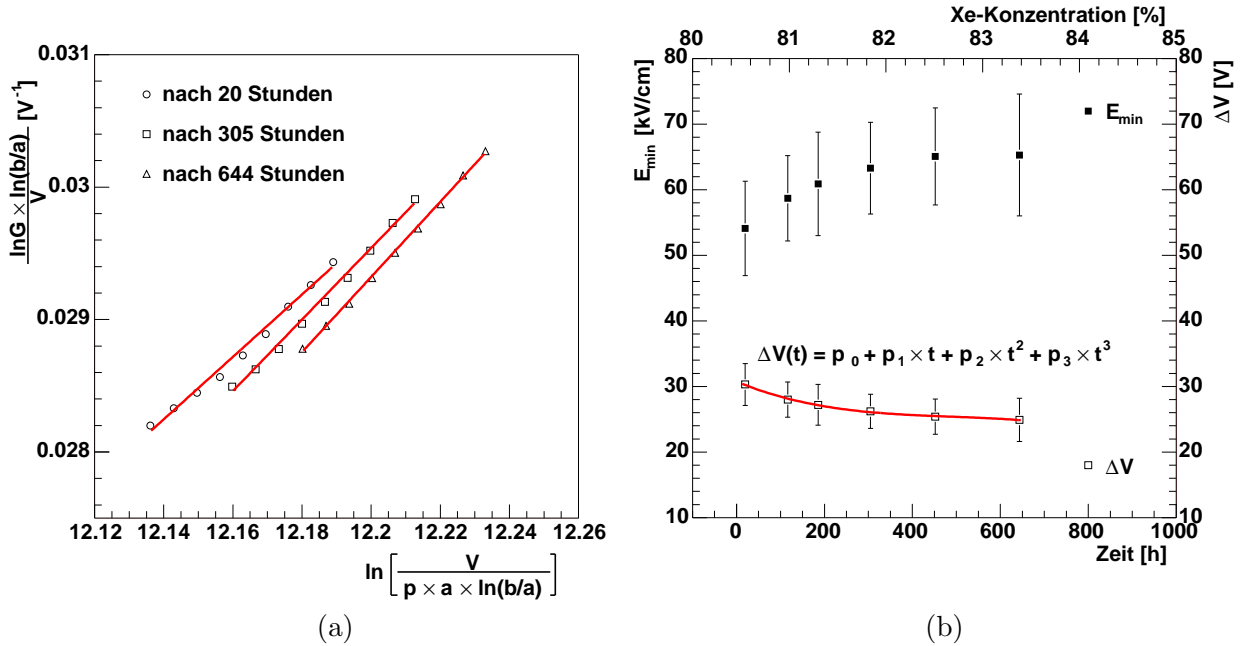


Abbildung 5.11: (a) Diethornplot für drei Zeitpunkte während der Langzeitmessung. (b) Zeitlicher Verlauf der Diethornparameter.

Abbildung wurde ein Polynom 3. Grades an die Werte für  $\Delta V$  angepaßt um den zeitlichen Verlauf des Parameters zu beschreiben. Die mit diesen zeitabhängigen Diethornparametern dichtekorrigierte Gasverstärkung sollte einen zeitlich konstanten Verlauf zeigen. Der zeitliche Verlauf der Gasverstärkung während der Langzeitmessung für verschiedene Dichtenormierungen ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Gezeigt ist die in regelmäßigen Abständen an der gasauslaßseitigen Kammer gemessenen Gasverstärkung. Die obere Kurve zeigt die Zunahme der Gasverstärkung ohne jede Dichtenormierung. Die Gasverstärkung steigt innerhalb von 1000 Stunden um 88% des Anfangswertes beim Mischungsverhältnis 80:20 an. Der Anstieg erfolgt wie oben erläutert aufgrund der Abnahme sowohl der Gasdichte als auch des  $\text{CO}_2$ -Anteils. Diesen Verlauf erwartet man für ein Gassystem, in welchem keine Auffrischung des Gases erfolgt.

Führt man eine Dichtekorrektur gemäß Gleichung 5.32 unter Verwendung des konstanten Diethornparameters  $\Delta V = 29.3 \text{ V}$  für das 80:30-Gasgemisch durch, so erhält man die mittlere Kurve mit einem Anstieg der Gasverstärkung um 25% nach 1000 Stunden entsprechend einer Zunahme von 5% pro Abnahme der  $\text{CO}_2$ -Konzentration um 1%. Der verbliebene Anstieg stammt nun aus der Änderung des Mischungsverhältnisses beschrieben durch die Parameter  $\Delta V(t)$  und  $\rho_0(t)$ . Verwendet man zur Dichtekorrektur die in Abbildung 5.11 gezeigten Diethornparameter für verschiedene Gasgemische und berücksichtigt die Änderung der Standarddichte von  $4.76 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  (80:20) auf  $4.94 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  (85:15) nach 1000 Stunden, so erhält den in der unteren Kurve gezeigten Verlauf der Gasverstärkung. Die Anpassung einer Gerade an die Meßwerte liefert eine Zunahme der Gasverstärkung von  $(0.8 \pm 0.7)\%$  bei einer Abnahme der  $\text{CO}_2$ -Konzentration um 1%. Die Steigung der Ausgleichsgeraden liefert für den Anstieg der Gasverstärkung nach 1000 Stunden  $(3.8 \pm 3.5)\%$  und ist

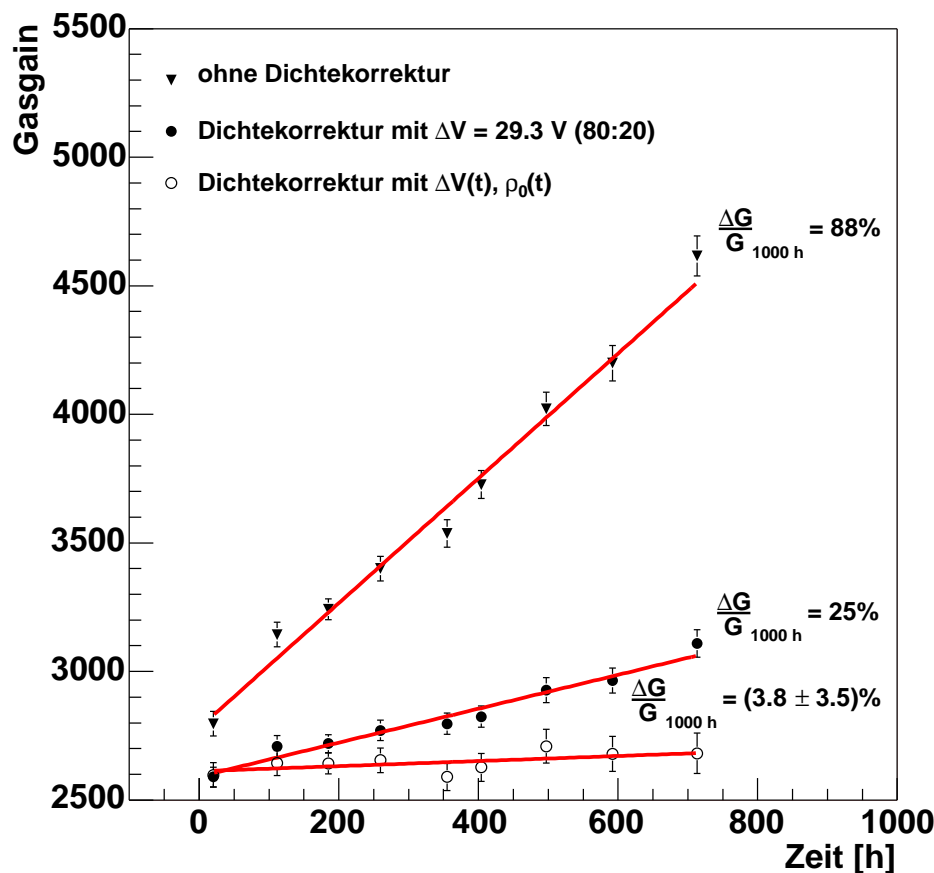


Abbildung 5.12: Zeitlicher Verlauf der Gasverstärkung während der Langzeitmessung mit verschiedenen Dichtekorrekturen.

im Rahmen der Fehler mit dem Wert Null verträglich. Der annähernd konstante Verlauf der Gasverstärkung bei dieser Dichtekorrektur belegt, daß die Bestimmung der Diethornparameter (Abbildung 5.11) sinnvoll war.

Die Dichtekorrektur mit den Diethornparametern für verschiedene  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen erlaubt es, auch ohne Auffrischung des Gases im TRD Gasverstärkungsmessungen über einen längeren Zeitraum von  $\sim 1000$  h durchzuführen, wenn beispielsweise der AMS02-Detektor über die festgelegten 3 Jahre hinaus betrieben werden soll und der Gasvorrat des TRD aufgebraucht ist. Der verbleibende Anstieg der Gasverstärkung kann dann durch Verringerung der Hochspannung kompensiert werden. Für den regulären Betrieb des TRD ist jedoch ein regelmäßiges Auffrischen des Gases geplant.

## 5.4 Durchmischung des Gasvolumens

Die Messungen in Abschnitt 5.3 zeigen, daß die unterschiedliche Diffusion der Gase Xenon und  $\text{CO}_2$  durch die Strawwände zu einer Änderung des Mischungsverhält-



nisses führt, welches wiederum die Gasverstärkung maßgeblich beeinflusst. Für den späteren Betrieb des TRD ist es daher notwendig, das Gas regelmäßig aufzufrischen, um sowohl die Gesamtdichte als das Mischungsverhältnis von 80% Xenon zu 20% CO<sub>2</sub> konstant zu halten. Da der Gasvorrat auf der ISS begrenzt ist (vgl. Kapitel 3) ist es nicht möglich, das gesamte Gasvolumen auszutauschen. Statt dessen muß Gas in kleinen Portionen in das TRD-Volumen eingeleitet werden. Dazu wird zunächst Gas in einem vorher festgelegten Mischungsverhältnis im Mixvolumen der Gasversorgungsbbox (UGBS) bereitgestellt um über die Pumpbox (UGBC, vgl. Abschnitt 3.2.3) in den Gaskreislauf zu gelangen.

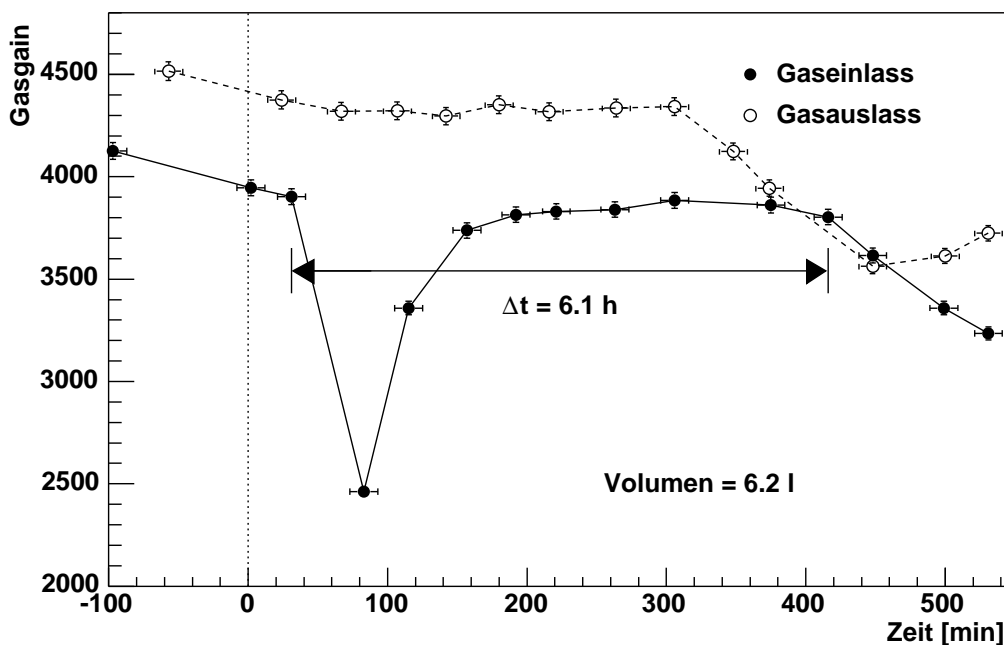


Abbildung 5.13: Messung der Gasverstärkung in Einlaß- und Auslaßkammer bei einem Gasfluß von 1 l/h,  $U = 1480$  V. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird dem Gemisch aus 80:20 Xe/CO<sub>2</sub>-Gas 20 mbar CO<sub>2</sub> zugeführt. Der Gesamtdruck beträgt etwa 870 mbar bei  $T = 20^\circ\text{C}$

In Abbildung 5.13 ist dargestellt, wie sich die Gasverstärkung bei Zuführen von CO<sub>2</sub>-Gas in den Gaskreislauf bei einem Fluß von 1 l/h verhält. Aufgetragen ist die für das 80:20-Gemisch dichtenormierte Gasverstärkung gegen die Zeit. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird über das Nadelventil CO<sub>2</sub> in den Gaskreislauf eingefüllt, so daß sich der Gesamtdruck um 20 mbar von 850 mbar auf 870 mbar erhöht. Dies entspricht einer Erhöhung des CO<sub>2</sub>-Gas-Anteils um 2%. Das Gas durchmischt sich jedoch nicht sofort. Statt dessen durchläuft eine Blase mit hohem CO<sub>2</sub>-Anteil das Gasvolumen, die sich erst nach mehreren Umläufen verteilt. Abbildung 5.14 zeigt den Gaskreislauf. Nach etwa 40 Minuten hat die CO<sub>2</sub>-Blase die Pumpbox passiert und erreicht die am Gaseinlaß liegende Kammer im Vakuumtank. Die Gasverstärkung fällt stark ab, während sie gleichzeitig in der Gasauslaßkammer unverändert bleibt. Nach etwa 140

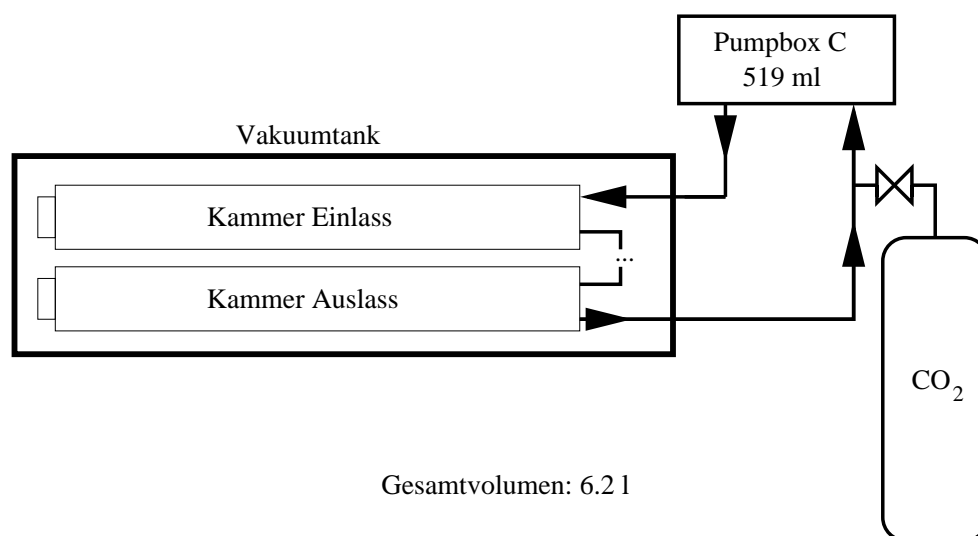


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung des Gaskreislaufes. Nach dem Einfüllen durchläuft das  $\text{CO}_2$  zunächst die Pumpbox, um von dort in die Einlaßkammer zu gelangen. Nachdem es sämtliche 8 Kammermodule seriell durchlaufen hat, gelangt das Gas wieder an den Einlaß zur Pumpbox. Das Gesamtvolumen von 6.2 l setzt sich zusammen aus der Pumpbox (0.52 l), den Leitungen des Gasversorgungssystems (0.11 l) sowie dem Innenvolumen der Kammermodule (5.55 l).

Minuten hat die Blase die Einlaßkammer verlassen und die Gasverstärkung erreicht nahezu ihren ursprünglichen Wert. Nach knapp 300 Minuten erreicht die Blase die Auslaßkammer. Die Änderung der Gasverstärkung ist hier nur noch etwa halb so groß, da sich das Gas beim Durchlaufen der 8 Kammermodule bereits vermischen konnte. Nach abermaligen Durchlaufen der Pumpbox erreicht die  $\text{CO}_2$ -Blase nach etwa 6.3 Stunden zum zweiten Mal die Einlaßkammer. Bei einem Fluß von 1 l/h benötigt die Gasblase also mehr als 6 Stunden, um das 6.2 Liter große Volumen des Langzeitteststandes einmal zu durchlaufen. Nach mehr als 24 Stunden, also mehr als vier Durchläufen stellt sich eine gleichmäßige Durchmischung des Gasvolumens ein. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß in beiden Kammern die Gasverstärkung im Vergleich zu der Messung vor dem Einleiten des  $\text{CO}_2$ -Gases um den gleichen Betrag gesunken ist. Im vorliegenden Fall beträgt die Gasverstärkungsänderung nach  $t > 24 \text{ h}$  etwa 10%, entsprechend 5% Änderung bei 1% Erhöhung des  $\text{CO}_2$ -Anteils. Diese Gasverstärkungsänderung ist in Übereinstimmung mit den Messungen in Abschnitt 5.3.4. Auch hier zeigte sich eine Zunahme des Gasverstärkungsfaktors um 5% bei einer Abnahme des  $\text{CO}_2$ -Anteils um 1%. Die Messungen der Gasverstärkung bei direktem Einleiten von  $\text{CO}_2$ -Gas bestätigen also die nach der Massenspektrometernmethode bestimmten Leckraten.

Abbildung 5.15 zeigt die gleiche Situation bei verdoppeltem Gasfluß (2 l/h). Ein Durchlauf der  $\text{CO}_2$ -Blase dauert jetzt nur noch 3.5 h, die Durchmischung erfolgt entsprechend schneller.

Eine Zuführung von frischem Gas in den TRD, dessen Volumen erheblich größer

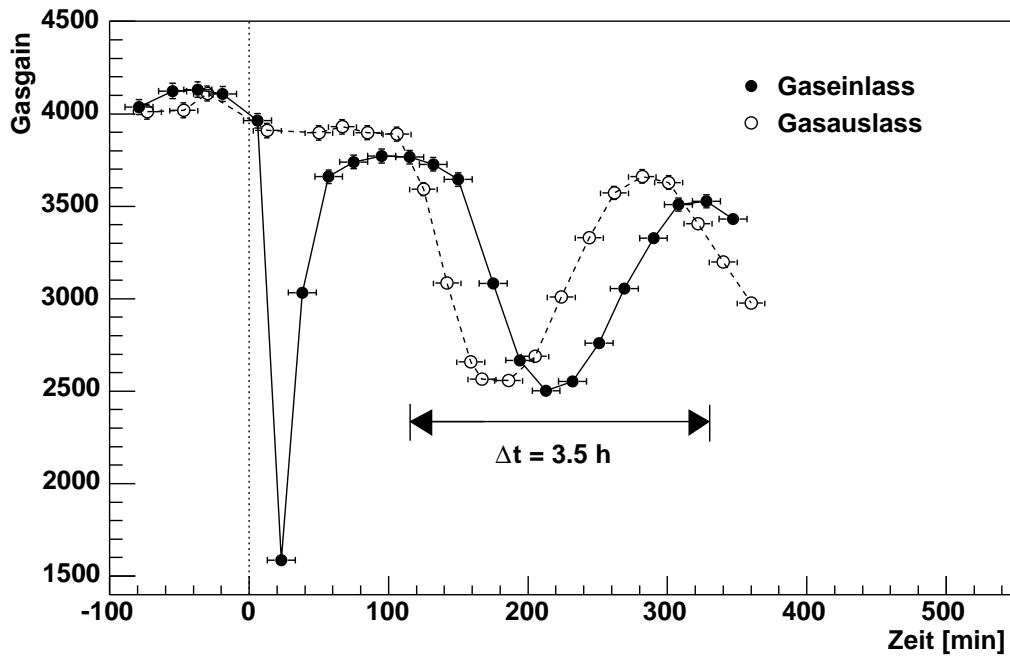


Abbildung 5.15: Messung der Gasverstärkung in Einlaß- und Auslaßkammer bei einem Gasfluß von 2 l/h. Die Durchmischung erfolgt deutlich schneller.

ist als das des Teststandes (41 statt einem Gaskreislauf), bedeutet also einen Zeitraum der Instabilität der Gasverstärkung von mehreren Stunden. Um die Unterbrechung der Meßzeit des Detektors möglichst gering zu halten, muß die Auffrischung des Gases in kleinen Schritten erfolgen.

## 5.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellte Langzeitmessung eines Gaskreislaufes aus 8 Strawmodulen zeigt, daß die **Gasdichtigkeit der Module** auch nach mehreren 1000 Stunden im Vakuum gewährleistet ist. Der Gasverlust wird dominiert durch die Diffusion des CO<sub>2</sub>-Gases, die eine etwa 100fach höhere Leckrate als Xenon ausweist. Bei einem Sicherheitsfaktor von 6.3 ist der mitgeführte CO<sub>2</sub>-Vorrat ausreichend für eine 20jährige Meßdauer.

Die **Langzeitmessungen der Gasverstärkung** zeigen einen starken Anstieg des Gasverstärkungsfaktors. Dieser kommt zustande durch die Abnahme der Gasdichte sowie die Änderung des Mischungsverhältnisses des Gasgemisches aufgrund der Diffusion der Gaskomponenten durch die Kammerwände. Eine Gasdichtekorrektur der Gasverstärkung muß das sich ändernde Mischungsverhältnis berücksichtigen. Durch die Bestimmung der Diethornparameter für verschiedene Mischungsverhältnisse (80:20 - 85:15) konnte eine solche Dichtekorrektur durchgeführt werden.

Um die geforderte Homogenität der Gasverstärkung zu gewährleisten, ist ein regelmäßiges Auffrischen des Gases erforderlich. Anhand der durchgeführten **Durchmischungsmessungen** zeigt sich, daß die Durchmischung des Gases je nach eingestelltem Fluß mehrere Stunden erfordert. Die gemessene Änderung der Gasverstärkung bei Zuführen von CO<sub>2</sub> liegt in der aus der Langzeitmessung erwarteten Größenordnung.

Rel. Änderung der Gasverstärkung	
$\Delta U = 1 \text{ V}$	$\frac{\Delta G}{G} = 1\%$
$\Delta \rho \approx 0.05 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ( $\Delta T \approx 3 \text{ K}$ ; $\Delta p \approx 10 \text{ mbar}$ )	$\frac{\Delta G_\rho}{G_\rho} = 6.5\%$
$\Delta \text{CO}_2 \approx 1\%$	$\frac{\Delta G}{G} \approx 5\%$

Tabelle 5.2: *Einfluß der Gasparameter auf die Gasverstärkung für Xe/CO<sub>2</sub> (80:20).*

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Das AMS02-Experiment ist ein Teilchendetektor, der für drei Jahre Messungen der kosmischen Höhenstrahlung an Bord der internationalen Raumstation durchführen soll. Eine der wesentlichen Aufgaben ist die Suche nach Dunkler Materie und kosmischer Antimaterie. Aufbauend auf den Erfahrungen aus dem erfolgreichen Flug des Vorgängers AMS01 wird mit AMS02 ein komplexer Detektor gebaut, der um mehrere Komponenten erweitert wird. So besitzt AMS02 einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), der modular aus 20 Radiatorlagen aufgebaut ist. Aufgabe des TRD ist die Unterscheidung zwischen Teilchen gleicher Ladung und unterschiedlicher Masse wie Protonen und Positronen bzw. Antiprotonen und Elektronen. Das Ziel ist ein Unterdrückungsfaktor der Protonen von  $> 10^2$  im Energiebereich bis  $300 \text{ GeV}$  bei einer Positroneneffizienz von mindestens 90%. Zusammen mit einem elektromagnetischen Kalorimeter soll der TRD eine Gesamtprotonenunterdrückung von  $> 10^6$  erreichen.

Zur Detektion der Übergangsstrahlung werden im TRD Proportionalkammern verwendet, die mit einer Gasmischung aus Xenon (80%) und  $\text{CO}_2$  (20%) gefüllt sind. Die TR-Photonen erzeugen durch Primärisation Ladungen im Gas, die im Bereich hoher Feldstärken um den in der Mitte der Kammer zentrierten Anodendraht vervielfacht werden. Die Kammern bestehen aus jeweils 16 sogenannter Straws, deren Wände aus  $72 \mu\text{m}$  starkem Kaptonverbundmaterial gefertigt sind. Endstücke aus Polycarbonat und longitudinale sowie transversale Streifen aus einem CFC-Material sorgen für die nötige mechanische Stabilität. Über die Endstücke erfolgt zudem die Gasversorgung wie auch die Auskopplung der elektronischen Signale sowie die Hochspannungsversorgung. Die insgesamt 328 bis zu  $2.1 \text{ m}$  langen Module werden in einer Tragestruktur gehalten, die die Form eines konischen Oktagon hat, wodurch der Detektor eine möglichst große Raumwinkelabdeckung erreicht. Die Ausrichtung der Modullagen (die oberen und unteren acht Lagen sind orthogonal zu den 12 inneren Lagen ausgerichtet) ermöglichen es dem TRD 3D-Spurinformationen über das durchfliegende Teilchen zu liefern.

Sowohl die Tragestruktur wie auch die Module selbst werden mit einer sehr hohen mechanischen Präzision gefertigt. Dies ist erforderlich, da schon geringe Abweichungen (wenige  $100 \mu\text{m}$ ) von der idealen Geometrie der Module ausreichen, um die Gasverstärkung deutlich zu beeinflussen. Das Ziel bei der Konstruktion des Detektors ist, die Gasverstärkung im gesamten TRD auf 3% konstant zu halten, was einer

mechanischen Präzision von  $250\ \mu\text{m}$  entspricht. Bei der Integration der Module in die Tragestruktur muß daher über Messungen der Gasverstärkung die Positionierung der Kammern überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Zentrierung der Anodendrahte in den Proportionalkammern innerhalb der geforderten Genauigkeit liegt. Die Anodendrahtablage einer verbogenen Kammer kann dabei mit Gasverstärkungsmessungen qualitativ und quantitativ bestimmt werden. Die Messung der Modulschlitzhöhen an den Schottwänden und den Oktagonwänden der Tragestruktur zeigt, daß einige der Schlitze Abweichungen aus der Sollposition von bis zu  $600\ \mu\text{m}$  aufweisen, wodurch die Kammermodule verbogen werden und die Gasverstärkung über das zulässige Limit schwankt. Durch Unterlegen der Module mit CFC-Streifen entsprechender Dicke kann eine Korrektur dieser Modulschlitzhöhen erreicht und die Varianz der Gasverstärkung aller 328 Module auf weniger als 1% reduziert werden. Es konnte an einem Testmodul gezeigt werden, daß diese Methode des Unterlegens an den Schottwänden den gewünschten Effekt auf die Gasverstärkung hat. Die mechanischen Anodendrahtablagen eines Testmoduls konnten mit Hilfe eines Computer-Tomographen direkt gemessen werden. Die CT-Messungen bestätigen eindrucksvoll die mit der Gasverstärkung bestimmten Drahtablagen.

Da die Gasverstärkung ebenfalls von der Hochspannung, der Gasdichte sowie der Zusammensetzung des Gases abhängt, sind auch diese Parameter beim Betrieb des TRD zu überwachen. Insbesondere die Gasdichte ist hier kritisch, da durch die dünnen Kammerwände aufgrund des hohen Druckunterschiedes von  $1013\ \text{mbar}$  von der Innenseite zur Außenseite der Strawwand auch ohne mechanische Beschädigungen eine stetige Diffusion des Gases aus den Kammern in den Außenraum erfolgt. Zudem verläuft diese Diffusion für die Gase Xenon und  $\text{CO}_2$  unterschiedlich schnell, sodaß sich zusätzlich der  $\text{CO}_2$ -Anteil und damit die Zusammensetzung des Gases ändert. Die Messungen der zeitlichen Verlustrate der Gase wurden an einem Gaskreislauf bestehend aus 8 Modulen im Vakuum sowohl nach der Druckabfallmethode als auch mit einem Massenspektrometer gemessen. Während nach der Druckabfallmethode nur die Gesamtleckrate bestimmt werden kann, ist mit dem Massenspektrometer die Messung der Leckraten der einzelnen Komponenten des Gasgemisches möglich. Die Gasverlust wird dabei durch die  $\text{CO}_2$ -Leckrate dominiert. Es konnte gezeigt werden, daß die geforderte Gasdichtigkeit auch nach mehreren Monaten unter Vakuum gewährleistet ist. Die aus den Leckraten berechneten Sicherheitsfaktoren liegen deutlich über dem Wert von  $SF = 4$ , der als Designziel festgelegt wurde. Sie erlauben eine Meßzeit des TRD von rund 20 Jahren.

Die unterschiedlichen Leckraten von Xenon und  $\text{CO}_2$  bewirken eine Abnahme des  $\text{CO}_2$ -Anteils innerhalb von etwa 1000 Stunden von 20% auf 15%. Dabei nimmt die Gasverstärkung pro Prozent Abnahme der  $\text{CO}_2$ -Konzentration um  $\sim 5\%$  zu. Bei der Auffrischung des Gases im TRD muß daher nicht nur die Gesamtdichte sondern auch das richtige Mischungsverhältnis berücksichtigt werden. Es konnte eine Dichtenormierung unter Berücksichtigung des sich ändernden Mischungsverhältnisses durchgeführt werden. Die Zunahme der Gasverstärkung pro Abnahme der  $\text{CO}_2$ -Konzentration beträgt nach dieser Korrektur nur 0.8%. Aufgrund des Gasverlustes

ist ein Auffrischen des Gases in regelmäßigen zeitlichen Anständen erforderlich. Die Auffrischung mit CO<sub>2</sub>-Gas muß in kleinen Schritten erfolgen, um die Unterbrechungen der Meßzeit des Detektors im All möglichst gering zu halten.

Zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit (September 2004) sind alle 328 Flugmodule produziert und getestet. Die Oktagonstruktur ist ebenfalls fertiggestellt, so daß mit dem Einbau der Strawmodule im Herbst 2004 begonnen werden kann. Teststände für Funktions- und Dichtigkeitstests während der Integrationsphase sind ebenfalls aufgebaut und stehen bereit. Die Integration des TRD in des Gesamtsystem des AMS-Detektors wird voraussichtlich 2005 erfolgen, so daß das Experiment im Herbst 2007 für den Start zur internationalen Raumstation bereit stehen wird.





## Anhang A

# Gasverstärkung bei ausgelenktem Anodendraht

In diesem Abschnitt soll Gleichung 4.12 aus der Diethornformel 4.9 hergeleitet werden. Gleichung 4.9 lautet umgeformt:

$$G = \exp\left(\frac{k_2}{c} \cdot \ln \frac{k_1}{c}\right) \quad (\text{A.1})$$

mit  $k_1 = \frac{U}{a \cdot E_{\min}(\rho_0) \cdot \frac{p}{\rho_0}}$  und  $k_2 = \frac{\ln 2 \cdot U}{\Delta V}$ , sowie

$$c = \text{arcosh}(z) = \ln\left(z + \sqrt{z^2 + 1}\right) \quad (\text{A.2})$$

mit  $z = \frac{a^2 + b^2 - x^2}{2ab} \approx \frac{b}{2a}$  für kleine Auslenkungen  $x$ .  $a$  und  $b$  sind die Radien des Anodendrahtes beziehungsweise der Röhreninnenwand. Für  $x \rightarrow 0$  geht  $c$  über in  $c = \ln \frac{b}{a}$  und Gleichung A.1 ist identisch mit Gleichung 4.9 auf Seite 45. Die Taylorentwicklung führt auf den Ausdruck

$$G = G_0 + \left.\frac{\partial G}{\partial x}\right|_{x=0} \cdot x + \frac{1}{2!} \left.\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}\right|_{x=0} \cdot x^2 + \dots \quad (\text{A.3})$$

Die Ableitungen lauten:

$$\frac{\partial G}{\partial x} = \frac{\partial G}{\partial c} \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \quad (\text{A.4})$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 G}{\partial c^2} \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial G}{\partial c} \frac{\partial}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} \\ &= \frac{\partial^2 G}{\partial c^2} \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial G}{\partial c} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} \underbrace{\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x}}_{=1} \\ &= \frac{\partial^2 G}{\partial c^2} \cdot \left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial G}{\partial c} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Unter der Näherung, daß der Strawradius  $b$  groß ist gegen  $a$  und  $x$ , folgt:

$$c \approx \ln 2z \implies \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{2a}{b} \cdot \frac{-2x}{2ab} = \frac{-2x}{b^2} \quad (\text{A.6})$$

$$\implies \left. \frac{\partial c}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Der erste Summand in Gleichung A.3 ist also Null, ebenso der erste Term in Gleichung A.5. Die Berechnung des zweiten Terms führt auf:

$$\frac{\partial G}{\partial c} \frac{\partial}{\partial x} \frac{(-2)x}{b^2} = \frac{\partial G}{\partial c} \frac{(-2)}{b^2} \neq 0 \quad (\text{A.8})$$

also ist

$$\left. \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} \right|_{x=0} = \frac{\partial G}{\partial c} \cdot \frac{(-2)}{b^2} \quad (\text{A.9})$$

Es fehlt noch die Berechnung von  $\frac{\partial G}{\partial c}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial c} &= \underbrace{\exp\left(\frac{k_2}{c} \cdot \ln \frac{k_1}{c}\right)}_{=G} \cdot \left[ -\frac{k_2}{c^2} \cdot \ln \frac{k_1}{c} + \frac{k_2}{c} \frac{c - k_1}{c^2} \right] \\ &= G \cdot \left[ -\frac{1}{c} \cdot \ln G + \frac{k_2}{c^2} \right] \\ &= -\frac{G}{c} \left[ \ln G + \frac{k_2}{c^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

mit den Konstanten  $k_1$ ,  $k_2$  und  $c$  wie oben definiert. Eingesetzt in A.3:

$$G = G_0 + \frac{1}{2} \frac{G}{c} \left( \ln G + \frac{k_2}{c} \right) \frac{2}{b^2} \cdot x^2 \quad (\text{A.11})$$

bzw.

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{c} \left( \ln G + \frac{k_2}{c} \right) \left( \frac{x}{b} \right)^2 \quad (\text{A.12})$$

Einsetzen der Konstanten liefert schließlich Gleichung 4.10 auf Seite 48:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{b^2 \ln \frac{b}{a}} \left( \ln G + \frac{\ln 2U}{\Delta V \ln \frac{b}{a}} \right) (\Delta x)^2 \quad (\text{A.13})$$

## Anhang B

# Diffusion durch eine Membran

In diesem Abschnitt soll die in Kapitel 5 aufgeführte Lösung der Diffusionsgleichung hergeleitet werden. Dazu wird folgende Situation betrachtet (Abbildung B.1): Eine homogene Membran der Dicke  $d$  stehe senkrecht zur  $x$ -Achse und werde von zwei Ebenen bei  $x = 0$  und  $x = d$  begrenzt. Im Halbraum  $x < 0$  herrsche Vakuum während sich im Halbraum  $x > d$  ein Gasvolumen der Konzentration  $c_I$  befindet. Im Langzeitestand entspricht dies dem Außenraum des Tanks bzw. dem Innenvolumen der Kammern. Desweiteren wird angenommen, daß die Diffusionskonstante  $D$  nicht von der Gaskonzentration abhängt.

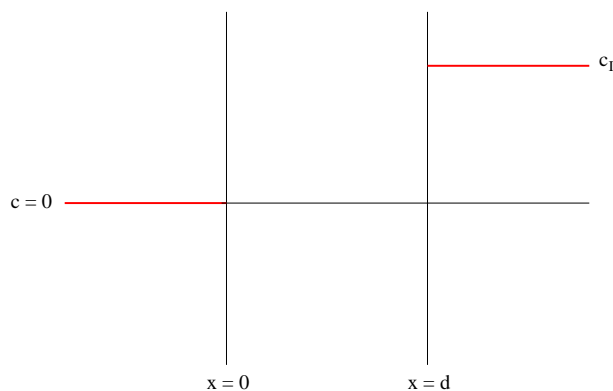


Abbildung B.1: *Diffusion durch eine Membran.*

Die Diffusionsgleichung lautet (vgl. Gleichung 5.15 auf Seite 85):

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (\text{B.1})$$

Für die Lösung dieser Gleichung wählt man die Randbedingungen:

$$c = \phi(x) \quad \text{für} \quad 0 < x < d \quad \text{und} \quad t = 0$$

$$c = 0 \quad \text{für} \quad x = 0 \quad \text{und} \quad c = c_I \quad \text{für} \quad x = d \quad \text{und} \quad t > 0,$$

und den Ansatz

$$c(x, t) = \psi_1(x, t) + \psi_2(x, t) \quad (\text{B.2})$$

Dabei genügen die  $\psi_1$  und  $\psi_2$  den Randbedingungen:

$$\psi_1 = \phi(x) \quad \text{für } 0 < x < d \quad \text{und } t = 0,$$

$$\psi_1 = 0 \quad \text{für } x = 0 \quad \text{und } x = d \quad \text{für } t > 0,$$

und

$$\psi_2 = 0 \quad \text{für } 0 < x < d \quad \text{und } t = 0,$$

$$\psi_2 = 0 \quad \text{für } x = 0, \quad \psi_2 = c_I \quad \text{für } x = d \quad \text{und } t > 0.$$

Die Lösung von  $\psi_1$  findet man mit Separation der Variablen:

$$\psi_1(x, t) = X(x) \cdot T(t) \quad (\text{B.3})$$

Einsetzen von B.3 in B.1 liefert

$$\psi_1(x, t) = \exp(-\lambda^2 \cdot D \cdot t) \cdot [A \cdot \cos(\lambda \cdot x) + B \cdot \sin(\lambda \cdot x)] \quad (\text{B.4})$$

Die Konstanten  $A$ ,  $B$  und  $\lambda$  ergeben sich aus den Randbedingungen. Mit

$$B = 0 \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{n\pi}{d}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{B.5})$$

läßt sich Gleichung B.4 schreiben:

$$\psi_1(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \exp\left[-\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 \cdot D \cdot t\right] \cdot \sin\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \quad (\text{B.6})$$

mit den Konstanten  $A_n$ , welche sich ebenfalls aus den Randbedingungen ergeben:

$$A_n = \frac{2}{d} \int_0^d \phi(\zeta) \cdot \sin\left(\frac{n\pi\zeta}{d}\right) d\zeta \quad (\text{B.7})$$

Für die zweite Funktion  $\psi_2(x, t)$  erhält man den Ausdruck:

$$\psi_2(x, t) = \frac{c_I \cdot x}{d} + \frac{2c_I}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \cdot \exp\left[-\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 \cdot D \cdot t\right] \cdot \sin\left(\frac{n\pi \cdot x}{d}\right) \quad (\text{B.8})$$

und damit die Lösung für  $c(x, t)$ .

Bisher wurde davon ausgegangen, daß die Membran zu Beginn des Diffusionsvorganges frei von Gas ist. Bei den in Kapitel 5 vorgestellten Langzeitmessungen ist dies jedoch nicht der Fall, da die Kammermodule bereits vor Beginn der Messung mit Gas befüllt waren. Geht man stattdessen von einer anfänglichen, konstanten Gaskonzentration  $c_W$  in der Membran aus, so erhält man als Lösung für  $c(x, t)$ :

$$\begin{aligned}
c(x, t) &= \frac{4c_W}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{(2n+1)\pi}{d} \right) \cdot D \cdot t \right] \cdot \sin \left( \frac{(2n+1)\pi \cdot x}{d} \right) + \\
&+ \frac{c_I \cdot x}{d} + \frac{2c_I}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \right] \cdot \sin \left( \frac{n\pi \cdot x}{d} \right) \quad (\text{B.9})
\end{aligned}$$

Zur Bestimmung der Leckrate in den Außenraum des Vakuumtanks betrachtet man die Änderung der Gaskonzentration in einem Volumen  $V$ , mit dem die Membran der Oberfläche  $A$  bei  $x = 0$  verbunden ist. Unter der Annahme, daß diese Änderung hinreichend klein ist, erhält man:

$$\begin{aligned}
\frac{dc}{dt} &= \frac{D \cdot A}{V} \cdot \frac{\partial c}{\partial x} \Big|_{x=0} \\
&= \frac{D \cdot A \cdot c_I}{V \cdot d} + \frac{2D \cdot A \cdot c_I}{V \cdot d} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \exp \left[ - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \right] + \\
&+ \frac{4D \cdot A \cdot c_W}{V \cdot d} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[ - \left( \frac{(2n+1)\pi}{d} \right) \cdot D \cdot t \right] \quad (\text{B.10})
\end{aligned}$$

Für  $c_W = 0$ , also eine gasfreie Membran zu Beginn des Diffusionsvorganges, ergibt sich damit die auf Seite 86 aufgeführte Gleichung 5.17:

$$\frac{dc}{dt} = k_1 + k_2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \exp - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \quad (\text{B.11})$$

mit den Konstanten  $k_1 = \frac{D \cdot A \cdot c_I}{c \cdot d}$  und  $k_2 = 2 \cdot k_1$ . Mit der idealen Gasgleichung

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T, \quad (\text{B.12})$$

wobei  $p$  den Druck im Volumen  $V$  außerhalb der Membran,  $T = 293.15 \text{ K}$  die Raumtemperatur und  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$  die Boltzmannkonstante bezeichnet, erhält man für das zeitliche Verhalten der Leckrate  $q(t)$  in Einheiten  $\left[ \frac{\text{L} \cdot \text{mbar}}{\text{s}} \right]$ :

$$\begin{aligned}
q(t) &= \left| \frac{\Delta(p \cdot V)}{\Delta t} \right| = V \cdot \frac{dp}{dt} = V \cdot 10k \cdot T \cdot \frac{dc_g}{dt} \\
&= 10k \cdot T \cdot \left[ \frac{D \cdot A \cdot c_I}{d} + \frac{2D \cdot A \cdot c_I}{d} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \exp \left[ - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{4D \cdot A \cdot c_W}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left[ - \left( \frac{(2n+1)\pi}{d} \right) \cdot D \cdot t \right] \right] \quad (\text{B.13})
\end{aligned}$$

wobei  $c = \frac{N}{V}$  verwendet wurde. Im Falle  $c_W = 0$  für  $0 < x < d$  und  $t = 0$  erhält man:

$$q(t) = 10k_B \cdot T \cdot \left[ \frac{D \cdot A \cdot c_I}{d} + \frac{2D \cdot A \cdot c_I}{d} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \exp \left[ - \left( \frac{n\pi}{d} \right)^2 \cdot D \cdot t \right] \right] \quad (\text{B.14})$$

Zur Bestimmung der Leckrate im stationären Zustand wird an die Meßwerte eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen ( $n = 2$ ) angepaßt. Für Zeiten  $t > 200 h$  wird die Leckrate durch diese Summe hinreichend genau beschrieben [20]. Somit ergibt sich die auf Seite 87 zur Massenspektrometernmethode angeführte Gleichung:

$$q(t) = k'_0 - k'_1 \cdot e^{-\frac{t}{k_2}} - k'_3 \cdot e^{-\frac{t}{k_4}} \quad (\text{B.15})$$

Analog zur Außenseite der Membran läßt sich das zeitliche Verhalten der Leckrate auf der Innenseite bei  $x = d$  berechnen. Daher wird bei der Druckabfallmethode ebenfalls eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen (Gleichung 5.26 auf Seite 88) an die Meßwerte angepaßt:

$$q(t) = k_0 + k_1 \cdot e^{-\frac{t}{k_2}} + k_3 \cdot e^{-\frac{t}{k_4}} \quad (\text{B.16})$$

# Anhang C

## Kalibration des Massenspektrometers

Die Kalibration des Massenspektrometers wird mit Xenon (Reinheit: 4.8) bzw. CO<sub>2</sub> (Reinheit: 4.5) durchgeführt. Dazu werden die Gase wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben über das kalibrierte Dosierventil in den noch nicht mit Modulen bestückten Tank eingelassen. Die gemessenen Ionenströme werden auf Standardtemperatur (293.15 K) normiert. Die Ergebnisse mit den Kalibrationsfaktoren zur Umrechnung der Ionenströme in Leckraten sind in den Abbildungen C.1 und C.2 gezeigt.

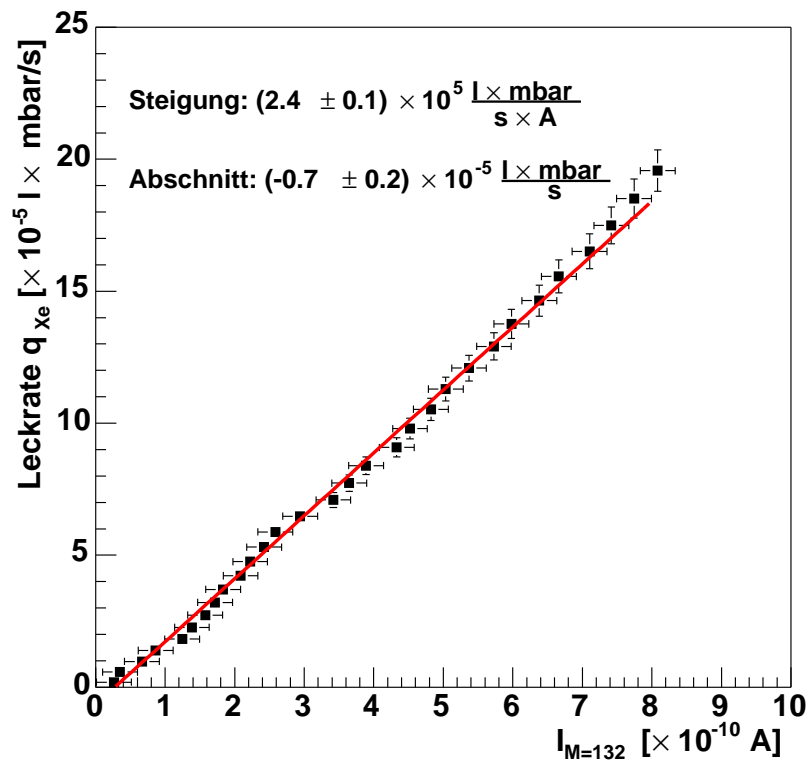


Abbildung C.1: Kalibration des Massenspektrometers mit Xenon (Masse: 132)

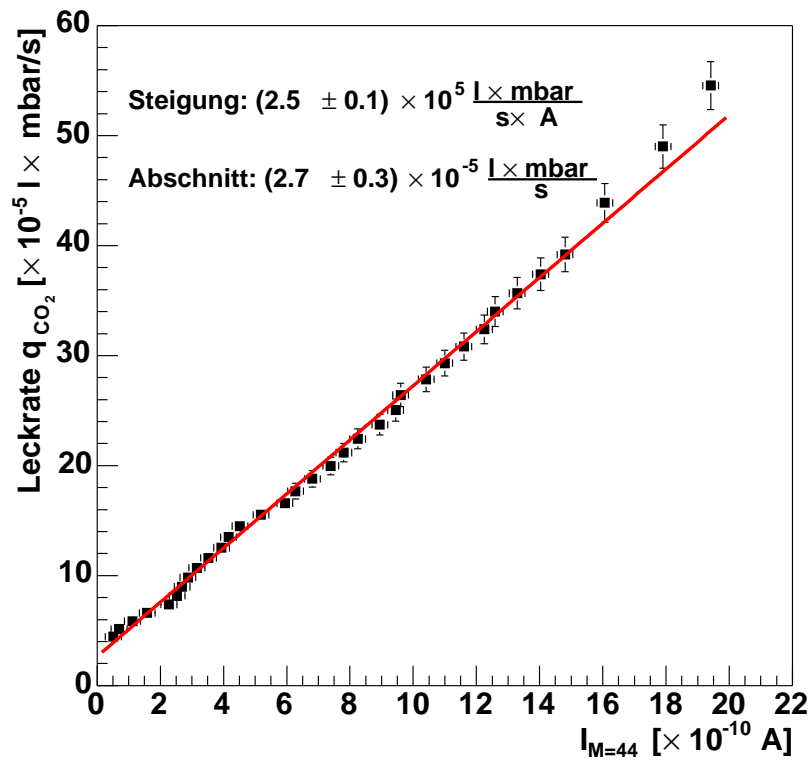


Abbildung C.2: Kalibration des Massenspektrometers mit  $\text{CO}_2$  (Masse: 44)



# Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Der AMS02-Detektor auf der internationalen Raumstation [5]. . . . .</i>	5
2.1	<i>Die Entwicklung des Universums seit dem Urknall bis heute [8]. . . . .</i>	8
2.2	<i>Rigiditätsverteilung der geladenen kosmischen Teilchen gemessen mit AMS01 und HEAT [9]. . . . .</i>	9
2.3	<i>(a) Monte-Carlo-simuliertes Energiespektrum der Heliumkerne für AMS01 und AMS02. (b) Die gegenwärtigen Grenzen bei der Suche nach kosmischem Antihelium [11]. . . . .</i>	10
2.4	<i>(a) CCD-Aufnahme der Spiralgalaxie NGC 6503 [14]. (b) Rotationskurve von NGC 6503 [15]. . . . .</i>	12
2.5	<i>(a) Das Spektrum der Antiprotonen, gemessen von bisherigen Experimenten und simuliert für AMS02 [9]. (b) Erwartete Überhöhung des Positronenspektrums für den Fall einer <math>\chi\bar{\chi}</math>-Annihilation [18]. . . . .</i>	15
2.6	<i>Aufbau des AMS02-Detektors [35]. . . . .</i>	17
2.7	<i>Gemessener und MC-berechneter Protonenunterdrückungsfaktor in Abhängigkeit der Strahlenergie für einen 20-lagigen TRD-Prototypen [21]. . . . .</i>	20
3.1	<i>Der AMS-02-Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) [38]. . . . .</i>	23
3.2	<i>Entstehung von Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche. . . . .</i>	24
3.3	<i>(a) Berechnetes Energiespektrum der Übergangsstrahlung. (b) Mittlere berechnete Anzahl der Übergangsstrahlungsphotonen als Funktion des Lorentzfaktors des durchgehenden Teilchens [31]. . . . .</i>	27
3.4	<i>Photoabsorption und Energieverlust geladener Teilchen in Xe/CO<sub>2</sub> (80 : 20). . . . .</i>	28
3.5	<i>Schema zur Erzeugung der Übergangsstrahlung im Radiator und ihrer Detektion in der Proportionalkammer. . . . .</i>	30
3.6	<i>Vergleich von Einzelröhrchenspektren aus Beamttestdaten eines 20-lagigen TRD-Prototyps mit MC-Rechnungen [21]. . . . .</i>	31
3.7	<i>Anordnung von Radiator und Proportionalkammern in einer 4-lagigen Haltestruktur. . . . .</i>	31
3.8	<i>Schematischer Aufbau einer Proportionalkammer. . . . .</i>	32
3.9	<i>Querschnitt durch eine Strawwand. . . . .</i>	33
3.10	<i>(a) Herstellungsprozeß der Straws [32]. (b) Vergleich der Streifenbreite der Straws der ersten (links) und der zweiten Charge (rechts) [20]. . . . .</i>	33
3.11	<i>Querschnitt durch ein Modul (schematisch). . . . .</i>	34
3.12	<i>Aufsicht auf ein Modul aus 16 Straws. . . . .</i>	34

3.13	<i>Aufbau eines Endstücks (Ausleseseite) [20].</i>	35
3.14	<i>Aufsicht auf ein Modulendstück (gasseitig)</i>	35
3.15	<i>Explosionszeichnung der TRD-Tragestruktur [36].</i>	36
3.16	<i>Anordnung der Front-End- und Gasversorgungselektronik an einer Oktagonwand (90°-Seite) [36].</i>	37
3.17	<i>(a) Ansicht eines Turmes mit der Gasverrohrung und den Aluminium-Halteblechen [36]. (b) Schematische Darstellung einer Doppel-O-Ring Kupplung [20].</i>	37
3.18	<i>Das Oktagon mit den Schottwänden, noch ohne Kammermodule und Radiator.</i>	38
3.19	<i>3D-Ansicht des AMS02-TRD-Gasversorgungssystems [38].</i>	39
3.20	<i>Schema der Front-End-Ausleseelektronik.</i>	40
3.21	<i>Die Ausleseelektronik des AMS02-TRD [41].</i>	41
4.1	<i>Entwicklung einer Ladungslawine durch Drift eines einzelnen Elektrons zum Anodendraht.</i>	44
4.2	<i>Ablage eines Anodendrahtes im Röhrchen.</i>	46
4.3	<i>Linien gleicher elektrostatischer Feldstärke bei zentriertem und ausgelenktem Anodendraht.</i>	47
4.4	<i>Das elektrostatische Feld als Funktion des Azimutwinkels für verschiedene Anodendrahtablagen.</i>	47
4.5	<i>Berechnete Änderung der Gasverstärkung mit der Drahtablage für verschiedene Gasgemische. (a) Ar/CO<sub>2</sub>, 82:18 (b) Xe/CO<sub>2</sub> 80:20.</i>	49
4.6	<i>Positionierung eines Kammermoduls auf dem Granitblock zur automatisierten Gasverstärkungsmessung.</i>	51
4.7	<i>Aufbau der Meßstandes zur automatisierten Messung der Flugmodule.</i>	52
4.8	<i>(a) Energiespektrum einer <sup>55</sup>Fe-Quelle in Ar/CO<sub>2</sub> aufgenommen mit einer TMS-Auslese bei einer Anodenspannung von U = 1350 V (b) Kalibrationsgerade des ADC mit Testpulsen.</i>	53
4.9	<i>Schaltbild der TMS-Auslese</i>	54
4.10	<i>Gasverstärkungsmessung einer auf dem Granitblock positionierten Kammer.</i>	55
4.11	<i>Verteilung des RMS der Gasverstärkungsmessungen der 328 Flugmodule. Der Mittelwert liegt bei 1.5%.</i>	55
4.12	<i>Höhenprofil der Testkammer, gemessen auf den CFC-Querstreifen bei einer Unterlegung von 400 µm in der Mitte.</i>	56
4.13	<i>Messung der Kammer bei einer Unterlegung von 400 µm.</i>	57
4.14	<i>Relative Gasverstärkungsänderung ΔG/G<sub>0</sub>, gemittelt über 16 Straws an der jeweiligen Position.</i>	57
4.15	<i>Änderung der Gasverstärkung bei vertikaler Verbiegung für 5 verschiedene Kammermodule.</i>	58
4.16	<i>Aufbau der Meßstandes. (a) Kammermodul mit NOMEX-Platte auf dem Granitblock. (b) Fe<sup>55</sup>-Quellen und Meßuhr.</i>	59

4.17	(a) Änderung der Gasverstärkung aufgetragen gegen die aufgebraachte vertikale Verbiegung für Straw 15. Zur Bestimmung der y-Ablage wurde eine Parabelfunktion angepaßt. (b) Verteilung der y-Ablagen der Drähte aller 16 Straws der untersuchten Kammer. . . . .	60
4.18	Höhenprofil des 1.8 m-Testmoduls. . . . .	60
4.19	Kammermodul auf der NOMEX-Platte in der CT-Röhre. . . . .	61
4.20	(a) Rohbild eines CT-Scans. Die Strukturen unterhalb der Kammer stammen von der Wabenstruktur der NOMEX-Platte. (b) Das weiterverarbeitete Bild mit Fits der Drahtposition (rot) und der Strawwand (schwarz). . . . .	61
4.21	Vertikale Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück. . . . .	62
4.22	Horizontale Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück. . . . .	63
4.23	Verteilung der Drahtablagen am ausleseseitigen Endstück. (a) Vertikal. (b) Horizontal. . . . .	63
4.24	Vertikale Drahtablagen am gasseitigen Endstück. . . . .	64
4.25	Horizontale Drahtablagen am gasseitigen Endstück. . . . .	64
4.26	Verteilung der Drahtablagen am gasseitigen Endstück. (a) Vertikal. (b) Horizontal. . . . .	65
4.27	Verteilung der radialen Drahtablagen. (a) Ausleseseitiges Endstück. (b) Gasseitiges Endstück. . . . .	65
4.28	Horizontale Drahtablagen in der Kammermitte. . . . .	66
4.29	vertikale Drahtablagen in der Kammermitte . . . . .	67
4.30	Verteilung der horizontalen (a) und der vertikalen Drahtablagen (b) in der Mitte der Kammer. . . . .	67
4.31	(a) Verteilung der radialen Drahtablagen in der Mitte der Kammer. (b) Vergleich der mit der CT und der Gasverstärkung bestimmten mechanischen Drahtablagen. . . . .	68
4.32	(a) Vermessung der Modulschlitzhöhen mit einer 3D-Meßmaschine. (b) Vertikale Modulschlitzhöhen an einer ausgewählten Meßposition. . . . .	69
4.33	Relative Höhen der Modulschlitze für die äußeren 8 Lagen des TRD [48]. . . . .	71
4.34	Relative Höhen der Modulschlitze für die inneren 12 Lagen des TRD [48]. . . . .	72
4.35	Berechnete Verteilung der Anodendrahtablagen an den Oktagonschottwänden [48]. . . . .	73
4.36	Verteilung der Gasverstärkungsvariation, ohne (oben) und mit Unterlegung (unten) [48]. . . . .	73
4.37	Testkammer eingebaut in die Oktagon-Tragestruktur. . . . .	74
4.38	Messung der Gasverstärkung der Testkammer ohne und mit Unterlegung von 300 µm an der gasseitigen Schottwandposition. . . . .	74
5.1	Aufbau des Langzeitteststands (schematisch). . . . .	79
5.2	(a) Der Langzeitteststand mit den beschriebenen Komponenten. (b) Das Gasversorgungssystem (oben). Die Polycarbonatfenster mit radioaktiven Quellen im Deckel des Vakuumtanks (unten). . . . .	80

5.3	(a) Ausleseseite mit Signalkabel und HV-Versorgung. (b) Die Gasversorgungssseite mit der Verrohrung und der Ansaugöffnung der Turbomolekularpumpe. . . . .	81
5.4	Messungen zur Bestimmung der Diethornparameter für Xe/CO <sub>2</sub> (80:20). . . . .	82
5.5	Diffusion durch eine Membran. . . . .	84
5.6	Bestimmung der Zeitverzögerung mit der Time-Lag-Methode. [51] . . . . .	85
5.7	Das Isotopenspektrum von Xenon, $p = 1.4 \cdot 10^{-5}$ mbar . . . . .	88
5.8	Druckabfallmessung des Gaskreislaufs bei einem Gasfluß von 1 l/h. . . . .	89
5.9	(a) Massenspektrum, gemessen zu zwei Zeitpunkten während der Langzeitmessung. (b) Zeitlicher Verlauf der Leckraten, bestimmt nach der Massenspektrometernmethode. . . . .	90
5.10	(a) Integrierte Gasmengen aus Druckabfall- und Massenspektrometermessung. (b) Konzentrationsänderungen von Xenon (oben) und CO <sub>2</sub> (unten). . . . .	91
5.11	(a) Diethornplot für drei Zeitpunkte während der Langzeitmessung. (b) Zeitlicher Verlauf der Diethornparameter. . . . .	93
5.12	Zeitlicher Verlauf der Gasverstärkung während der Langzeitmessung mit verschiedenen Dichtekorrekturen. . . . .	94
5.13	Messung der Gasverstärkung in Einlaß- und Auslaßkammer bei einem Gasfluß von 1 l/h, $U = 1480$ V. . . . .	95
5.14	Schematische Darstellung des Gaskreislaufes. . . . .	96
5.15	Messung der Gasverstärkung in Einlaß- und Auslaßkammer bei einem Gasfluß von 2 l/h. . . . .	97
B.1	Diffusion durch eine Membran. . . . .	III
C.1	Kalibration des Massenspektrometers mit Xenon (Masse: 132) . . . . .	VII
C.2	Kalibration des Massenspektrometers mit CO <sub>2</sub> (Masse: 44) . . . . .	VIII

# Tabellenverzeichnis

- 5.1 *Test der Gasdichtigkeit und der Gasverstärkung der Langzeittestmodule.* 79
- 5.2 *Einfluß der Gasparameter auf die Gasverstärkung für Xe/CO<sub>2</sub> (80:20).* 98



# Literaturverzeichnis

- [1] S. Perlmutter, B. P. Schmidt. Measuring Cosmology with Supernovae. Supernovae and Gamma-Ray Bursts, K. Weiler, Ed. Springer, Lecture Notes in Physics. astro-ph/0303428. (1998)
- [2] C.L. Bennett et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. Astrophysical Journal Suppl. 148 (2003) 1.
- [3] C. Grupen. Astroteilchenphysik. Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung. Vieweg Verlag, ISBN 3-528-03158-1. 1. Auflage September 2000.
- [4] W. Wallraff. Cosmic Antimatter Search with the Alpha Magnetic Spectrometer. I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen. Talk. Trento, Italy, 1998. AMS note 98-01
- [5] NASA Human Spaceflight.  
Internet: <http://spaceflight.nasa.gov/gallery/images/station/index.html>.
- [6] G. L. Kane. et al. Supersymmetry and the positron excess in cosmic rays. Physical Review D 65 (2002) 577.
- [7] A. Yamamoto et al. BESS-Polar Long Duration Flights in Antarctica. Proceedings of the 27th ICRC (Hamburg). S. 2135. 2001.
- [8] C. Lefevre, J. Gillies. Back to Creation - the story of the Big Bang.  
Internet: <http://outreach.web.cern.ch/outreach/public/cern/PicturePacks/BigBang.html>.
- [9] S. Schael. Review on Particle Astrophysics. Eur. Phys. J. C 33. 149-166 (2004)
- [10] The AMS Collaboration. Search for Antihelium in Cosmic Rays. Phys. Lett. B461 (1999) 387-396.
- [11] A. Malinin on behalf of AMS Collaboration. Astroparticle Physics with AMS-02. IV INTERNATIONAL CONFERENCE on NON-ACCELERATOR NEW PHYSICS. Dubna, Russia. June 23-28, 2003.

- [12] D. N. Spergel et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astrophysical Journal Suppl.* 148, (2003) 175.
- [13] B. W. Carroll, D. A. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison Wesley, 1996.
- [14] Adam Block, *Amateur-Astronom*.  
Internet: <http://rcopticalsystems.com>
- [15] N. Spooner, J. W. Roberts. *Astro Particle Group*, Univ. of Sheffield.  
Internet: <http://www.shef.ac.uk/physics/research/pa/home.html>
- [16] R. Bernabei et al. Searching for the Dark Universe by the DAMA Experiment. *Nucl. Phys. A*719 (2003) 275c.
- [17] D. Hooper, J. Silk. Search for Dark Matter with Future Cosmic Positron Experiments.  
arXiv: hep-ph/0409104v1 (2004).
- [18] W. de Boer et al. Indirect Evidence for Neutralinos as Dark Matter. hep-ph/0312037, Presented at International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 2003), Aachen Germany, 17.-23. Jul. 2003
- [19] B. Blau, S. Harrison, H. Hofer et al. The superconducting magnet system of AMS-02 - a particle physics detector to be operated on the International Space Station.  
*IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 12 (2002) 349.
- [20] Stefan Fopp. Entwicklung und Bau eines auf Proportionalkammern basierenden Übergangsstrahlungsdetektor für das AMS-02-Weltraumexperiment. Dissertation am I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen. 2004. Sz 8654.
- [21] J. Orboeck. The final 20-Layer-Prototype for the AMS Transition Radiation Detector: Beamtests, Data-Analysis, MC-Studies. Dissertation am I. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen. 2003. Sz 8540.
- [22] G. Charpak et al. *Nucl. Instr. and Meth.* 62, p. 235 (1968)
- [23] Alpha Magnetic Spectrometer - 02 Structural Verification Plan for the Space Transportation System and the International Space Station  
JSC-28792, Rev. C
- [24] The AMS Collaboration. AMS on ISS: Construction of a particle physics detector on the International Space Station.  
*Nucl. Instr. and Meth. A* (2004). in press.
- [25] W. Struczinski. Identifizierung Hochenergetischer Teilchen durch Übergangsstrahlung.  
III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, 1986. Habilitationsschrift.



- [26] B. Dolgoshein. Transition radiator Detectors and particle identification. Nucl. Inst. and Meth. A252 (1986), S. 137-144.
- [27] B. Dolgoshein. Transition radiation detectors. Nucl. Inst. and Meth. A326 (1993), S. 434.
- [28] L.M. Frank, I.M. Ginzburg. Sov. Phys. JETP, Volume 16, S. 15. 1946.
- [29] J. D. Jackson. Klassische Elektrodynamik. Walther de Gruyter, 1982, 2. Auflage.
- [30] G.M. Garibian. Sov. Phys. JETP, Volume 37, S. 527. 1959.
- [31] Stefan Fopp. Untersuchungen zur Entwicklung eines Übergangsstrahlungsdetektors für das AMS-Experiment. Diplomarbeit am 1. Physikalischen Institut der RWTH Aachen. Januar 1999. PITHA 99/3.
- [32] ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector, Technical Design Report (TDR). CERN/LHC/97-17, April 1997, Vol. II.
- [33] J.H. Hubell, S.M. Seltzer. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients. Physics Reference Data. U.S. Department of Commerce. NISTIR 5632. 1996.
- [34] National Institut of Standards and Technology (NIST). Stopping Power Calculations for Protons (PSTAR) and Electrons (ESTAR) in various Materials. Internet: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/programs.html>.
- [35] R. Becker. AMS II Mechanical Integration Homepage. Internet: <http://home.cern.ch/~becker/AMSII.html>. 2002.
- [36] M. Wlochal. I. Physik. Institut B der RWTH Aachen. Private Mitteilung.
- [37] R. Bock et al. Wire Fixation for Proportional and Drift Chambers Using a Cu-Te Alloy. Nucl. Inst. and Meth. A 336 (1993) 128.
- [38] R. Becker. AMS Integration. Internet: <http://rbecker.home.cern.ch/rbecker/TDgas/PresentationDrawings>.
- [39] F. Dömmecke. Test des AMS-02 Übergangsstrahlungsdetektors mit Myonen aus der Höhenstrahlung. Diplomarbeit am I. Physik. Inst. der RWTH Aachen. 2002.

- [40] F. Hauler. Die Elektronik des Übergangsstrahlungsdetektors von AMS02. DPG-Frühjahrstagung Mainz, 2004.  
Internet: [http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/amswww/talks\\_pubs.html](http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/amswww/talks_pubs.html)
- [41] G. Schwering. I. Physik. Institut B der RWTH Aachen.  
Private Mitteilung.
- [42] W. Diethorn. A Methane Proportional Counter System for Natural Radiocarbon Measurements.  
USAEC Report, NY06628 (1956)
- [43] W. Blum und L. Rolandi. Particle Detection with Drift Chambers.  
Springer-Verlag. 1993.
- [44] Rob Veenhof. GARFIELD - Simulation of gaseous Detectors.  
Internet: <http://garfield.web.cern.ch/garfield>
- [45] P. Cwetanski, A. Romaniouk, V. Sosnowtsev. Studies of wire offset effects on gas gain in the ATLAS-TRT straw chamber.  
ATLAS Internal Note (ATL-INDET-2000.016), 2000.
- [46] Planolith GmbH Aschaffenburg.  
Granitblock. Genauigkeitsgrad DIN 876. 1992.
- [47] Dr. med. Hildebrand, Dr. Schöntag, Dr. Rabi. Luisenhospital Aachen, Radiologische Abteilung.  
Boxgraben 99, 52064 Aachen.
- [48] Dr. Th. Kirn, Frank Dömmecke, Dr. Andre Ostapchouk. I. Physikal. Institut B der RWTH Aachen.  
Private Mitteilung.
- [49] Th. Siedenburg. I. Physikal. Institut B der RWTH Aachen.  
Private Mitteilung.
- [50] R. Hammerström et al.  
Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 181.
- [51] W. Jost. Diffusion in solids, liquids, gases.  
Academic Press Inc. 1960.
- [52] R. W. Hendricks.  
Nucl. Instr. and Meth. 102, (1972), 309

# Danksagung

Meine herzlicher Dank gilt allen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

In erster Linie möchte ich mich bei Prof. Dr. St. Schael bedanken, der mir die Möglichkeit geboten hat, eine Arbeit zu dieser interessanten Themenstellung anzufertigen. Weiterhin möchte ich mich bedanken bei Prof. Dr. W. Wallraff als meinem Zweitgutachter sowie bei Prof. Dr. K. Lübelmeyer, der mir jederzeit mit Ratschlägen zur Seite stand.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Thomas Kirn und Dr. Stefan Fopp, ohne deren tatkräftige Hilfe bei allen Problemen und Fragestellungen das Gelingen dieser Arbeit sicherlich so nicht möglich gewesen wäre. Insbesondere bei der Durchsicht des Manuskripts waren mir beide mit ihrem reichhaltigen Erfahrungsschatz eine große Hilfe.

Für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei allen Mitgliedern der AMS02-Arbeitsgruppe im I. Physikalischen Institut bedanken, bei den Herren Chan Hoon Chung, Philip v. Doetinchem, Frank Dömmecke, Henning Gast, Jens Giesselmann, Thomas Krynicki, Dr. André Ostaptchouk, Tobias Ruhe, Dr. Georg Schwering und Thorsten Siedenburg. Sie alle waren mir bei den vielen kleinen und größeren Problemen stets eine zuverlässige Hilfe. Hervorheben möchte ich Herrn Frank Dömmecke, der mir nicht nur durch seine fachliche Kompetenz, sondern auch durch seine offene und freundschaftliche Art die Arbeit sehr oft erleichtert hat. Allen Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstätten, insbesondere den Herren L. Ahrensmeier, B. Debye, G. Dohm, G. Kirchhoff und M. Wlochall danke ich sehr herzlich für die schnelle und sachkundige Erledigung aller Aufträge und die Unterstützung in allen technischen Fragen.

Weiterhin gilt mein Dank allen übrigen Mitarbeitern des Instituts: Den Damen T. Boeven, A. Fischer und Dr. K. Klein, sowie den Herren R. Adolphi, R. Brauer, Prof. Dr. W. Braunschweig, A. Burdziak, A. Heister, Dr. St. König, Dr. W. Krenz, D. Oellers, J. Olzem, Dr. D. Pandoulas, Prof. Dr. F. Raupach, E. Schneevoigt, und M. Thomas.

Alle genannten sind der Grund dafür, daß ich rückblickend das Jahr als Diplomand am I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen als eine sehr interessante und schöne Zeit in Erinnerung behalten kann.