Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von
Hjalmar Bruhns
aus Heidelberg

2002

Bau eines CASCADE-Neutronendetektors

Die Diplomarbeit wurde von Hjalmar Bruhns ausgeführt am

Physikalischen Institut Heidelberg

unter der Betreuung von

Herrn Priv.-Doz. Dr. Hartmut Abele

Zusammenfassung:

Für den CASCADE-Detektor werden zum effzienten, ortsaufgelösten Nachweis von Neutronen GEM-Folien (GEM = Gas Electron Multiplier), die mit dem Feststoffkonverter ^{10}B beschichtet sind, kaskadiert. Der Verzicht auf die üblicherweise eingesetzten gasförmigen Konverter unter hohem Druck erlaubt den Einsatz dieser Detektoren auf großen Flächen. Mit der GEM als ladungsverstärkender Einheit können höchste Ereignisraten aufgelöst werden. In dieser Arbeit wurde ein Konzept ausgearbeitet und realisiert, welches eine Serienfertigung des Detektors ermöglicht. Dabei wurde besonderer Wert auf den modularen Charakter gelegt. Zusätzlich wird eine neuartige, gasverstärkende Auslesemöglichkeit auf Basis der Super-GEM vorgestellt. Schließlich werden ausführliche Messungen diskutiert, die eine Charakterisierung der neuen, modular aufgebauten Detektoren in verschiedenen Zählgasgemischen ermöglicht.

Abstract:

The CASCADE-Detector uses cascaded GEM-foils (Gas Electron Multiplier) coated with the solid converter material ^{10}B for an efficient and position sensitive dectection of neutrons. As no pressured gas is used in this detector, large areas can be covered. The GEM as charge amplification unit allows very high counting rates. In this diploma thesis a concept for a series production of the detector was developed and realised. Special emphasis was laid on the modular character of the design. In addition to this, a new charge amplifying readout-structure based on the Super-GEM is presented. Eventually ample measurements allowing the characterisation of the new modular detectors in various gas mixtures are discussed.

Einleitung

Die Untersuchung des Neutrons ist von großem physikalischem Stellenwert. Zunächst ist das Neutron als Forschungsobjekt an sich von Interesse, da seine physikalischen Charakteristika, wie beispielsweise seine Zerfallseigenschaften, seine Lebensdauer oder ein eventuell vorhandenes elektrisches Dipolmoment, von fundamentaler Bedeutung sind. Über diese grundlegenden Fragen hinaus ist das Neutron ein ideales Objekt, um quantenmechanische Effekte ohne die störende Coulomb-Wechselwirkung zu studieren.

Auch zur Untersuchung der Struktur von Festkörpern und Makromolekülen werden Neutronen genutzt. Wird die kinetische Energie der Neutronen durch Moderatoren und Selektoren auf thermische Energien gesenkt, entspricht die DeBroglie-Wellenlänge der Neutronen sehr gut den atomaren Abständen in Festkörpern. Dadurch kann die Struktur eines Festkörpers durch Streuprozesse sehr genau untersucht werden. In niedrigeren Energiebereichen stoßen Neutronen inelastisch an den Festkörperatomen und erlauben dadurch genaue Messungen an internen Energiezuständen des Festkörpers. Um den Streuwinkel der Neutronen feststellen zu können, ist ihr ortsaufgelöster Nachweis erforderlich.

Neutronen sind ebenso für industrielle Anwendungen von Interesse. Aufgrund ihres hohen Durchdringungsvermögens von Materie und stark isotopenspezifischer Streuquerschnitte werden in der Materialforschung Streuexperimente mit Neutronen zur zerstörungsfreien Untersuchung von Proben durchgeführt. Im weiteren sind mit Neutronen tomographische Aufnahmen von dynamischen Vorgängen, wie beispielsweise dem Verbrennungsprozeß in einem Automotor im laufenden Betrieb, möglich. Auch für diese Anwendungen ist eine ortsaufgelöste Detektion der Neutronen notwendig.

Aufgrund ihrer elektrischen Neutralität hinterlassen Neutronen keine Spuren in der Materie, die sie durchqueren - ein direkter Nachweis kann nicht erbracht werden und muß daher indirekt über Kernreaktionen mit sogenannten Konvertermaterialien stattfinden.

Die üblicherweise eingesetzten Detektorsysteme nutzen das Gas ^{3}He unter hohem Druck zum Nachweis der Neutronen. Diese haben eine hohe Nachweiseffizienz (bis zu 95 %) bei einer geringen Zählratenakzeptanz. Das ^{3}He-Zählrohr hat jedoch eine unzureichende Ortsauflösung, während die ebenfalls ^{3}He nutzende Vieldrahtkammer aufgrund des nötigen hohen Druckes für große Flächen ungeeignet ist.

Da in Festkörperkonvertern die Dichte der Konverteratome um Größenordnungen höher ist als in Gasen, eignen sich diese prinzipiell eher zum Einfang von Neutronen. Durch den Einsatz fester Konverter kann auf den hohen Druck im Detektor, in dessen Gasraum der Nachweis der Konversionsprodukte stattfindet, verzichtet werden. Der Nachteil besteht in der geringen Reichweite der Konversionsprodukte im Festkörper, denn diese müssen die Konverterschicht verlassen, um nachgewiesen werden zu können. Während die Wahrscheinlichkeit, daß die Konversionsprodukte aus der Schicht austreten, für dünnere Schichten größer ist, ist die Absorptionswahrscheinlichkeit der Neutronen bei dünneren Schichten kleiner.

Die geeigneten, auf Gammastrahlung unempfindlichen Konvertermaterialien haben daher nur eine geringe maximale Schichteffizienz für Neutronen thermischer Energie (im Falle von ^{10}B ca. 5 %). Durch die Verwendung mehrerer Schichten hintereinander kann natürlich die Effizienz gesteigert werden. Die Ladungen, die nach einer Neutronenkonversion auf der Spur des Konversionsproduktes durch den Gasraum entstehen, können aber nicht durch die nächste Konverterschicht hindurch. Deshalb müssen diese Ladungen zu einer Auslesestruktur, die senkrecht zu den Schichten steht, abgeführt werden, damit der Nachweis erfolgen kann. Dies kann aber nicht unter Erhalt der Ortsinformation der Konversion geschehen.

Der CASCADE-Neutronendetektor, der zuerst in [Kle00] vorgestellt wurde, nutzt mehrere ^{10}Bor-Schichten zum effizienten Nachweis von Neutronen. Um dennoch die Ortsinformation zu erhalten, werden als ladungstransparente und -abbildende Träger der Konverterschichten die 1997 von F. Sauli entwickelten GEM-Folien (Gas Electron Multiplier) eingesetzt [Sa97]. Aufgrund der Eigenschaften der GEM-Folie besitzt der CASCADE-Detektor eine hohe Ratenakzeptanz (vgl. Kap. 1.2.3). Darüber hinaus kann dieser Detektor unter Normaldruck betrieben werden, da das Zählgas keine Konverterfunktion besitzt. Dies erlaubt seinen Einsatz auf großen Flächen. Wegen der Nutzung von ^{10}B als Konvertermaterial ist er zusätzlich unempfindlich auf Gamma-Strahlung.

In [Kle00] und [Fio99] wurde gezeigt, daß das Konzept des CASCADE-Neutronendetektors die hohen Erwartungen erfüllt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, einen Prototypen für eine Serienfertigung zu entwickeln. Dazu gehörte neben einer automatisierten Vorbereitung der GEM-Folien und der Konstruktion des Detektors eine ausführliche Charakterisierung des Prototypenmodells.

Das erste Kapitel dieser Arbeit gibt einen Einblick in die Funktionsweise von Gasdetektoren und führt zum Konzept des CASCADE-Neutronendetektors. Im zweiten Kapitel wird die Effizienz einer Kaskade von Borschichten berechnet, das Pulshöhenspektrum beschrieben und die erreichbare Ortsauflösung diskutiert. Zusätzlich wird ein Vorschlag für eine neuartige, gasverstärkende Auslesestruktur vorgestellt. Der Bau des Detektors wird im dritten Kapitel beschrieben. Im vierten Kapitel befindet sich die Diskussion der Messergebnisse, die die Betriebseigenschaften des CASCADE-Detektors festlegen. Im letzten Teil der Arbeit werden die erlangten Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf die kommende Entwicklung des Projekts gegeben.

Inhaltsverzeichnis

1 Detektoren für thermische Neutronen **1**

1.1 Neutronenkonverter 2

1.2 Gasdetektoren 3

1.2.1 Grundlagen zu Gasdetektoren 3

1.2.2 Vom Zählrohr über die Vieldrahtkammer zur MSGC 6

1.2.3 Die GEM 10

1.2.4 Feste Neutronenkonverter in Gasdetektoren 11

1.3 Der CASCADE-Neutronendetektor 14

2 Eigenschaften des Detektors **17**

2.1 Bor als fester Neutronenkonverter 17

2.1.1 Nachweiseffizienz einer substratverstärkten Borschicht 19

2.2 Kaskadierte Borschichten 25

2.3 Ortsauflösung 28

2.4 Das Pulshöhenspektrum einer festen Borschicht 29

2.5 Signalauslese im CASCADE-Detektor 29

2.5.1 Der Abstand zwischen Gain-GEM und Auslesestruktur 29

2.5.2 Der gespiegelte Aufbau 30

2.5.3 Die Super-GEM als Auslesestruktur 30

3 Fertigung des Detektors **33**

3.1 Materialien und Vorbereitungen 33

3.1.1 Das Rahmenmaterial 34

3.1.2 Der Klebstoff 36

3.1.3 Das Dichtmittel 36

3.1.4 Konditionierung der GEM-Folien 37

3.1.5 Beschichtung einer GEM mit Bor 40

3.1.6 Das Spannen der GEMs 42

3.2 Der Bau der Module und des Detektors 43

3.2.1 Das Kleben der GEMs auf die Rahmen 43

3.2.2 Vom Modul zum Detektor 44

3.2.3 Anschlüsse des Detektors 45

3.2.4 Die Ausleseelektronik 47

4 Messungen **49**

4.1 Gasgemische 49

4.2 Betriebsspannungen 55

4.2.1 Die Extraktionsfeldstärke 56

4.2.2 Die Driftfeldstärke 57

4.2.3 Gain der Transfer-GEM 58

4.2.4 Driftgeschwindigkeiten 59

4.3 Schlußfolgerungen 59

4.3.1 Abschließende Betrachtungen zum Zählgas 62

5 Zusammenfassung und Ausblick **65**

A Inbetriebnahme eines Detektors **71**

B Der Konditionierungsstand **75**

C Der Detektor **77**

Kapitel 1

Detektoren für thermische Neutronen

Neutronen werden durch Kernspaltung in Kernreaktoren oder dem Beschuß sogenannter Spallationstargets mit hochenergetischen Ionen erzeugt. Für eine optimale Nutzung der dort verfügbaren Neutronenflüsse ist ein Detektor mit hoher Nachweiseffizienz und Ratenakzeptanz erwünscht. Zusätzlich sollte der Detektor eine gute Ortsauflösung über eine große sensitive Fläche bieten. Auch nach langer und intensiver Bestrahlung muß der Detektor ein stabiles und homogenes Ansprechverhalten besitzen. Außerdem sollte er unempfindlich gegen den zwangsläufig auftretenden Gamma-Untergrund sein. Damit ein solcher Detektor tatsächlich auch zum Einsatz kommt, ist eine leichte Handhabung und Wartung sowie eine geringe Störanfälligkeit nötig. Nach wie vor ist kein Konzept für einen solchen perfekten Detektor gefunden, so daß die Wahl oft auf Detektorsysteme fällt, die speziell auf die wichtigsten Anforderungen des jeweiligen Experiments angepasst werden.

Die häufigste Anwendung in den Experimenten der Neutronenphysik findet das ^{3}He-Zählrohr, gefolgt von Detektoren, die Szintillatoren nutzen. Die Präferenzen der Forschungsinstitute bezüglich des eingesetzten Detektorsystems sind unterschiedlich - so werden am ISIS in England hauptsächlich Szintillatoren eingesetzt, während am ILL, dem größten europäischen Neutronen-Forschungsinstitut, in erster Linie das ^{3}He-Zählrohr Verwendung findet. Das Zählrohr ist wegen seiner hohen Nachweiseffizienz, den geringen Alterserscheinungen und der leichten Handhabung in vielen Experimenten die beste Wahl. Daß diese Wahl trotz der schlechten Ortsauflösung und der geringen Ratentauglichkeit getroffen wird, zeigt den Bedarf für neue Detektorsysteme.

Dieses Kapitel stellt die zum Neutronennachweis geeigneten Konverter vor und erklärt allgemein die Funktionsweise von Gasdetektoren, mit dem ^{3}He-Zählrohr als Beispiel. Danach wird das Konzept des CASCADE-Neutronendetektors erläutert, mit dem sich diese Arbeit beschäftigt.

1.1 Neutronenkonverter

Da Neutronen elektrisch neutral sind, ist ein direkter Nachweis über einen Ionisationsprozeß nicht möglich. Stattdessen werden die einfallenden Neutronen durch eine prompte Kernreaktion in einem sogenannten Neutronenkonverter nachgewiesen. Die bei der Kernreaktion entstehenden geladenen Teilchen können dann mit gängigen Methoden zum Nachweis ionisierender Strahlung nachgewiesen werden.

Die folgenden Kernreaktionen sind am ehesten für einen effizienten[1] Nachweis von Neutronen geeignet:

$$
\begin{array}{llllll}
{}^{3}He & + & n & \longrightarrow & {}^{3}He + p + 764\,\mathrm{keV} & \sigma_a = 5330\,\mathrm{barn} \\
{}^{6}Li & + & n & \longrightarrow & {}^{3}He + \alpha + 4.78\,\mathrm{MeV} & \sigma_a = 940\,\mathrm{barn} \\
{}^{10}B & + & n & \longrightarrow & {}^{7}Li + \alpha + 2.79\,\mathrm{MeV} \quad (6\ \%) & \sigma_a = 3838\,\mathrm{barn} \\
 & & & \longrightarrow & {}^{7}Li + \alpha + 2.31\,\mathrm{MeV} \quad (94\,\%) & \\
 & & & \hookrightarrow & {}^{7}Li + \gamma\ (0.48\,\mathrm{MeV}) & \\
{}^{155}Gd & + & n & \longrightarrow & {}^{156}Gd^{*} & \sigma_a = 61000\,\mathrm{barn} \\
 & & & \hookrightarrow & {}^{156}Gd + \gamma + e^{-}\ (29 - 181)\,\mathrm{keV} & \\
{}^{157}Gd & + & n & \longrightarrow & {}^{158}Gd^{*} & \sigma_a = 254000\,\mathrm{barn} \\
 & & & \hookrightarrow & {}^{158}Gd + \gamma + e^{-}\ (29 - 181)\,\mathrm{keV} & \\
{}^{235}U & + & n & \longrightarrow & \text{Spaltprodukte} + \text{ca. } 160\,\mathrm{MeV} & \sigma_a = 680\,\mathrm{barn} \\
{}^{239}Pu & + & n & \longrightarrow & \text{Spaltprodukte} + \text{ca. } 160\,\mathrm{MeV} & \sigma_a = 1017\,\mathrm{barn}
\end{array}
$$

Die chemischen Eigenschaften sowie die Konversionsprodukte der einzelnen Konverter bestimmen maßgeblich die Eigenschaften der Detektoren, in denen sie Verwendung finden. ^{3}He und $^{10}BF_3$ werden in Gasdetektoren genutzt, ^{6}Li und die Gd-Isotope sind hauptsächlich in Szintillations- und Halbleiter-Detektoren zu finden. Die vorangegangen Arbeiten zum CASCADE-Neutronendetektor geben zu den einzelnen Systemen ausführlichere Beschreibungen (siehe [Kle00] und [Fio99]).

[1] Es muß sowohl der Absorptionswirkungsschnitt σ_a hinreichend groß, als auch die Nachweismöglichkeit der Konversionsprodukte möglich sein. So hat z.B. auch Cadmium-113 einen hohen Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen. Bei der Reaktion ^{113}Cd(n,γ)^{114}Cd wird die durch den Einfang des Neutrons freigesetzte Energie jedoch nur durch γ-Strahlung abgegeben, so daß die Neutronenkonversion nicht vom Untergrund unterscheidbar ist.

1.2 Gasdetektoren

In einem Gasdetektor findet der Nachweis eines geladenen Teilchens über die Ionisation der Gasmoleküle, durch die das geladene Teilchen fliegt, statt. Die bei dieser Ionisation (Primärionisation) frei werdenden Elektronen werden durch ein angelegtes elektrisches Feld zur Anode gezogen. Die Geometrie des Feldes bewirkt eine Verstärkung der zur Anode driftenden Ladungswolke. Die so frei gewordenen Ladungsträger werden von der Anode an einen Vorverstärker abgeführt und ausgelesen.

Die Nutzung von Feststoffkonvertern in Gasdetektoren ist mit Problemen behaftet und wird in Abschnitt 1.2.4 diskutiert. Um Neutronen mit Gasdetektoren zu detektieren, werden daher gewöhnlich ^{3}He oder $^{10}BF_3$ als Zählgas und Neutronenkonverter zugleich genutzt.

1.2.1 Grundlagen zu Gasdetektoren

Da der CASCADE-Neutronendetektor ein Gasdetektor ist, werden im Folgenden einige Grundlagen zu Gasdetektoren vorgestellt.

Diffusion

Gegeben sei eine Ladungsmenge N_0, die sich zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ursprung befindet. Ist kein äußeres elektrisches Feld angelegt, wird die Ladungsmenge durch Diffusion eine um den Ursprung zerfließende Gaußverteilung bilden. Es gilt für die differentielle Dichteverteilung $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}(x,t)$ der Ladungsträger am Ort x:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x}(x,t) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}}\, e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \ , \tag{1.1}$$

mit der Standardabweichung

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \ , \quad \text{mit } D = \frac{1}{3} v\lambda \ . \tag{1.2}$$

Hier sind D der Diffusionskoeffizient, v die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger im Zählgas und λ die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger im Zählgas. Die Diffusionskoeffizienten für typische Zählgase wie Argon oder Helium liegen zwischen 0.02 und 0.4 $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{s}}$ [Kle92].

Wird ein äußeres elektrisches Feld angelegt, so ist die Diffusion parallel zum elektrischen Feld nicht gleich der zu ihm transversalen Diffusion [GDD]. In Detektoren,

die zur Ladungsverstärkung und Auslese Mikrostrukturen (mit einer Ortsauflösung von wenigen 10 μm) verwenden, kann die transversale Diffusion zu einer Verschlechterung von sowohl der Gasverstärkung als auch der Ortsauflösung führen, da im Bereich großer Feldstärken Diffusionsbewegungen in der Größenordnung von 10 μm auftreten. An den Stellen, an denen Gasverstärkung stattfindet, wird diese Verteilung weiter verbreitert. Bei einer GEM (siehe Kap. 1.2.3) führt die Diffusion zur Abschwächung des Signals, weil die Ladungen statt zur Auslesestruktur zur Unterseite der GEM geführt werden [Wil98].

Ionen- und Elektronendrift

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes werden die in der Primärionisation erzeugten Elektronen und Ionen zur Anode bzw. Kathode hin beschleunigt. Durch inelastische Stöße mit den Atomen des Zählgases nach der mittleren freien Weglänge λ werden die Ladungsträger abgebremst und erneut beschleunigt.

Die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D^+ der Ionen entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes E im Gas mit dem Druck p ist dabei gegeben durch

$$v_D^+ = \mu^+ \, E \, \frac{p_0}{p} \ , \tag{1.3}$$

wobei μ^+ die sogenannte Beweglichkeit der Ionen im Zählgas bei dem Normaldruck p_0 ist. Die Beweglichkeit μ^+ ist abhängig vom Ionen-Gas-Paar und ist von der Größenordnung einiger $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ ([Kle92], [GDD]). Die Beweglichkeit μ^- der Elektronen im Zählgas ist 100 bis 1000 mal so groß wie μ^+.

Ladungsansammlungszeit und Ratenakzeptanz

Die Form und Dauer des Meßsignals wird entgegen intuitiver Vorstellungen nicht zum wesentlichen Teil durch das Aufsammeln der Ladungen im Gasraum von der Auslesestruktur bestimmt. Vielmehr influenzieren die zu den Elektroden driftenden Ladungsträger in den Elektroden Spiegelladungen, die von der Vorverstärkerelektronik registriert werden. Das Signal endet mit der Neutralisation der Ladungsträger bei Erreichen der Elektroden. Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen im Gas kleiner ist als die der Elektronen und in üblichen Gasdetektoren die Lawinenbildung (Verstärkung) der Ladungen in der Nähe der Anoden[2] stattfindet, ist für Dauer und Form des Signals die Driftzeit der Ionen zur Kathode entscheidend. Die Kombination aus geringerer Beweglichkeit und längerer Driftstrecke der Ionen führt dabei je nach Detektorgeometrie zu Signaldauern bis zu einer Millisekunde.

[2] Die Verstärkung direkt vor die Kathoden zu verlagern hätte den Vorteil, daß die langsamen Ionen einen kurzen Driftweg hätten. Allerdings ist die mittlere freie Weglänge der Ionen im Gas nicht groß genug, um ausreichend Energie für Sekundärionisation anzusammeln.

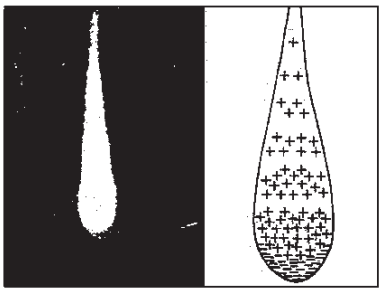

Abbildung 1.1: Links: Nebelkammeraufnahme einer Elektronenlawine an einem Anodendraht. Rechts: Schema der Ladungsverteilung in der Lawine [Loe61]

Ein weiterer Effekt ist die durch die Ionen verursachte Verzerrung des elektrischen Feldes. Das elektrische Feld bei der Anode wird durch die zur Kathode driftenden Ionen zum Teil abgeschirmt. Dadurch erfährt die nächste im Detektor entstehende Ladungswolke mitunter eine geringere Verstärkung und wird im schlechtesten Fall gar nicht detektiert. In diesem Fall wird von einer "Sättigung" des Detektors gesprochen. Die maximale Zählrate (Ratenakzeptanz), die ein Detektor ohne eine Änderung des Ansprechverhaltens messen kann, entspricht also dem Kehrwert der Driftzeit der Ionen im Detektor.

Um in Neutronendetektoren mit gasförmigen Konvertern eine möglichst hohe Effizienz (etwa 95 %) bei einer geringen Detektortiefe zu erreichen, werden o.g. ^{3}He-Zählrohre meist mit einem hohen Druck (etwa 10 bar) betrieben. Aus dem hohen Druck resultiert aber eine niedrige mittlere Driftgeschwindigkeit der Ionen im Gas, so daß die üblichen ^{3}He-Zählrohre eine geringe Ratenakzeptanz von etwa $10 - 20$ kHz haben.

Gasverstärkung

Im Bereich hoher Feldstärken ist die Energie, die die Ladungen auf der mittleren freien Weglänge aufnehmen, größer als die Ionisierungsenergie der Zählgasatome. Durch inelastische Stöße der Primärladungen mit den Zählgasatomen werden die Zählgasatome ionisiert (Sekundärionisation). So wird die Zahl der zur Anode bzw. Kathode driftenden Ladungsträger erhöht und es bildet sich eine Elektronenlawine, (Abb. 1.1).

Sei N die Anzahl der Elektronen am Ort x, dann ist diese Zahl zum Ort x+dx um $\mathrm{d}N = \alpha\, N\, \mathrm{d}x$ gestiegen. Hier ist α der sogenannte erste Townsend-Koeffizient und gibt die Anzahl der Elektron-Ion-Paare an, die ein Elektron auf einem Zentimeter Weglänge erzeugt, und ist damit abhängig von der lokalen Feldstärke E(x). Fließt die Primärladungsmenge Q_0 über den Weg $\int \mathrm{d}x$, folgt für die am Ende vorhandene Ladung Q:

$$Q = Q_0\, exp(\int \alpha(x)\, \mathrm{d}x)\ , \quad \text{wobei } \alpha \text{ gegeben ist durch } \frac{\alpha}{p} = A\, e^{-B\,(p/E(x))} \tag{1.4}$$

Hier sind A und B gasspezifische Konstanten und p der Druck. Die aufgetretene Gasverstärkung (Gain) wird durch die Funktion $exp(\int \alpha(x)\mathrm{d}x)$ angegeben. Für Gasdetektoren typische Verstärkungsfaktoren liegen im Bereich von $100 - 10000$. In Niederdruckdetektoren ist die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger groß genug, daß im gesamten Driftraum Gasverstärkung auftritt. So werden Verstärkungen von bis zu 10^6 erreicht.

UV-Photonen und Quenchgase

Durch Rekombination von Elektronen und Ionen entstehen während des Drifts der Ladungswolken eine große Menge Photonen, vornehmlich im UV-Bereich. Diese Photonen können durch Photoeffekt an den Zählgasatomen und dem Elektrodenmaterial wieder freie Elektronen erzeugen, die dann ihrerseits verstärkt werden. Um eine dauerhafte Gasentladung zu vermeiden, werden dem Zählgas sogenannte Löschgase (Quencher) beigemischt, die einen hohen Absorptionsquerschnitt für die erzeugten UV-Photonen haben (z.B. CO_2 oder CF_4). Diese geben bei der Absorption der Photonen keine Elektronen ab, sondern verlieren die zugeführte Energie durch Dissoziation oder elastische Stöße mit anderen Gasatomen. Die Beimischung stark elektronegativer Gase wie CF_4 erlaubt außerdem die Erhöhung der Gesamtfeldstärke im Detektor und damit die maximale Gasverstärkung, da durch den Einfang von Elektronen eine selbstständige Lawinenbildung unterdrückt wird.

1.2.2 Vom Zählrohr über die Vieldrahtkammer zur MSGC

Das ^{3}He-Zählrohr ist der einfachste vorstellbare Neutronendetektor. Es handelt sich dabei um ein Metallrohr, das mit dem gasförmigen Neutronenkonverter ^{3}He bzw. $^{10}BF_3$ gefüllt ist (gewöhnlich mit einem Druck von 8 bis 10 bar, damit Nachweiseffizienzen über 90% erreicht werden). In dem Rohr ist axial ein dünner Draht (Zähldraht) gespannt, der auf positive Hochspannung gelegt wird, so daß ein radial vom Zähldraht ausgehendes elektrisches Feld entsteht (siehe Abb. 1.2). Wird im Detektorvolumen ein Neutron von einem Konverteratom eingefangen, werden die bei der Kernreaktion entstehenden Ladungen Gasatome ionisieren und so eine zum Zähldraht driftende Elektronenwolke erzeugen. Im Bereich des Zähldrahts ist die Feldstärke so hoch, daß Gasverstärkung auftritt. Die dabei entstehenden Ionen driften zur Außenwand und werden dort neutralisiert. Die Pulse werden über eine Kapazität an einen Vorverstärker gegeben.

Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl $Z = 2$ von Helium besitzt das Zählrohr eine geringe Empfindlichkeit auf Gamma-Strahlung. Der Untergrund läßt sich wegen des abgestuften und erst zu höheren Energien beginnenden Pulshöhenspektrums (Abb. 1.3) mit einer einfachen Diskriminatoreinheit beseitigen.

Nachteilig sind die schlechte Ortsauflösung, die den Abmessungen des Zählrohres entspricht, sowie die schlechte Zeitauflösung, die durch die maximale Flugzeit der

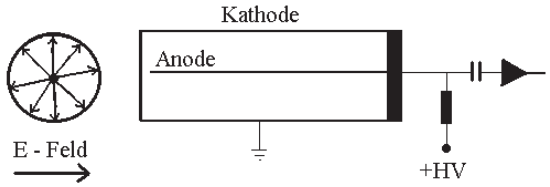

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines ^{3}He-Zählrohrs

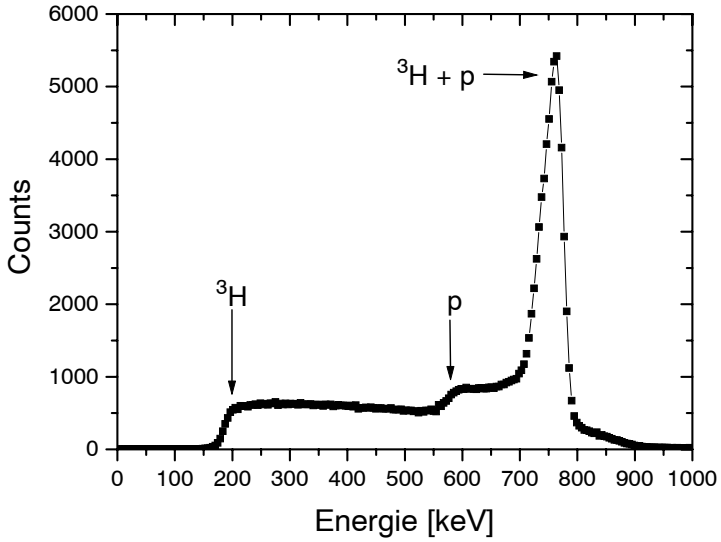

Abbildung 1.3: Ein typisches Pulshöhenspektrum eines ^{3}He-Zählrohres. Wird ein Neutron nahe der Wand des Zählrohrs absorbiert, trifft einer der Tochterkerne u.U. die Wand und kann daher nicht seine gesamte Energie im Zählgas deponieren, was zu der abgestuften, kontinuierlichen Form des Pulshöhenspektrums führt.

eintreffenden Neutronen durch das Zählrohr (bei thermischen Neutronen einige μs) gegeben ist. Die Ratenakzeptanz beschränkt sich auf etwa 10 kHz, da die Driftgeschwindigkeit v_D^+ der Ionen aufgrund des hohen Drucks sehr klein ist, während der Driftweg der Ionen vom Zähldraht (Ort der Gasverstärkung) bis zur Außenwand (Kathode) sehr groß ist.

Eine Weiterentwicklung stellt die 1962 von G. Charpak vorgestellte MWPC (Multi Wire Proportional Chamber, Vieldrahtkammer) dar, die grundsätzlich aus einer Reihe parallel gespannter Drähte zwischen zwei Kathodenplatten besteht (siehe Abb. 1.4). Die Kammer ist wie das Zählrohr unter hohem Druck mit ^{3}He gefüllt. Die Ortsinformation in einer Dimension bestimmt der angesprochene Zähldraht. Um die Ortsinformation in der anderen Dimension zu erhalten, findet oft das Prinzip der Ladungsteilung (Abb. 1.5) Verwendung.

Alternativ können senkrecht zu den Anodendrähten gespannte Kathodendrähte die zweite Dimension auslesen. Die Ortsauflösung ist dabei durch den Zähldrahtabstand sowie die Länge der Ionisationsspur der Konvertierungsprodukte im Zählgas

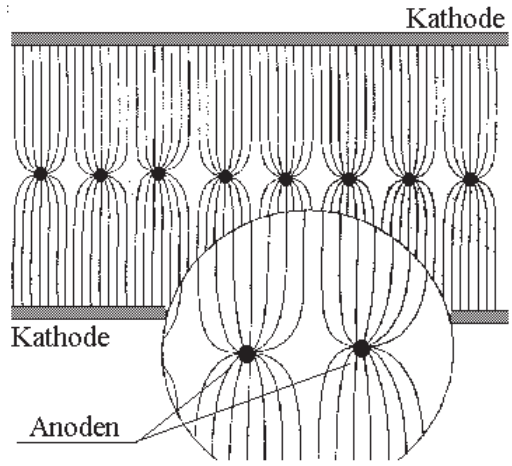

Abbildung 1.4: Feldlinienverlauf in einer Vieldrahtkammer

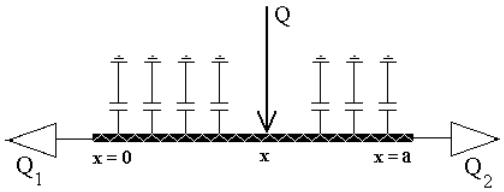

Abbildung 1.5: Das Prinzip der Ladungsteilung: Von einer am Ort x aufdampfenden Ladung Q sind an den Enden einer Elektrode mit dem Widerstand R und der Länge a die Ladungen Q_1 und Q_2 zu messen. Die Gesamtladung Q teilt sich dabei umgekehrt proportional zum Verhältnis der Widerstände nach links und rechts auf. Aus dem Verhältnis der gemessenen Ladungen läßt sich über $\frac{x}{a} = \frac{Q_2}{Q_1+Q_2}$ der Ort x bestimmen.

gegeben. Aufgrund der Coulombabstoßung der Zähldrähte voneinander und einer daraus resultierenden Krümmung der Drähte kann der Drahtabstand nicht beliebig klein gewählt werden, da der Detektor sonst nicht ein über die gesamte Fläche homogenes Ansprechverhalten besäße. Dennoch kann eine Ortsauflösung im Millimeterbereich erreicht werden.

Da auch bei der MWPC der Abstand zwischen Anode und Kathode noch immer groß ist, ist die Ratenakzeptanz der MWPC mit etwa 10 kHz pro Draht nicht besser als die eines Zählrohres. Um dem hohen Fülldruck der MWPC standhalten zu können, sind für Detektoren größerer Flächen massive metallene Gehäuse mit entsprechend dicken Eintrittsfenstern nötig, die die einfallende Neutronenintensität schwächen. Für großflächige Detektoranordnungen werden deshalb in den meisten Experimenten noch immer hunderte aneinandergereihter Zählrohre verwandt.

Die nächste deutliche Konzeptverbesserung gelang 1988 A. Oed am ILL (Institut Laue-Langevin) mit der Entwicklung der MSGC (Micro Strip Gas Chamber, siehe Abb. 1.6). In einem photolitographischen Verfahren wird auf ein Glassubstrat eine Abfolge von sehr dünnen Anodenstreifen und breiteren Kathodenstreifen aufgebracht. Der Abstand zweier Anoden voneinander beträgt je nach MSGC-Typ zwischen 130 μm und 1 mm; entsprechend dicht liegen die Kathoden an den Anoden. Eine zweidimensionale Auslesemöglichkeit ist z.B. durch Ladungsteilung gegeben.

Da die Ionen von der Anode, wo sie hauptsächlich in der Gasverstärkung erzeugt werden, zur Kathode nur einen sehr kurzen Driftweg von etwa 100 μm haben, verträgt die MSGC eine Zählrate von mehr als 1 MHz/mm^2. Da die Abstände der Anoden zueinander sehr klein gewählt werden können, ist die Ortsauflösung nur noch durch die Länge der Ionisationsspuren der nachzuweisenden Teilchen im Gasraum beschränkt. So findet sich die MSGC auch über die Neutronenphysik hinaus in vielen neuen Detektorsystemen ([Hil99], [Geb97]).

Leider ist die MSGC aufgrund ihrer Mikrostruktur extrem anfällig gegen Alterungseffekte [Hil99]. Wie auch bei den Vieldrahtkammern ist bei der Nutzung einer MSGC und ^{3}He als Neutronenkonverter für großflächige Detektoren ein massives Gehäuse vonnöten.

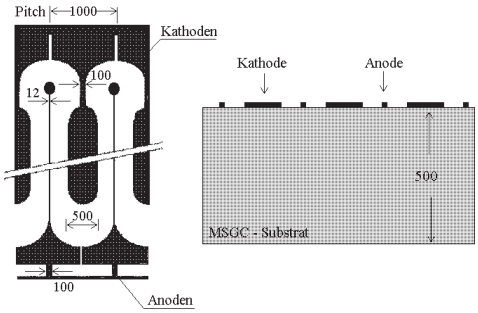

Abbildung 1.6: Aufsicht und Schnitt der Streifenstruktur einer MSGC (Micro Strip Gas Chamber). Längenangaben in Mikrometer

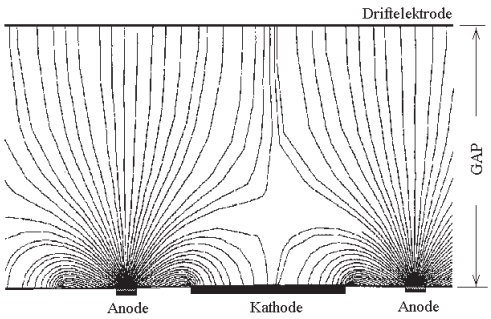

Abbildung 1.7: Der Feldlinienverlauf über der Streifenstruktur einer MSGC (aus [Bre97])

1.2.3 Die GEM

Eine weitere ladungsverstärkende Mikrostruktur, das Herzstück des CASCADE-Neutronendetektors, wurde 1997 am CERN von F. Sauli entwickelt: die GEM-Folie (GEM = Gas Electron Multiplier [Sa97]).

Eine GEM ist eine beidseitig mit Kupfer beschichtete Polyimidfolie (Kapton), die ein regelmäßiges Lochmuster aufweist (siehe Abb. 1.8). Die beiden Kupferschichten haben keinen elektrischen Kontakt zueinander, so daß eine Spannung zwischen Ober- und Unterseite angelegt werden kann.

Wird die Folie in ein Driftfeld gebracht und an die beiden Kupferschichten eine passende Spannung angelegt, ergibt sich der in Abb. 1.9 gezeigte Verlauf der elektrischen Feldlinien. Befindet sich ein Elektron im sogenannten "Driftraum" (dem Raum zwischen Driftelektrode und GEM), wird es entlang der Feldlinien durch ein Loch der GEM in den sogenannten Kollektorraum (der Raum zwischen GEM und Auslesestruktur) geführt. Dabei bleibt die Ortsinformation in der X-Y-Ebene erhalten. Die GEM ist also ladungstransparent.

Wird an die GEM eine höhere Spannung angelegt, als zu reiner Ladungstransparenz nötig ist, entstehen in ihren Löchern sehr hohe Feldstärken durch die enge Einschnürung der Feldlinien. In diesem Bereich gewinnen die durch die GEM geführten Ladungsträger über ihre mittlere freie Weglänge genügend Energie, um eine Gasverstärkung von bis zu 10^4 zu bewirken [Ben98].

Im kombinierten Einsatz von MSGC und GEM kann die Gesamtgasverstärkung des Detektors erhöht werden. Auf diesem Konzept beruht das Detektorsystem für das innere Spurkammersystem bei HERA-B ([Hil99]). Aber auch durch die Kaskade mehrerer GEMs hintereinander lassen sich hohe Gesamtverstärkungsfaktoren (10^5 und mehr [Zie99]) erreichen. Durch die großen Verstärkungen, die durch die GEMs schon über der Auslesestruktur möglich sind, wird die Nutzung einer verstärkenden Auslesestruktur unnötig. Zum ortsaufgelösten Nachweis ionisierender

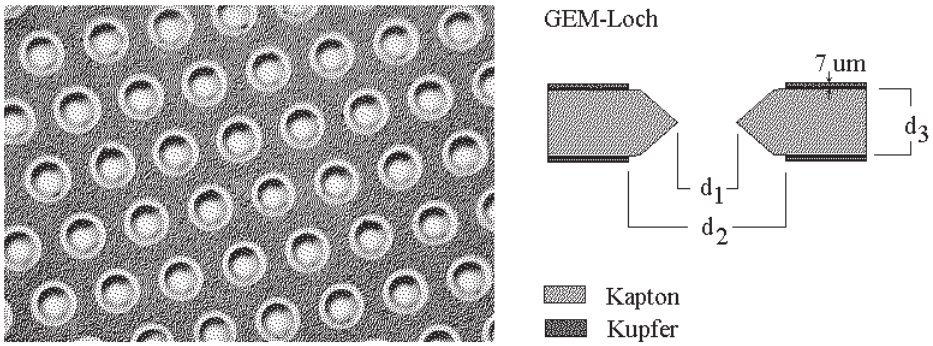

Abbildung 1.8: Die mikroskopische Aufnahme einer GEM mit HERA-B Loch-Geometrie. $d_1 = 55\,\mu$m, $d_2 = 95\,\mu$m und $d_3 = 50\,\mu$m. Der Lochabstand beträgt $140\,\mu$m (aus [Kle00])

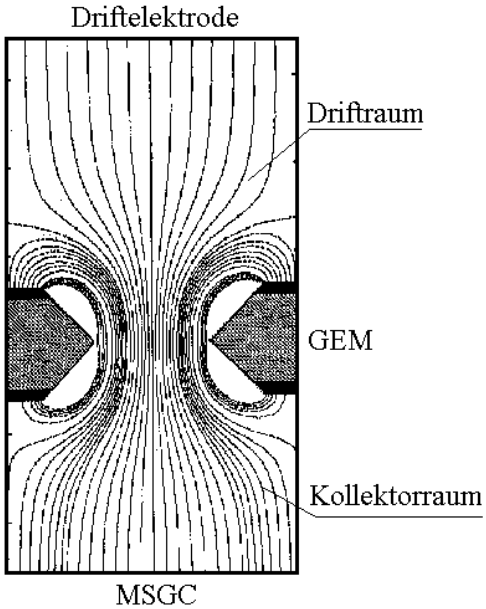

Abbildung 1.9: Der Feldverlauf am Loch einer GEM (aus [Cwe00])

Strahlung kann ein einfaches PC-Board (Printed Circuit Board) auf einem virtuellem Erdpotential dienen. Abbildung 1.10 zeigt den Aufbau eines solchen Detektors.

Die GEM ist im Gegensatz zur MSGC nur wenig anfällig gegen Alterungseffekte. Aufgrund der kurzen Driftstrecke der in den Löchern der GEM gebildeten Ionen zur nächsten Kathode (in Abb. 1.9 Oberseite der GEM) verkraftet ein Detektor mit einer GEM als Verstärkerstufe eine sehr hohe Zählrate von bis zu 10 MHz/cm^2 [Bre99] ohne eine Veränderung des Betriebsverhaltens der GEM.

Inzwischen gibt es außer MSGC und GEM eine Vielzahl von gasverstärkenden Mikrostrukturen, die teilweise sehr komplexe Feldgeometrien erzeugen. Auf eine dieser Strukturen, die sogenannte Super-GEM, wird in Kap. 2.5.3 näher eingegangen.

1.2.4 Feste Neutronenkonverter in Gasdetektoren

Bisher wurden ausschliesslich Detektorsysteme diskutiert, in denen ^{3}He bzw. $^{10}BF_3$ als Konverter und Zählgas zugleich eingesetzt werden. Um für thermische Neutronen (d.h. Neutronen mit Energien von etwa 25 meV) Nachweiseffizienzen von etwa 40 bis 95 % zu erreichen, müssen diese Detektoren mit einem Druck von bis zu 10 bar betrieben werden. Die Gehäuse, die einem solchen Druck standhalten müssen, sind schwer und unhandlich. Zudem sind die Zählgase ^{3}He und $^{10}BF_3$ sehr teuer, so daß ein Spülbetrieb ausgeschlossen ist. Um eine Alterung des Detektors durch Verunreinigungen zu vermeiden, muß daher bei den Zählgasen und beim Bau

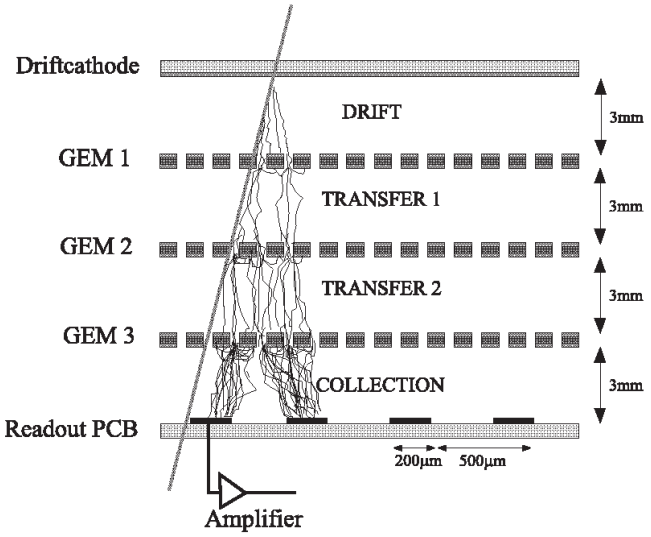

Abbildung 1.10: Schematischer Aufbau eines Triple-GEM Detektors (aus [Zie99]). In der vorliegenden Simulation durchquert ein minimalionisierendes Teilchen den Detektor. Die entlang seiner Bahn erzeugten Primärelektronen werden in den GEMs verstärkt und von einer passiven Auslesestruktur aufgenommen.

des Detektors auf höchste Reinheit geachtet werden. Der Kompromiß aus Handlichkeit, Ortsauflösung und Effizienz ist daher für die meisten Experimente noch immer das Zählrohr.

Für den Einsatz von Festkörperkonvertern in Gasdetektoren muß das Problem der schlechten Nachweiseffizienz gelöst werden. In festen Neutronenkonvertern ist zwar die Dichte absorbierender Teilchen um 4 Größenordnungen höher, jedoch müssen die Konversionsprodukte aus der Konverterschicht in den Gasraum gelangen, um nachgewiesen werden zu können. Zudem können zum ortsaufgelösten Nachweis von Neutronen mit einem festen Neutronenkonverter maximal zwei parallel zur (ladungsverstärkenden) Auslesestruktur angebrachte Konverterschichten genutzt werden[3].

Die prinzipiell zum Nachweis von Neutronen geeigneten festen Konvertermaterialien sind ^{6}Li (Lithium), ^{10}B (Bor) und ^{157}Gd (Gadolinium). Tabelle 1.2.4 listet die Eigenschaften dieser Konvertermaterialien auf.

Als ein Kriterium für die Qualität der Konverter kann das Verhältnis aus der Reichweite R der Konversionsprodukte zur Absorptionslänge λ_n herangezogen werden. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß Gadolinium nach diesem Kriterium von den drei aufgeführten Konvertern am ehesten geeignet ist. Am Hahn-Meitner-Institut

[3]Natürlich könnten sich beliebig viele Auslesestrukturen und feste Konverterschichten abwechseln. Dieser Ansatz ist aber sehr aufwändig und teuer: Die Auslesestrukturen können nicht einfach miteinander verbunden werden, denn dadurch steigt die Kapazität vor den Vorverstärkern und damit das elektronische Rauschen. Deshalb wäre für jede Auslesestruktur eine eigene Elektronik vonnöten.

Reaktion	therm. Absorptions-Wirkungsquerschnitt	Absorptions-länge λ_n	Reichweite R	R/λ_n
^{6}Li(n, α)^{3}He	940 barn	230 μm	R(^{3}H) = 130 μm	0.57
^{10}B(n, α)^{7}Li	3837 barn	19.9 μm	R(α) = 3.14 μm	0.16
^{157}Gd(n, e$^-$)^{158}Gd	254000 barn	1.3 μm	R(e$^-$) = 11.9 μm	9.2

Tabelle 1.1: Eigenschaften der wichtigsten Festkörperkonverter zum Nachweis thermischer Neutronen [Sch99]

(HMI) in Berlin wird seit einigen Jahren ein Gasdetektor entwickelt, der ^{157}Gd als Konvertermaterial nutzt [Geb97]. Mit zwei ^{157}Gd-Schichten wird hier theoretisch eine maximale Nachweiseffizienz von 55 % für thermische Neutronen erreicht. Allerdings ist Gadolinium mit seiner großen Kernladungszahl von Z = 64 sehr empfindlich auf Gamma-Strahlung[4]. Außerdem muß beim Einfang eines Neutrons ein niederenergetisches Elektron (29 keV $\leq E_{kin} \leq$ 181 keV) nachgewiesen werden. Die Verwirklichung dieses Detektortypen ist daher sehr schwierig. Informationen über den Fortschritt dieses Projekts können unter dem folgenden Link gefunden werden (Stand Mai 2002):
http://www.hmi.de/bereiche/SF/SF7/arbeitsg/thermal/index_en.html

Lithium ist aufgrund seiner chemischen Reaktionsfreudigkeit und des vergleichsweise geringen Einfangswirkungsquerschnitts für Neutronen primär für Szintillationsdetektoren interessant.

Bor hingegen ist chemisch inaktiv und einfach in der Handhabung. Aufgrund seiner niedrigen Kernladungszahl von Z = 5 ist Bor außerdem wie auch Litium nur wenig empfindlich auf den Gamma-Untergrund, der im Detektorbetrieb auftritt. Eine einzelne Borschicht hat jedoch für thermische Neutronen bei optimaler Schichtdicke (siehe Kap. 2.1.1) eine schlechte Nachweiseffizienz von nur etwa 5 %, so daß auch zwei Schichten für ein konkurrenzfähiges Detektorkonzept nicht die nötige Effizienz erreichen.

Aufgrund der mangelnden Effizienz sind Gasdetektoren, die auf Festkörperkonvertern basieren, bisher kaum zum Einsatz gekommen. Grundsätzlich bieten diese Detektoren jedoch große Vorteile: Unter Verwendung eines billigen Zählgases (z.B. Argon/CO_2) bei Normaldruck wird der Bau großflächiger Detektoren ($\sim$ 0.5 m^2) ermöglicht. Durch den Einsatz des Zählgases im Spülbetrieb werden ständig Verunreinigungen aus dem Detektor gespült, was einer Alterung des Detektors vorbeugt. Weiterhin ist die Flugstrecke der Neutronen bis auf die Dicke der Konverterschicht bekannt. Daraus folgt eine sehr gute Flugzeitauflösung der Ereignisse.

Die Verwendung von ^{10}Bor als festem Neutronenkonverter in einem effizienten, ortsauflösenden Neutronendetektor wird durch die GEM ermöglicht.

[4] Die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen ist von der Kernladungszahl Z proportional zu Z^5 abhängig

1.3 Der CASCADE-Neutronendetektor

Im vorangegangenen Teil wurden die Vor- und Nachteile der einzelnen Neutronenkonverter in Gasdetektoren diskutiert. Dabei wurde die Verwendung von festen Neutronenkonvertern motiviert. Einzelne Schichten der gammaunempfindlichen Konverter ^{6}Li und ^{10}B erzielen jedoch nur eine unzureichende Nachweiseffizienz. Werden mehrere Schichten hintereinandergestellt, kann die Gesamteffizienz des Detektors gesteigert werden. Dies geschieht im Normalfall unter Verlust der Ortsinformation, da die Ladungen, die bei der Primärionisation gewonnenen werden, parallel zu den Schichten abgeführt werden müssen. Deshalb ist ein effizienter, ortsaufgelöster Nachweis der Neutronen mit festen Konvertern zunächst nicht möglich und gelingt erst durch den Einsatz von *GEMs als Träger der Konverterschichten.*

Die Ladungen, die durch die Konversionsprodukte im Gasraum erzeugt werden, werden durch die GEM ohne Verlust der Ortsinformation auf die Auslesestruktur abgeführt (vgl. Abschnitt 1.2.3 und Abb. 1.11).

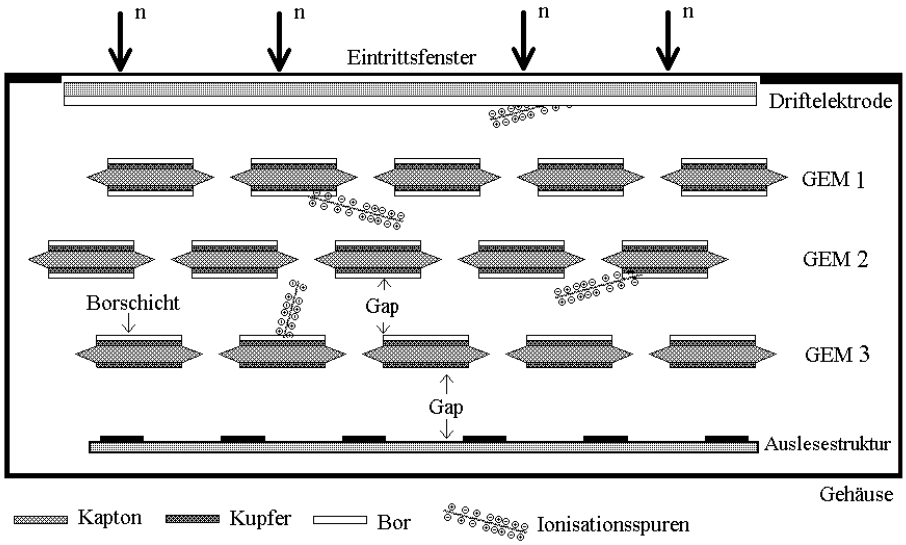

Abbildung 1.11: Der Aufbau eines CASCADE-Neutronendetektors. Die von GEMs getragenen Schichten aus ^{10}B sind der Neutronenkonverter im Gasdetektor. Die beim Austritt eines Konvertierungsproduktes erzeugten Primärelektronen werden durch die kaskadierten GEMs auf die Auslesestruktur abgeführt.

Die sogenannte *Gain-GEM* - dies ist die GEM, die der Auslesestruktur am nächsten ist - bewirkt die nötige Verstärkung der Ladungen. Die anderen GEMs, die sogenannten *Transfer-GEMs*, sind durch die angelegten Potentiale auf reine Ladungstransparenz, d.h. einen Verstärkungsfaktor von 1 geschaltet. Die Energie der aus den ^{10}B-Schichten austretenden Konversionsprodukte ist dabei hoch genug, so daß die Gain-GEM als einzige Verstärkerstufe über der Auslesestruktur ausreicht. Damit alle Primärladungen verstärkt werden, darf die Gain-GEM auf der der Aus-

lesestruktur zugewandten Seite nicht mit Bor beschichtet sein[5]. Der Einsatz von 5 übereinanderliegenden, einseitig beschichteten GEMs über einer MSGC wurde erfolgreich getestet. Angestrebt ist ein an der Auslesestruktur gespiegelter Aufbau mit je 4 Transfer-GEMs und einer Gain-GEM auf beiden Seiten.

Ein solcher Detektor besitzt die folgenden Eigenschaften:

- Da billiges Zählgas im Spülbetrieb eingesetzt werden kann, werden Alterungseffekte unterdrückt.
- Die Trennung von Zählgas und Konvertermaterial erlaubt einen Betrieb bei Normaldruck und damit großflächige Detektoren in leichten Gehäusen.
- Aufgrund der niedrigen Kernladungszahl von ^{10}B und der großen Energie der geladenen Konvertierungsprodukte ist der Detektor unempfindlich auf Gamma-Untergrund.
- Durch die Kaskadierung mehrerer borbeschichteter GEMs wird eine Effizienz zwischen 40% und 50% für thermische Neutronen (1.8 Å) erreicht.
- Die Ortsauflösung liegt bei $2 - 6$ mm.
- Durch den Verzicht auf die MSGC ist der Detektor vergleichsweise robust und weniger anfällig für Alterungseffekte.
- Der Einsatz von GEMs als Verstärkerstufe führt zu einer Zählratentauglichkeit bis 10^7 Hz/cm^2 [Bre99].

[5]In den ersten CASCADE-Detektoren wurde die MSGC als verstärkende Auslesestruktur eingesetzt und sämtliche GEMs mit einer Verstärkung von 1 betrieben [Kle00]. Da eine MSGC aber teuer und anfällig auf Alterungseffekte ist, wird sie nun durch eine passive Auslesestruktur ersetzt.

Kapitel 2

Eigenschaften des Detektors

In diesem Kapitel finden sich detaillierte Untersuchungen zur Effizienz des Detektors. Danach werden die wesentlichen Eigenschaften des Pulshöhenspektrums, sowie die Abhängigkeiten der Ortsauflösung vorgestellt. Für ausführliche Betrachtungen hierzu wird auf [Kle00] und [Fio99] verwiesen. Zum Schluß wird zur Aufnahme der Signale des Detektors eine neuartige, ladungsverstärkende Auslesemöglichkeit vorgeschlagen.

2.1 Bor als fester Neutronenkonverter

Das Element Bor wurde im Jahre 1808 von Gay-Lussac und Thenard in Paris und von Sir Humphrey Davey in London entdeckt. In der Natur kommt Bor nur selten im elementaren Zustand vor, am häufigsten kann es in Borax ($Na_2B_4O_7 \cdot 10\,H_2O$), Kernit ($Na_2B_4O_7 \cdot 4\,H_2O$) und Colemanit ($Ca_2B_6O_{11} \cdot 5\,H_2O$) gefunden werden. Die absolute Häufigkeit von Bor in der Erdkruste ist 10 ppm [Gdf02]. Bor ist nichtmetallisch und kommt in verschiedenen Allotropen vor, meist in der Form amorphen Bors als dunkles Pulver. Bei Normalbedingungen ist Bor chemisch inaktiv, erst bei hohen Temperaturen über 2000 K reagiert es mit Halogenen und Sauerstoff. Es gibt zwei stabile Isotope, ^{10}B und ^{11}B, die im natürlichen Isotopengemisch im Verhältnis (20:80) vorhanden sind.

Borhaltige Stähle und Gläser gelten als besonders hart. In Kernreaktoren wird Borstahl wegen seines hohen Neutronenabsorptionsquerschnittes in Moderatorstäben eingesetzt, Borplastikmatten schützen vor Neutronenstrahlung.

Im CASCADE-Neutronendetektor dient Bor als Konvertermaterial für die nachzuweisenden Neutronen. Tabelle 2.1 gibt die Absorptionsquerschnitte der beiden stabilen Isotope für thermische Neutronen an.

	natürliches Bor	^{10}B	^{11}B
σ [barn]	759	3873	0.005

Tabelle 2.1: Absorptionsquerschnitte für thermische Neutronen (1.8 Å) in Bor.

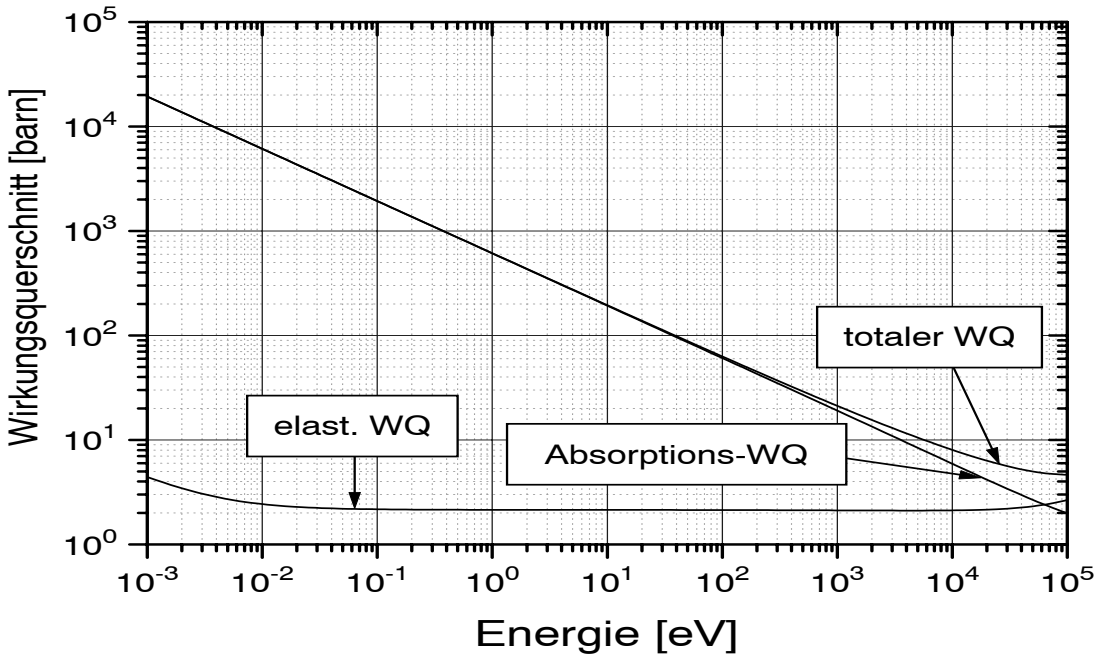

Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte für Neutronen in ^{10}B in Abhängigkeit ihrer Energie [Cro00]. Deutlich zu erkennen ist das Potenzgesetz $\sigma \propto E^{-\frac{1}{2}} \propto \frac{1}{v}$ für den Absorptionswirkungsquerschnitt. Die Absorptionswahrscheinlichkeit skaliert mit der Aufenthaltsdauer des Neutrons am Ort des absorbierenden Kerns.

Stabile Isotope:	^{10}B	19.8 %
	^{11}B	80.2 %
Elektronenkonfiguration		[He] $1s^2\,2p$
Mittlere Atommasse		10.81 u
Dichte		2.34 $\frac{g}{cm^3}$
Schmelzpunkt		2573 K [Ems89], 2300 K [CRC89]
Siedepunkt		3931 K [Ems89], 2550 K [CRC89]
Therm. Leitfähigkeit [273 K]		31.8 $\frac{W}{mK}$
Therm. Ausdehnungskoeffizient		$5 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{K}^{-1}$
Spezifischer Widerstand [273 K]		18000 Ωm
Bandlücke [273 K]		1.55 eV
Elektronegativität		2.01 (nach Allred u. Rochow)
Elektronenaffinität		+ 0.16 eV
Oxidationsstufe		+ 3

Tabelle 2.2: Allgemeine physikalische und chemische Eigenschaften von Bor [CRC89] [Ems89] [Str95]

2.1.1 Nachweiseffizienz einer substratverstärkten Borschicht

Der Nachweis von Neutronen geschieht in CASCADE-Neutronendetektoren über die Kernraktion

$$\begin{array}{lll} \mathbf{I} & {}^{10}B \ + \ n \rightarrow {}^{7}Li^{*} + \alpha + \gamma(0.48\,\mathrm{MeV}) + 2.31\,\mathrm{MeV} & 94\,\% \\ \mathbf{II} & \qquad\qquad \rightarrow {}^{7}Li \ + \alpha + 2.79\,\mathrm{MeV} & 6\,\% \end{array}$$

Es gibt zwei Reaktionszweige, die mit **I** und **II** bezeichnet werden. In jedem Fall wird ein α-Teilchen und ein ^{7}Li-Kern mit hoher kinetischer Energie ausgesandt. Die vom Neutron eingetragenen Energie (im Mittel 25 meV für thermische Neutronen) ist in der Energiebilanz der Kernreaktion vernachlässigbar. In 94 % der Fälle verläßt der ^{7}Li-Kern den Reaktionsort im angeregten Zustand und regt sich später durch Aussenden eines γ-Quants der Energie 0.48 MeV ab ($\tau \approx 10^{-13}\,s$ [Kno79]). Der Impuls dieses Photons ist um etwa einen Faktor 100 kleiner als der des ^{7}Li-Kerns. Deshalb darf vereinfachend angenommen werden, daß der ^{7}Li-Kern durch seine Abregung in seiner Flugrichtung nicht beeinflußt wird. Es gibt also für die Aussendung der Tochterkerne der Kernreaktion keine Vorzugsrichtung. Das α-Teilchen und der ^{7}Li-Kern fliegen isotrop und aus Gründen der Impulserhaltung in entgegengesetzten Richtungen auseinander. Da die Borschicht entweder durch eine Driftelektrode aus Aluminium oder eine GEM getragen werden muß[1], kann bei jeder Neutronenabsorption nur ein Tochterkern die Gasphase des Detektors erreichen und nachgewiesen werden.

Aus dem Zweikörperproblem ergeben sich mit den Ruhemassen $\mathrm{m}_\alpha = 4.0026\,u$ und $\mathrm{m}_{^7Li} = 7.016\,u$ [CRC89] die folgenden Werte für die Energien der Teilchen[2]:

	E_α	$\mathrm{R}_{max,\alpha}$	E_{Li}	$\mathrm{R}_{max,^7Li}$
Zweig **I**	1.47 MeV	3.16 μm	0.84 MeV	1.53 μm
Zweig **II**	1.78 MeV	3.92 μm	1.01 MeV	1.73 μm

Tabelle 2.3: Die kinetische Energie des α-Teilchens und des ^{7}Li-Kerns nach der Neutronenkonversion durch ^{10}B und ihre maximale Reichweite in festem Bor.

Die Reichweiten R_{max} in Tabelle 2.3 wurden in [Kle00] mit dem Programm 'SRIM' (Stopping and Range of Ions in Matter, [SRIM]) simuliert. Neben vollständigen Monte-Carlo-Simulationen bietet dieses Programm einen großen Satz an bereits parametrisierten Kurven an, die den Energieverlust von vielen Ionensorten in verschiedensten Gasen beschreiben. Für vollständige Beschreibungen von SRIM wird auf die Literatur ([Bie80], [Zie85]) verwiesen. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der

[1] In [Fio99] wurde die Möglichkeit, selbsttragende Borschichten zu nutzen, untersucht und für technisch nicht realisierbar befunden

[2] Das Problem wird nichtrelativistisch behandelt, da die Geschwindigkeiten der Teilchen nur etwa 1 % der Lichtgeschwindigkeit betragen

mit SRIM berechneten Reichweiten des α-Teilchens und des ^{7}Li-Kerns in festem Bor in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie. Die Fehlerbalken geben den Bereich des longitudinalen 'straggling' an, wie er sich aus der statistischen Mittelung über viele Monte-Carlo-Simulationen ergibt.

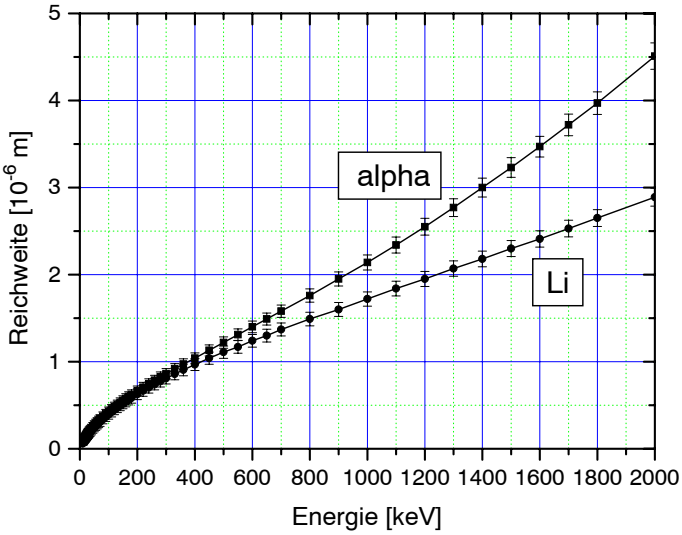

Abbildung 2.2: Reichweite von α-Teilchen und Li-Kernen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie in festem Bor, berechnet mit [SRIM].

Um die Nachweiseffizienz einer Borschicht, die von einer GEM oder einer Aluminiumplatte (Driftelektrode) getragen wird, berechnen zu können, müssen zwei gegenläufige Effekte beachtet werden. Zum einen ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendendes Neutron absorbiert wird, höher, je dicker die Borschicht ist. Zum anderen ist die Wahrscheinlichkeit, daß einer der Bor-Tochterkerne die Gasphase des Detektors erreicht, um so höher, je dünner die Borschicht ist.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch eine Neutronenkonversion in einer Borschicht. Hier ist α der Winkel zur x-Achse, unter dem Neutronen von links durch das Substrat in die Borschicht der Dicke d einfallen. Zur Stelle x_0, an der beispielhaft die Konversion eines Neutrons stattfindet, wurde die Strecke $y_0 = \frac{x_0}{\cos(\alpha)}$ durchlaufen. Es gilt für die Absorption der einfallenden Neutronen:

$$N(x,t) = N(x=0,t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot x/\cos(\alpha)} = N_0(t) \cdot e^{-\sigma n_a \cdot y} \; ; \quad \text{mit } y = \frac{x}{\cos(\alpha)} \tag{2.1}$$

$N(x,t)$ = Anzahl der Neutronen am Ort x

N_0 = Anzahl der einfallenden Neutronen am Ort $x = 0$

σ = Absorptions-Wirkungsquerschnitt für Neutronen

n_a = Anzahl der Absorberteilchen pro Volumen .

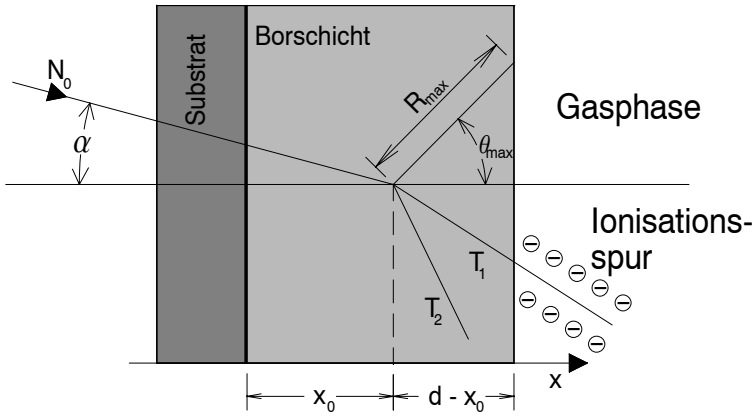

Abbildung 2.3: Der Querschnitt durch eine substratverstärkte Borschicht. An der Stelle x_0 wird beispielhaft ein Neutron, das von links unter dem Winkel α einfällt, absorbiert. Die geladenen Produkte der Kernreaktion werden in diesem Fall „vorwärts "emittiert (d.h. der Neutronenstrom tritt durch das Substrat in die Borschicht ein). Die Konvertierungsprodukte können die Gasphase des Detektors nur unter den Winkeln $\theta \leq \theta_{max}$ verlassen (Trajektorie T_1). Unter größeren Winkeln emittierte Tochterkerne erreichen die Gasphase nicht (Trajektorie T_2).

Die Abnahme der Neutronenanzahl $-\frac{dN(y,t)}{dy}$ auf dem Weg dy entspricht gerade der Dichte $n(y)$ der pro Wegstrecke dy entstehenden α-Teilchen bzw. ^{7}Li-Kernen:

$$n(y) = N_0 \cdot \sigma n_a \cdot e^{-\sigma n_a \cdot y} \quad . \tag{2.2}$$

Da die Teilchen nur eine endliche maximale Reichweite R_{max} in der Borschicht haben, werden nur diejenigen Teilchen die Gasphase erreichen, die unter kleineren Winkeln als dem Grenzwinkel θ_{max} (zur Flächennormalen) emittiert werden (vgl. Abb. 2.3). Dieser Grenzwinkel ist gegeben durch:

$$\cos(\theta_{max}) = \frac{d - x_0}{R_{max}} = \frac{d - y_0 \cdot \cos(\alpha)}{R_{max}} \quad . \tag{2.3}$$

Die Konversionsprodukte, die in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel $2\theta_{max}$ emittiert werden, können nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit P_{vor}, daß das α-Teilchen bzw. der ^{7}Li-Kern in diesen Kegel emittiert wird, entspricht dem Verhältnis der Fläche der Kugelkappe des Kegels zur Gesamtkugelfläche einer Kugel mit Radius R_{max}:

$$
\begin{aligned}
P_{vor} &= \frac{\text{Fläche der Kegel-Kugelkappe}}{\text{Gesamtkugelfläche}} = \frac{2\pi R_{max}^2}{4\pi R_{max}^2} \cdot \int_0^{\theta_{max}} sin(\theta)\,\mathrm{d}\theta \\
&= \frac{1}{2} \cdot \Big(1 - cos(\theta_{max})\Big) \qquad (2.4)
\end{aligned}
$$

Ist der Entstehungsort des geladenen Teilchens weiter von der Gasphase entfernt als die maximale Reichweite des Teilchens in der Borschicht, ist diese Wahrscheinlichkeit Null:

$$
P_{vor} = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{d - y \cdot \cos(\alpha)}{R_{max}}\right) & , (d - y \cdot \cos(\alpha)) \leq R_{max} \\ 0 & , (d - y \cdot \cos(\alpha)) > R_{max} \end{cases} \qquad (2.5)
$$

Im endgültigen Detektordesign sollen die GEMs beidseitig mit Bor beschichtet sein. Es muß daher auch der Fall betrachtet werden, bei dem der Neutronenstrahl zuerst die Borschicht und dann das Substrat durchdringt (Rückwärtsrichtung). In diesem Fall ist in Gleichung 2.3 statt der fehlenden Wegstrecke $(d - y \cdot cos(\alpha))$ zur Gasphase der bereits in der Borschicht zurückgelegte Weg $(y \cdot cos(\alpha))$ einzusetzen. Es ergibt sich

$$
P_{rück} = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{y \cdot \cos(\alpha)}{R_{max}}\right) & , y \cdot \cos(\alpha) \leq R_{max} \\ 0 & , y \cdot \cos(\alpha) > R_{max} \end{cases} \qquad (2.6)
$$

Das Integral über die auf dem Weg des Neutronenstroms durch die Borschicht entstehenden Teilchen (Gleichung 2.2) multipliziert mit der Austrittswahrscheinlichkeit gibt die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen an[3]. Normiert auf den eintretenden Neutronenfluß N_0 ist dies die Nachweiswahrscheinlichkeiten einer Borschicht in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung:

$$
\begin{aligned}
\epsilon_{vor} &= \frac{1}{N_0} \int_{\frac{d - R_{max}}{\cos(\alpha)}}^{\frac{d}{\cos(\alpha)}} P_{vor}(y) \cdot n(y)\,\mathrm{d}y \qquad (d > R_{max}) \\
&= \frac{1}{2cR_{max}} \left[e^{-\frac{cd}{\cos(\alpha)}} \left(\cos(\alpha)\, e^{\frac{cR_{max}}{\cos(\alpha)}} - \cos(\alpha) - cR_{max} \right) \right] \qquad (2.7)
\end{aligned}
$$

[3]Vereinfachend wird davon ausgegangen, daß ein geladenes Teilchen, das die Gasphase erreicht, auch nachgewiesen wird.

$$\begin{aligned}
\epsilon_{vor} &= \frac{1}{N_0} \int\limits_0^{\frac{d}{\cos(\alpha)}} P_{vor}(y) \cdot n(y)\,\mathrm{d}y \qquad\qquad (d \leq R_{max}) \\
&= \frac{1}{2cR_{max}} \left[e^{-\frac{cd}{\cos(\alpha)}} \left(-\cos(\alpha) - cR_{max} \right) + \cos(\alpha) + c\left(R_{max} - d\right) \right] \qquad (2.8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon_{rück} &= \frac{1}{N_0} \int\limits_0^{\frac{R_{max}}{\cos(\alpha)}} P_{rück}(y) \cdot n(y)\,\mathrm{d}y \qquad\qquad (d > R_{max}) \\
&= \frac{1}{2cR_{max}} \left[\cos(\alpha) \left(e^{-\frac{cR_{max}}{\cos(\alpha)}} - 1 \right) + cR_{max} \right] \qquad (2.9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon_{rück} &= \frac{1}{N_0} \int\limits_0^{\frac{d}{\cos(\alpha)}} P_{rück}(y) \cdot n(y)\,\mathrm{d}y \qquad\qquad (d \leq R_{max}) \\
&= \frac{1}{2cR_{max}} \left[e^{-\frac{cd}{\cos(\alpha)}} \left(c\left(d - R_{max}\right) + \cos(\alpha) \right) + cR_{max} - \cos(\alpha) \right] , \qquad (2.10)
\end{aligned}$$

mit $c = \sigma n_a$.

Werden in die Gleichungen 2.7 bis 2.10 die Reichweiten von α-Teilchen und ^{7}Li-Kern aus den beiden Reaktionszweigen (**I** und **II**) nach Tabelle 2.3 eingesetzt, ergibt sich die Gesamteffizienz einer Borschicht in Vorwärtsrichtung zu:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{vor} = \; & 0.94 \cdot \left(\epsilon_{vor}(\alpha,\ \text{Zweig } \mathbf{I}) + \epsilon_{vor}(^7Li,\ \text{Zweig } \mathbf{I}) \right) + \\
& 0.06 \cdot \left(\epsilon_{vor}(\alpha,\ \text{Zweig } \mathbf{II}) + \epsilon_{vor}(^7Li,\ \text{Zweig } \mathbf{II}) \right) \quad . \qquad (2.11)
\end{aligned}$$

Die Gesamteffizienz für die Rückwärtsrichtung berechnet sich analog dazu.

		maximale Effizienz	zugehörige Schichtdicke
natürliches Isotopengemisch Bor	vorwärts	1.15 %	3.1 μm
	rückwärts	1.2 %	3.0 μm
reines ^{10}B	vorwärts	5.3 %	2.9 μm
	rückwärts	5.7 %	3.2 μm

Tabelle 2.4: Borschichtdicken für maximale Effizienz beim Nachweis von thermischen Neutronen.

Abbildung 2.4 zeigt die nach Gleichung 2.7 bis 2.10 erhaltenen Gesamteffizienzen für Bor in Abhängigkeit der Schichtdicke für thermische Neutronen, die senkrecht

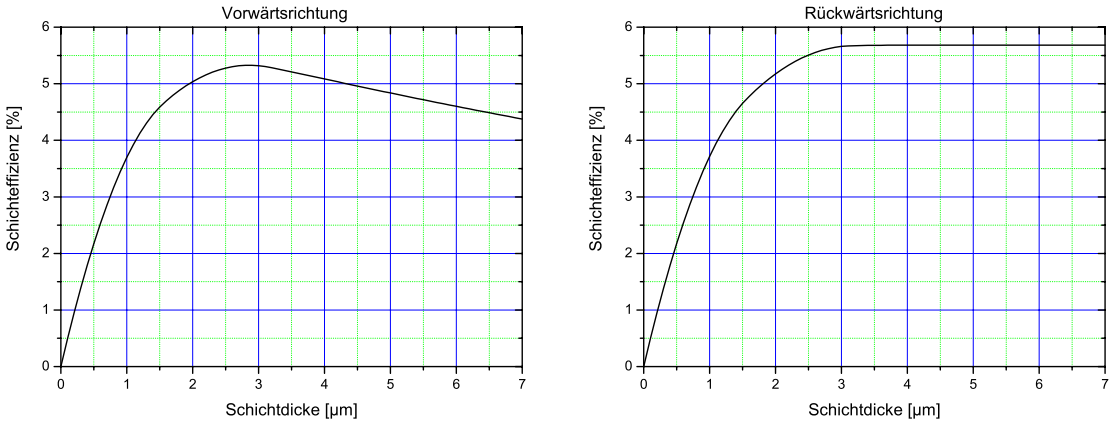

Abbildung 2.4: Nachweiseffizienzen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung einer einzelnen festen, substratverstärkten Borschicht für senkrecht einfallende thermische Neutronen in Abhängigkeit von der Schichtdicke

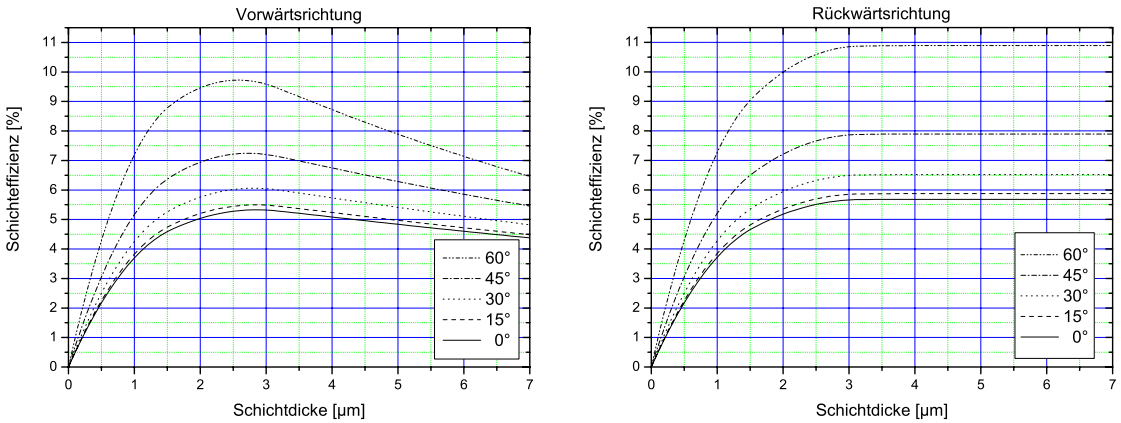

Abbildung 2.5: Nachweiseffizienzen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung einer einzelnen festen, substratverstärkten Borschicht thermische Neutronen in Abhängigkeit von der Schichtdicke für die Einfallswinkel 0°, 15°, 30°, 45° und 60°.

auf die Schicht treffen. Abbildung 2.5 zeigt die Effizienzen bei unterschiedlichen Einfallswinkeln. Dabei ist festzustellen, daß die Rückwärtseffizienzen zu höheren Schichtdicken konstant bleiben, während die Vorwärtseffizienzen mit steigender Schichtdicke nach ihrem Maximum wieder fallen. Dies resultiert daraus, daß für die Vorwärtseffizienz der Neutronenstrahl zu hohen Schichtdicken hin schon einen Teil der Borschicht durchlaufen muß, damit die Konversionsprodukte der Kernreaktionen in die Gasphase eintreten können. Es steht daher im Gegensatz zur Rückwärtseffizienz nur ein schon abgeschwächter Strahl zur Verfügung.

Im weiteren ergibt sich für senkrecht einfallende Neutronen aus Abb. 2.4, daß eine einzelne Borschicht mit etwa 3μ m Dicke maximale Effizienz (etwa 5.5 %) aufweist. Der gesamte Neutronenfluß wird in der Schicht aber stärker geschwächt, da nicht alle Konversionsprodukte die Schicht innerhalb des Grenzwinkels θmax verlassen und nachgewiesen werden. Aus Abb. 2.6 ist ersichtlich, daß in einer Schicht der optimalen Dicke von etwa 3 μm schon 13 % der eingefallenen Neutronen absorbiert

wurden, die nicht mehr nachfolgenden Schichten zur Verfügung stehen. Für eine Kaskade aus Borschichten gleicher Dicke wird also eine geringere Schichtdicke, bei der die Schichteffizienz eher der Absorption entspricht, optimal sein. Dieses Problem wird auch nicht durch einen Neutronenstrahl, der nicht senkrecht in die Schicht eintritt, gelöst. Zwar wird das Verhältnis aus Schichteffizienz und Absorption besser, jedoch werden größere Detektorflächen notwendig, damit der Strahl die gesamte Kaskade durchläuft.

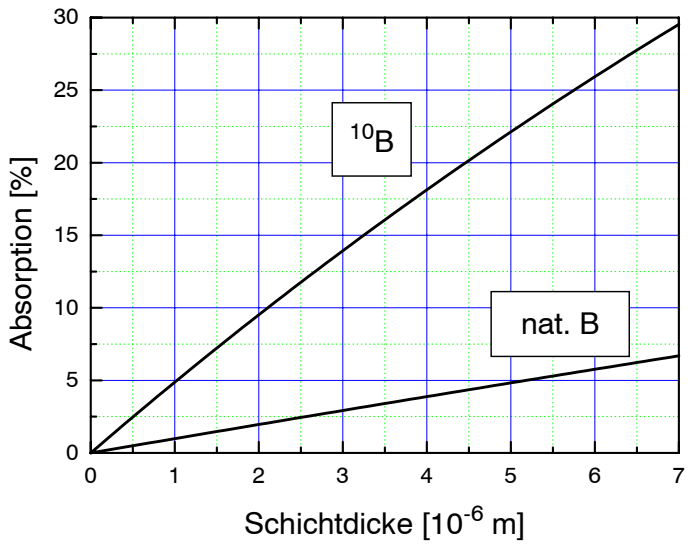

Abbildung 2.6: Verlauf der Absorption von thermischen Neutronen in natürlichem Bor und isotopenreinen ^{10}B in Abhängigkeit der Schichtdicke

2.2 Nachweiseffizienz einer Kaskade aus substratverstärkten Borschichten

Abbildung 2.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines CASCADE-Neutronendetektors im gespiegelten Aufbau. Dabei stellen die Substrate 0 und 10 die Driftelektroden dar. Zur Berechnung der Gesamteffizienz der Kaskade muß die Abnahme des Neutronenstroms (Einfallswinkel α) über die Folge der Borschichten berücksichtigt werden. Für den prozentualen Anteil an noch nachweisbaren Neutronen in Vorwärtsrichtung $p_{i,vor}$ bzw. $p_{i,rück}$ in der i-ten Stufe gilt:

$$\begin{aligned} p_{i,vor} &= e^{-\sigma n_a \cdot 2i \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}} \quad \text{und} \\ p_{i,rück} &= e^{-\sigma n_a \cdot (2i-1) \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}} \quad , \; i = 0, \ldots, k \; . \end{aligned} \tag{2.12}$$

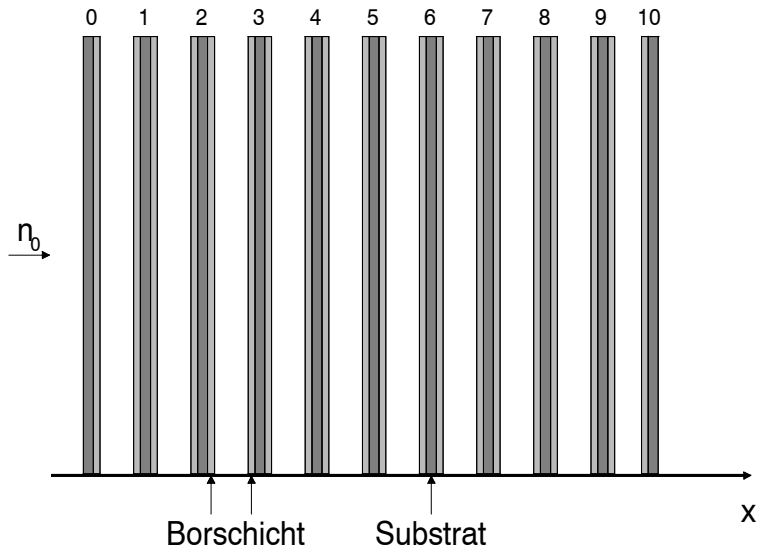

Abbildung 2.7: Querschnitt durch eine Kaskade aus 20 Borschichten, die auf Vorder- und Rückseite von Substrat-Folien aufgebracht sind. Diese Konfiguration entspricht der eines voll ausgebauten CASCADE-Detektors.

Die Effizienz der Schichten auf dem i-ten Substrat ergibt sich aus der Schichteffizienz der Borschicht multipliziert mit dem Anteil der noch vorhandenen Neutronen an der Schicht:

$$\epsilon_{i,vor} = p_{i,vor} \cdot \epsilon_{vor} \quad \text{und} \quad \epsilon_{i,rück} = p_{i,rück} \cdot \epsilon_{rück} \quad . \tag{2.13}$$

Die Gesamteffizienz ergibt sich aus der Summe über die $k+1$ Substrate, wobei beachtet werden muß, daß das Substrat 0 keine rückwärtsgerichtete Schicht und das letzte Substrat keine vorwärtsgerichtete Schicht trägt:

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \sum_{i=0}^{k-1}(\epsilon_{vor} \cdot p_{i,vor}) + \sum_{i=1}^{k}(\epsilon_{rück} \cdot p_{i,rück}) \quad \text{, für } k > 0 \\
&= \epsilon_{vor} \cdot \sum_{i=0}^{k-1}(e^{-\sigma n_a \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}})^{2i} + \epsilon_{rück} \cdot \sum_{i=1}^{k}(e^{-\sigma n_a \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}})^{2i-1} \\
&= \epsilon_{vor} \cdot \sum_{i=0}^{k-1} \lambda^{2i} + \lambda \cdot \epsilon_{rück} \cdot \sum_{i=1}^{k} \lambda^{2(i-1)} \quad \text{, mit } \lambda := e^{-\sigma n_a \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}} < 1 \\
&= \epsilon_{vor} \cdot \sum_{i=0}^{k-1} \lambda^{2i} + \lambda \cdot \epsilon_{rück} \cdot \sum_{j=0}^{k-1} \lambda^{2j}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Mit der endlichen geometrischen Reihe ergibt sich aus Gleichung 2.14 für ganzzahlige $k > 0$:

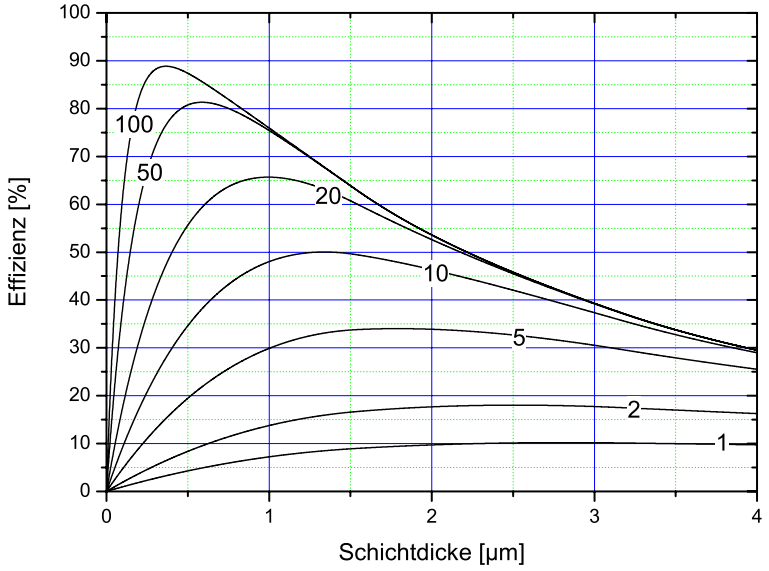

Abbildung 2.8: Nachweiseffizienz einer Kaskade aus festen, substratverstärkten Borschichten für senkrecht einfallende thermische Neutronen in Abhängigkeit der Schichtdicke. Die Kurven wurden nach Gleichung 2.15 für Detektoren mit 2, 5, 10, 20, 50 und 100 Folien (die Schichtanzahl entspricht jeweils dem doppelten Wert) berechnet.

$$\epsilon = (\epsilon_{vor} + \lambda \cdot \epsilon_{rück}) \cdot \frac{1-\lambda^{2k}}{1-\lambda^2} \ , \quad \text{mit } \lambda = e^{-\sigma n_a \cdot \frac{d}{\cos(\alpha)}} \tag{2.15}$$

Abbildung 2.8 stellt den Verlauf der Gesamteffizienz aus verschieden großen Kaskaden (nach dem Schema aus Abb. 2.7) von borbeschichteten GEM-Folien[4] dar. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine optimale Kaskade aus unendlich vielen unendlich dünnen Schichten bestünde. Dies entspricht gerade dem Fall eines gasförmigen Konverters. Aus Abb. 2.8 ist ersichtlich, daß für eine Kaskade aus 10 Folien eine Effizienz von 50 % die obere Grenze darstellt.

Die tatsächlich erreichbare Effizienz wird durch einige Gegebenheiten beeinflußt. So wurden bisher GEM-Folien eingesetzt, wie sie von der HERA-B-Gruppe genutzt wurden. Aufgrund der Lochstruktur dieser Folien dienen nur etwa 75 % als bortragende Fläche. Die Anpassung der GEM-Folien auf Lochgeometrien, die eine größere ungelochte Fläche aufweisen, ist aber kein prinzipielles Problem, da die Ladungswolken Ausdehnungen im Millimeterbereich haben. Weiterhin muß eine Diskrimierung der Pulse vorgenommen werden, um elektronisches Rauschen zu beseitigen. Das Pulshöhenspektrum eines Feststoffkonverters geht kontinuierlich in

[4]Für die angegebenen Zahlen ist berücksichtigt, daß in einem CASCADE-Detektor im gespiegelten Aufbau die beiden Gain-GEMs nur einseitig beschichtet sind, und daß der Detektor beidseitig von nur einseitig beschichteten Driftelektroden eingeschlossen ist. In Abbildung 2.7 ist das Substrat 5 eine Zusammenfassung der beiden einseitig beschichteten Gain-GEMs. Somit entspricht in Gleichung 2.15 der Parameter k genau der Anzahl der GEMs in einem CASCADE-Neutronendetektor.

den Untergrund über (vgl. Kap. 2.4), so daß jede Diskriminatorschwelle zu einem kleinen Verlust von Signalen führt.

Die in Abb. 2.8 dargestellten Kaskaden-Effizienzen gelten für einen Detektor, bei dem alle Schichten die gleiche Dicke haben. Für eine Kaskade aus 10 GEM-Folien ergibt sich aus der Abbildung so eine optimale Schichtdicke von etwa 1.3 μm. Maximale Effizienz einer einzelnen Schicht wird jedoch bei einer Schichtdicke von etwa 3 μm erreicht. Die Effizienz des Detektors kann also gesteigert werden, wenn jede Schicht eine Dicke besitzt, die für ihre Position in der Kaskade optimal ist.

2.3 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Detektors ist gegeben durch die Verteilung der durch Primärionisation erzeugten Elektronen im Zählgas. Die transversale Diffusion entlang des Driftwegs zur Auslesestruktur ist gegen die Reichweite der geladenen Konversionsprodukte im Zählgas (abhängig vom Zählgas, im Bereich einiger Millimeter) vernachlässigbar. Die Reichweite der Konversionsprodukte, die an der Schichtoberfläche entstehen und fast parallel zur Schicht emittiert werden, ergibt die im schlechtesten Fall erreichbare Ortsauflösung. Diese Ereignisse sind jedoch sehr selten. Tatsächlich ist der erreichbare Kontrast, also die Verteilung der Ladungsschwerpunkte um den Konversionsort von Bedeutung. Diese Verteilung ist abhängig von der Dicke der Borschicht[5] und vom eingesetzten Zählgas. Je nach Zählgasmischung wird eine Ortsauflösung zwischen 2 und 6 Millimetern erreicht.

Zählgase

Zählgase in Gasdetektoren bestehen zum größten Teil aus Edelgasen, da diese nicht mit den Detektorkomponenten reagieren. Dazu muß ein sogenanntes Quenchgas beigemischt werden, um selbstständige Gasentladungen zu vermeiden (siehe Kap. 1.2.1). Je geringer die Elektronenzahl in der Hülle des genutzten Edelgases ist, desto geringer ist auch die sogenannte Stopping-Power, also die Bremswirkung auf geladene Teilchen. Entsprechend werden in Gasdetektoren für eine bessere Ortsauflösung die Edelgase Xenon und Krypton eingesetzt. Diese Gase sind aber aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl auch empfindlich auf den Gamma-Untergrund. Einen guten Kompromiß zwischen Stopping-Power und Gamma-Empfindlichkeit stellt für den Standard-CASCADE-Detektor Argon dar, das zudem auch preisgünstig ist. Je nach Anwendung kann die Wahl eines anderen Zählgases also zu besserer Ortsauflösung oder geringerer Gamma-Empfindlichkeit führen. Auch das zugesetzte Quenchgas und seine Konzentration beeinflußt die Ortsauflösung des Detektors. So erhöht beispielsweise das Quenchgas CF_4 die Stopping-Power und damit die erreichbare Ortsauflösung des Detektors.

[5] Bis zur Dicke d = R_{max}.

Da das Detektorkonzept unabhängig vom eingesetzten Zählgas ist, sind in diesem Bereich Optimierungen möglich. Ausführliche Messungen zu verschiedenen Zählgasmischungen werden in Kap. 4.1 vorgestellt und ausgewertet.

2.4 Das Pulshöhenspektrum einer festen Borschicht

Bei einem Neutroneneinfang von einem Borkern entstehen ein α-Teilchen und ein ^{7}Li-Kern, deren Energie am Entstehungsort klar definiert ist, wobei es zwei mögliche Reaktionszweige gibt. Da die Konversionsprodukte in entgegengesetzten Richtungen auseinanderfliegen, kann nur eines der beiden geladenen Teilchen die Gasphase erreichen und dort nachgewiesen werden. Das resultierende Energiespektrum ist abhängig von der Dicke der Borschicht. Geschieht die Konversion des Neutrons in einer unendlich dünnen Borschicht, gibt es im Energiespektrum des Detektors vier klare Linien, die genau den Energien der Konversionsprodukte beim Zerfall des Borkerns entsprechen. Im Mittel geht in der Borschicht um so mehr dieser Energie verloren, je dicker die Schicht ist. Als Resultat verbreitern sich die Linien im Energiespektrum zu niedrigen Energien hin. Für jede endlich dicke Borschicht geht das Spektrum kontinuierlich in den Untergrund über. Jede Signaldiskriminierung schneidet damit nicht nur den Untergrund, sondern auch einen Teil des echten Signals ab.

2.5 Signalauslese im CASCADE-Detektor

Die vorangegangenen Arbeiten zum CASCADE-Neutronendetektor gehen von der MSGC (Micro Strip Gas Chamber, siehe Kap. 1.2.2) als ladungsverstärkende Auslesestruktur aus. Die darüber kaskadierten GEMs sollten sämtlichst auf reine Ladungstransparenz geschaltet werden. Inzwischen wird auf den Einsatz der MSGC verzichtet, da sie teuer und anfällig gegen Alterungseffekte ist. Die Ladungen werden nun mit einem einfachen Printed-Circuit-Board ausgelesen. Die Ladungsverstärkung wird nach dem aktuellen Konzept durch die sogenannte Gain-GEM bewirkt, die auf der Seite, die der Auslesestruktur zugewandt ist, nicht mit Bor beschichtet ist.

2.5.1 Der Abstand zwischen Gain-GEM und Auslesestruktur

In den Detektoren mit der MSGC als Auslesestruktur war zwischen MSGC und der ersten GEM für das ladungsverstärkende Feld ein Abstand nötig. Unter Verzicht auf die MSGC kann die Gain-GEM praktisch ohne Abstand über der Auslesestruktur angebracht werden, da sich der verstärkende Teil des Feldes in den Löchern der

GEM befindet. Dies hat den Vorteil, daß wegen des geringeren Abstandes zwischen GEM und Auslesestruktur die Spannung zwischen diesen Stufen verringert werden kann.

Zunächst sollte in diesem Zusammenhang ein nicht ortsaufgelöster Nachweis betrachtet werden. In diesem Falle kann die Gain-GEM ohne Abstand direkt auf einer unstrukturierten Ausleseplatte befestigt werden[6]. Die Ladungen werden so aus dem Gasraum in die Löcher der Gain-GEM geführt, verstärkt und sofort auf der Auslesefläche neutralisiert. Da so der Driftweg der verstärkten Ladungswolke zur Ausleseplatte nur sehr klein ist, sind die resultierenden Pulse sehr kurz (siehe auch Kap. 1.2.1).

2.5.2 Der gespiegelte Aufbau

In Zukunft sollen CASCADE-Detektoren, um viele GEMs bei geringer Maximalspannung betreiben zu können, um die Auslesestruktur symmetrisch (gespiegelt) sein. Auf beiden Seiten einer Auslese-Elektrode, die die Ladungen aus dem Gasraum abführt, werden je eine Gain-GEM, vier Transfer-GEMs und eine Driftelektrode angebracht. Nach der obigen Schilderung können nun die Gain-GEMs ohne jeden Abstand direkt auf diese Elektrode gelegt werden, wobei die inneren Kupferseiten wie auch die Ausleseelektrode auf Erdpotential liegen.

Die Platte, die die beiden GEMs trennt, kann weggelassen werden, so daß die beiden GEMs direkt aufeinander liegen. Es ist natürlich unmöglich, zwei GEMs derart auszurichten, daß alle Löcher genau übereinander liegen. Dies ist jedoch nicht störend, da schlechtestenfalls die Kupferfläche der einen GEM die Löcher der anderen GEM abschließt, was im Prinzip wieder dem Fall einer durchgehenden Platte unter einer GEM entspricht.

2.5.3 Die Super-GEM als Auslesestruktur

Dieser Abschnitt soll einen Vorschlag darstellen, die sogenannte Super-GEM als ladungsverstärkende Auslesemöglichkeit in Gasdetektoren zu nutzen. Bei der Super-GEM handelt es sich um zwei Kaptonfolien, die voneinander durch eine Kupferschicht getrennt sind. Die äußerenSeiten sind ebenfalls mit Kupfer beschichtet. Wie die GEM weist auch die Super-GEM ein regelmäßiges Lochmuster auf. Im Grunde genommen handelt es sich um zwei übereinandergelegte GEMs, deren Löcher herstellungsbedingt keinen Versatz aufzeigen. Mit der Super-GEM sollten ursprünglich zwei hintereinander geschaltete GEMs ersetzt werden, also Ladungen

[6] Wäre die Ausleseplatte strukturiert, würde die Struktur von der Unterseite der GEM kurz geschlossen. Wäre diese Seite der GEM nicht mit Kupfer beschichtet, wäre die Kapazität zwischen der GEM-Oberseite und den einzelnen Streifen noch sehr groß. Jegliche Signale würden von einem Auslesestreifen auf die Oberseite der GEM und von dort auf jeden anderen Streifen übersprechen und somit auf der gesamten Nachweisfläche zu sehen sein.

von der einen auf die andere Seite transportiert und gleichzeitig in zwei Stufen verstärkt werden. Die Verstärkungseigenschaften der Super-GEM lagen jedoch hinter denen zweier einfacher GEMs zurück. Daher werden derzeit keine Super-GEMs mehr hergestellt.

Zuvor wurde motiviert, zum Auslesen der Detektorsignale zwei GEMs direkt aufeinander anzubringen. Zwei perfekt aufeinander ausgerichete GEMs entsprechen gerade einer Super-GEM. Im Falle des CASCADE-Detektors ist im Gegensatz zu dem ursprünglich angedachten Zweck der Super-GEM die Transfer-Möglichkeit nicht von Interesse. Stattdessen sollen alle Ladungen von der mittleren Kupferschicht an einen Vorverstärker abgeführt werden. Wird an beide Seiten der Super-GEM dasselbe negative Potential und darüber zu den Transfer-GEMs die üblichen Driftfelder angelegt, ergibt sich der in Abb. 2.9 gezeigte Feldlinienverlauf.

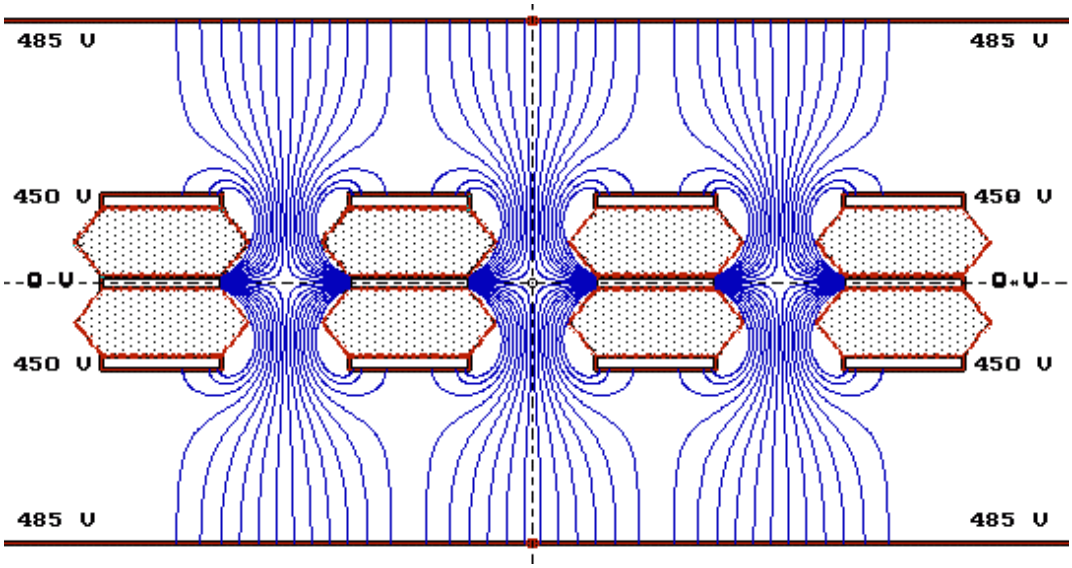

Abbildung 2.9: Simulation des Feldlinienverlaufs einer Super-GEM als Auslesestruktur (simuliert mit [ElFi]). Die Mitte der Super-GEM liegt auf Erdpotential. Die Spannung von der mittleren Kupferfläche zu den Außenseiten beträgt hier 450 V. Die Elektroden oben und unten liegen je auf 485 V.

Gut zu erkennen ist die Schnürung der Feldlinien in den Kaptonlöchern. Da all diese Feldlinien auf der mittleren Kupferfläche enden müssen, findet hier eine zweite, noch engere Schnürung statt[7]. Zusätzlich zu der Verstärkung in den Löchern der Super-GEM findet also eine Verstärkung auch vor der freien Fläche der mittleren Kupferschicht statt. Dies erlaubt wiederum für die gleiche Verstärkung eine geringere Spannung als bei einer normalen GEM und damit eine Verringerung der Gesamtspannung im Detektor.

[7] Die Fläche, durch die die Feldlinien im Loch treten müssen, ist $\pi \cdot (55/2)^2\,\mu\text{m}^2 = 2375\,\mu\text{m}^2$. Sei die Kupferfläche, auf der die Feldlinien enden, 10 μm hoch, dann müssen die von oben kommenden Feldlinien aufgrund der Symmetrie in den oberen 5 μm enden. Mit dem Umfang $2\pi \cdot (95/2)\,\mu$m der Kupferlöcher ergibt dies eine Fläche von 1490 μm^2, was etwa 2/3 der Lochfläche entspricht.

Ein großes Problem stellt die Ortsauflösung mit dieser Form der Auslese dar. Da die Abstände zwischen den Elektroden bei einer Super-GEM, wie sie simuliert wurde, sehr klein sind, ist die Gefahr eines Übersprechens der Signale sehr hoch. Deshalb kommen für die Strukturierung der Kupferflächen nur sehr dünne Streifen in Frage, da sonst jedes Signal von einem Streifen der mittleren Fläche auf die Außenflächen und von dort auf jeden anderen Streifen überspräche.

Kapitel 3

Fertigung des Detektors

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Bau eines CASCADE-Detektors. Dazu wird zunächst die Wahl der verwendeten Materialien und die Vorgehensweise bei der Vorbereitung der GEMs, inklusive ihrer Beschichtung mit Bor, erläutert. Sodann wird erklärt, wie die einzelnen Teile miteinander zu einem Detektor zusammengestellt werden. Ein Detektor, der nach dieser Anleitung gefertigt wird, muß nur noch an eine Hochspannungs- und Gasversorgung, sowie die Signalausleseelektronik angeschlossen werden.

Um einfach eine Kaskade von GEMs zusammenstellen zu können, werden die GEMs auf Rahmen geklebt. Je eine auf einen Rahmen geklebte GEM ergibt ein sogenanntes Modul, wie auch die auf einen Rahmen geklebte Auslesestruktur. Ein kompletter Detektor besteht aus einem Stapel von bis zu 11 solcher Module. Diese werden aufeinandergelegt und gegeneinander gedichtet. Die einzelnen Module eines Detektors sollen bequem auszutauschen sein, um so im Falle eines Defekts an einer einzelnen GEM nicht den gesamten Detektor zu verlieren.

Im gespiegelten Aufbau wird der Detektor um die Auslesestruktur symmetrisch aufgebaut. Hier wird der Stapel der Module oben und unten durch borbeschichtete Aluminium-Platten, die Driftelektroden, abgeschlossen. Auf einer Seite wird auf einem isolierenden Abstandshalter eine Aluminiumplatte angebracht, die die Anschlüsse des Detektors trägt. Für Auslesestruktur und Elektronik stellt diese Platte die Referenzerde dar. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau eines ungespiegelten Detektors.

3.1 Materialien und Vorbereitungen

Im folgenden wird die Wahl des Rahmenmaterials und des verwendeten Klebstoffs erläutert und die Vorgehensweise zur Vorbereitung der GEMs für den Bau eines Detektors dargestellt.

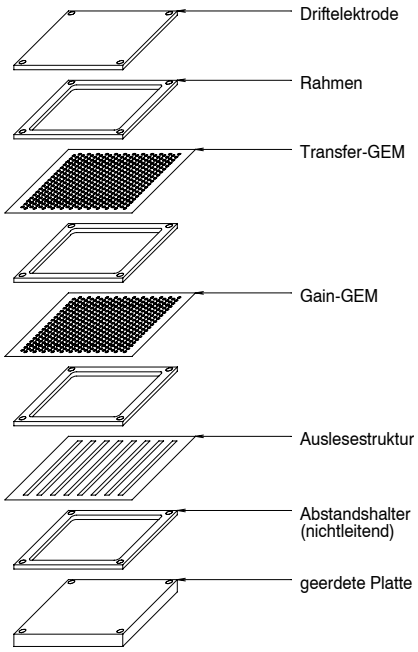

Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau eines zweistufigen Detektors

3.1.1 Das Rahmenmaterial

Das Rahmenmaterial muß einen kleinen Streuquerschnitt für Neutronen haben, billig und außerdem einfach in Handhabung und Bearbeitung sein. Die Auswahl beschränkt sich so auf Aluminium und Glas.

Testdetektoren, bei denen durch den Detektor verursachte Neutronenstreuung unwichtig war, wurden aufgrund vorhandener Erfahrungen der HERA-B Gruppe [Hil99] aus GFK-Rahmen gebaut.

Aluminium verdient aufgrund seiner elektrischen Leitfähigkeit besondere Aufmerksamkeit. Einerseits ist es wünschenswert, daß der Rahmen, auf den die GEM geklebt ist, auf einem definierten elektrischen Potential liegt. Um einen möglichst homogenen Feldverlauf zwischen den GEMs zu erreichen, sollte der Rahmen auf ein passendes Potential gelegt werden. Eine Verzerrung des Feldes durch das Potential des Rahmens läßt sich jedoch nicht vermeiden. Bei Aluminiumrahmen sind gerade wegen der elektrischen Leitfähigkeit, im Gegensatz zu Glasrahmen, zusätzliche Isolierungen nötig. Es gibt zwei Möglichkeiten, Aluminiumrahmen zu vewenden:

- Der Aluminiumrahmen wird von den beiden ihn berührenden GEMs elektrisch isoliert und auf ein Potential gelegt, das dem mittleren elektrischen Potential der beiden GEM-Seiten entspricht, die ihn einschließen (vgl. 3.2).
- Zwei GEMs werden voneinander durch zwei Rahmen getrennt. Jeder dieser Rahmen liegt auf dem Potential der ihn berührenden GEM. Dabei dürfen die

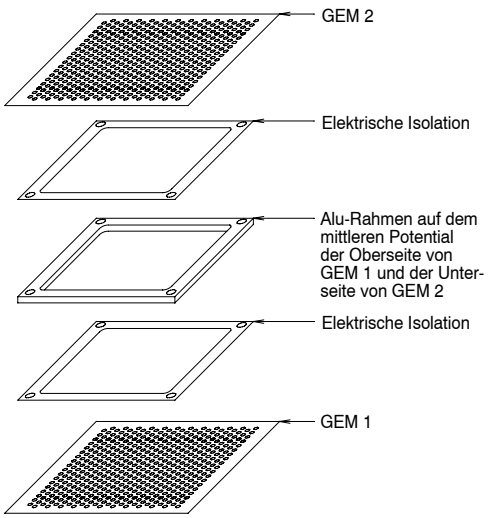

Abbildung 3.2: Ein Aluminium-Rahmen zwischen zwei GEMs.

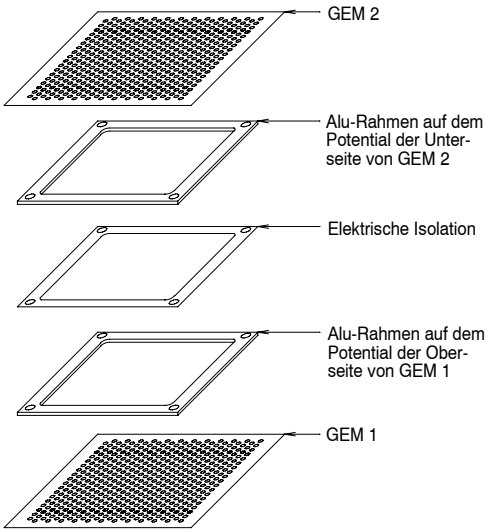

Abbildung 3.3: Zwei Aluminium-Rahmen mit halber Gap-Höhe zwischen zwei GEMs.

Rahmen nur die halbe Gap-Höhe (1.5 mm) haben und müssen gegeneinander isoliert werden (vgl. 3.3).

Die Isolierungen müssen in beiden Fällen Potentialunterschiede von mehr als 100 Volt auf wenigen μm isolieren. Um hohe Feldstärken und damit eine Überschlagsgefahr zu vermeiden, müssen die Kanten der Aluminiumrahmen abgerundet werden.

Glas übernimmt als Rahmenmaterial direkt die Isolation der GEMs voneinander. Der ungelochte, 3 mm breite Kupferrand der GEMs sorgt schon im Bereich des Rahmens für eine Homogenisierung des elektrischen Feldes zwischen den GEMs.

Allerdings kann sich der Glasrahmen elektrisch aufladen, was zu plötzlichen Entladungen führen kann. Im Betrieb wurden solche Entladungen beobachtet, wenn Feldstärken von mehr als 1.3 kV/cm zwischen zwei GEMs, die ausschließlich mit Glasrahmen voneinander getrennt waren, angelegt wurden[1]. War eine Dichtung zwischen den Glasrahmen, zeigten sich diese Entladungen erst bei Feldstärken von 2 kV/cm.

Weiterhin stellt sich bei einer Aufladung des Glasrahmens am Rand des Detektors zwischen zwei GEMs ein undefiniertes Potential ein. Die genaue Auswirkung der daraus resultierenden Feldverzerrung auf die Homogenität des Detektors ist noch nicht geklärt. Diese Probleme könnten durch das Aufbringen einer hochohmigen Schicht (z.B. einer dünnen Borschicht) auf die Innenseite der Glasrahmen gelöst werden.

Sowohl Aluminium als auch Glas haben als Rahmenmaterial ihre Vor- und Nachteile. Um bei Aluminium die elektrische Isolation der Rahmen gegeneinander bzw.

[1]Solche Feldstärken werden im normalen Detektorbetrieb nicht erreicht (vgl. Kap. 4.2)

gegen die GEMs zu verwirklichen, sind hier dünne, auf den Rahmen geklebte Isolatorschichten (und damit 50 % mehr Klebungen als bei der Verwendung von Glasrahmen) nötig.

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgrund dieses Problems keine elegante Möglichkeit gefunden, Aluminiumrahmen einzusetzen. Es wurden daher Glasrahmen verwendet, die von der Firma Maier [Mai] im Wasserstrahlschneideverfahren hergestellt wurden. Diese Rahmen sind 3 mm hoch, die Stegbreite beträgt 4.5 mm. Die eingeschlossene Fläche der Rahmen ist $102 \times 102\,\mathrm{mm}^2$ groß.

3.1.2 Der Klebstoff

In [Hil99] wurden verschiedene Klebstoffe für den Bau des inneren Spurkammersystems (GEM-MSGC) bei HERA-B getestet. Da diese Applikation große Ähnlichkeiten zum Bau eines CASCADE-Neutronendetektors aufweist, konnte hier auf einen reichen Erfahrungsschatz zurückgegriffen werden. Aus den in [Hil99] erlangten Ergebnissen wurde entnommen, daß sich der Klebstoff Stycast 1266 [Sty] für die Klebung von GEMs auf die Rahmen eignet, da er gute Klebeeigenschaften auf Glas, GFK und Kapton sowie eine große Hochspannungsfestigkeit besitzt. Stycast 1266 ist strahlenhart und aufgrund seiner geringen Viskosität und langen Topfzeit[2] leicht zu verarbeiten. Weiterhin wurde Stycast 1266 in [Cap01] auf sein Ausgasungsverhalten und damit den Alterungseffekt auf Gasdetektoren getestet und für tauglich befunden.

Die zwei Komponenten A und B des Klebstoffes werden vor der Durchmischung auf 10 mg genau abgewogen. Für alle Klebungen, die innerhalb einer Stunde vorgenommen werden, werden $10 - 15\,\mathrm{g}$ Klebstoff angerührt[3]. Um Bläschenbildung während der Durchmischung der Komponenten zu vermeiden, wird der Kleber 10 Minuten lang unter Vakuum gerührt.

3.1.3 Das Dichtmittel

Um die Module einfach und trennbar gegeneinander zu dichten, wurde ein Zweikomponentendichtstoff auf Silikonbasis vom Typ R32-2186 der Firma NuSil Technology [Nus] verwendet.

Dieser Dichtstoff wurde durch die Firma Polytec nach Schilderung des Problems für die Dichtung der Module gegeneinander empfohlen, da während der Aushärtung keine Vernetzungsprodukte abgesondert werden. Der Dichtstoff muß aber noch eingehend auf seine Beständigkeit unter Bestrahlung sowie Auswirkungen auf die Alterung eines CASCADE-Detektors getestet werden.

[2] Als Topfzeit wird derjenige Zeitraum bezeichnet, innerhalb dessen ein Kleber nach dem Vermischen einwandfrei zu verarbeiten ist.

[3] Diese Menge ist weit mehr, als tatsächlich benötigt wird. Je größer die Gesamtklebermenge ist, desto genauer kann das Mischungsverhältnis der beiden Komponenten erreicht werden.

Im Zusammenhang mit Silikonen in Gasdetektoren muß auf die Erfahrungen, die mit sogenannten Straw-Tubes[4] des ATLAS Experiments ([Rom01]) gemacht wurden, hingewiesen werden. Die Straw-Tubes hatten oft nach intensiver Bestrahlung Siliziumablagerungen am Zähldraht, wenn Silikone oder silikonhaltige Stoffe beim Bau des Detektors verwendet wurden. Diese Detektoren zeigten massive Alterungserscheinungen. Dies wirkt sich in einer Abnahme der Gasverstärkung mit der Zeit aus. Der störende Effekt war jedoch anscheinend nicht die Passivierung des Zähldrahtes durch die Siliziumschicht. Vielmehr führten diese Ablagerungen offenbar zu einer ausreichenden Verdickung des Zähldrahtes, um eine merkliche Verringerung der maximalen Feldstärke im Zählgas zu bewirken. Daraus folgte eine massive Verringerung des Gains bei gleicher am Zähldraht angelegter Spannung [Wal01]. Da in einem CASCADE-Detektor aber der Gain nicht an einer Oberfläche, sondern innerhalb der Löcher einer GEM entsteht, sollten feine Siliziumablagerungen auf den GEMs keine negativen Auswirkungen auf ihre Betriebseigenschaften haben.

Inzwischen ist unklar, ob diese Form der Dichtung weitere Verwendung finden wird. Unter Druck haftet die Dichtung auf beiden Rahmen, die sie gegeneinander dichtet. Wird der Druck gelöst, bleibt die Haftung bestehen. Bei den ursprünglich eingesetzten GFK-Rahmen war dies nicht störend, da sich GFK leicht biegen läßt. Den dadurch ausgelösten punktuell auftretenden Schälkräften konnte die Haftwirkung der Dichtung nicht standhalten. Glasrahmen hingegen sind starr - jede aufgebrachte Kraft verteilt sich auf die gesamte Rahmenfläche. Die Haftung stellt sich in diesem Falle als so hoch heraus, daß die Rahmen kaum voneinander zu trennen sind.

3.1.4 Konditionierung der GEM-Folien

Zunächst werden die GEM-Folien durch Ultraschallbäder in Isopropanol und Aceton gereinigt. Anschließend werden sie konditioniert.

Mit Konditionierung wird das Gewöhnen einer GEM an Hochspannung bezeichnet. Diese Konditionierung ist nötig, da unkonditionierte GEMs keine Hochspannungsfestigkeit besitzen: Wird eine unkonditionierte GEM innerhalb weniger Minuten auf ihre Betriebsspannung von etwa 350 Volt hochgefahren, wird es in den meisten Fällen schon vor Erreichen dieser Spannung einen Überschlag zwischen den Kupferschichten der GEM geben. An der Stelle des Überschlags wird das Kapton der GEM carbonisiert. Bei einer solchen GEM besteht ein Kurzschluß zwischen Ober- und Unterseite, die Folie ist somit unbrauchbar. An konditionierten GEMs kann hingegen die Spannung ohne die Gefahr eines Defekts innerhalb weniger Minuten hochgefahren werden.

Die Konditionierung wird wie folgt vorgenommen: In einer Stickstoffumgebung wird die Spannung an der GEM über mehrere Stunden in 1 Volt Schritten bis zu einer Spannung von 450 Volt erhöht. Diese Maximalspannung wird über einige

[4] im Grunde genommen sehr dünne Zählrohre

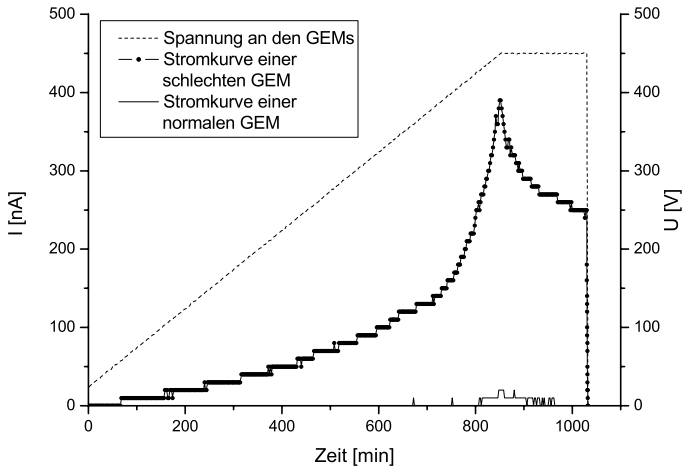

Abbildung 3.4: Der Konditionierungsverlauf einer schlechten GEM. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf der angelegten Spannung über die Zeit. Die durchgezogene Kurve zeigt den dabei aufgetretenen Stromfluß in nA. Der Strom steigt zunächst exponentiell mit der Spannung an, nimmt aber mit der Zeit bei konstanter Spannung wieder ab. Zum Vergleich wurde auch der Konditionierungsverlauf einer normalen GEM mit in die Graphik genommen.

Stunden gehalten. Dabei fließende Ströme werden mit einer Auflösung von 10 nA gemessen und aufgezeichnet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konditionierungsstand aufgebaut, mit dem vollautomatisiert die gleichzeitige Konditionierung von bis zu 16 GEM-Folien möglich ist. Dieser Stand besteht aus drei Plexiglasboxen, die an einer Stickstoffversorgung angeschlossen sind. Während eine der Boxen nur für die Lagerung der GEMs eingesetzt wird, sind in die anderen beiden Boxen gasdichte Hochspannungsdurchführungen eingebaut. In den Boxen befindet sich eine Vorrichtung, in der die GEMs an die einzelnen HV-Kanäle angeschlossen werden können. Die Spannungsversorgungen für beide Boxen wird über ein 2-Kanal Hochspannungsnetzgerät vom Typ NHQ 205M der Firma Iseg [Isg] bereitgestellt. Die beiden Spannungen werden in ein A339 HV-Current Meter gespeist und auf 2×8 HV-Kanäle verteilt. Der Strom an jedem dieser 16 Kanäle wird einzeln ausgelesen und überwacht. Die Steuerung von NHQ und A339 sowie die Aufnahme der gemessenen Ströme wird mit einem Computer-Programm vorgenommen, das über die serielle Schnittstelle mit den Geräten kommuniziert. Die gesamte Konditionierung wird durch dieses Programm gesteuert und protokolliert. Die Daten der Konditionierung werden gespeichert. So können Erfahrungen gesammelt werden, wie sich eine GEM aufgrund ihrer Konditionierungseigenschaften im Betrieb verhalten wird. Im Laufe der Arbeit wurde dem Programm zu der reinen Steuerung des Konditionierungsprozesses eine komfortable graphische Benutzeroberfläche zugefügt. Im Anhang findet sich ein Bild dieses Aufbaus (Abb. B.1).

Im Normalfall ist der während der Konditionierung an einer GEM fließende Strom nie größer als 20 nA. Bei einigen GEMs kann hingegen beobachtet werden, wie mit

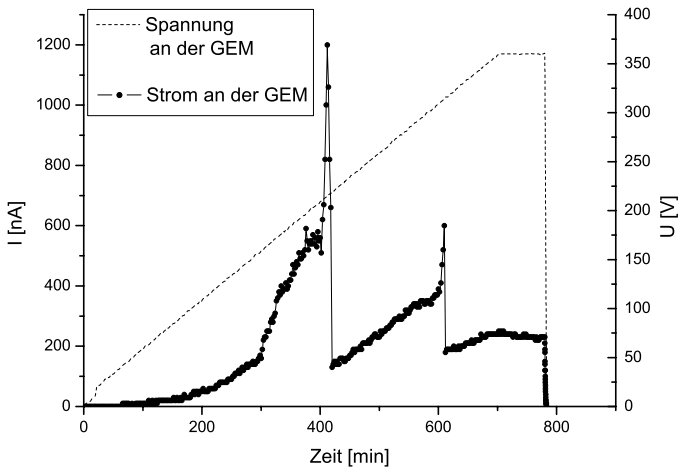

Abbildung 3.5: Ein besonderer Konditionierungsverlauf. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf der angelegten Spannung über die Zeit. Die durchgezogene Kurve zeigt den dabei aufgetretenen Stromfluß in nA. Nach etwa 300 Minuten steigt der Strom plötzlich stark an, fällt aber nach einiger Zeit wieder auf den Wert zurück, bei dem der starke Anstieg anfing. Die zweite Spitze zeigt ein ähnliches Verhalten. Es ist zu beachten, daß bis zum Runterfahren der Spannung jeder Meßpunkt vom vorherigen etwa 2 Minuten entfernt ist, daß es sich also bei den Spitzen nicht um kurzzeitige Entladungen handelt, sondern um über einige Minuten auftretende hohe Ströme.

wachsender Spannung der Strom an der GEM ansteigt, im Laufe der Konditionierung aber langsam wieder abfällt (siehe Abb. 3.4 und Abb. 3.5).

Konditionierungseffekte

Die Literatur gibt keine Hinweise darauf, was während der Konditionierung einer GEM passiert. Die meisten GEMs weisen während ihrer Konditionierung keinen zeitlich andauernden Stromfluß auf. Über wenige Sekunden auftretende kleine Ströme sind eine Folge des Aufladens der relativ großen Kapazität einer GEM. Der Konditionierungseffekt findet auch statt, ohne daß ein Stromfluß innerhalb des Meßbereichs gemessen wird, da nach der Konditionierung die Spannung an der GEM schnell erhöht werden kann.

Eventuell handelt es sich um einen Heilungsprozeß von Störstellen in dem Kapton, das die Kupferschichten voneinander isoliert. Wird schnell eine hohe Spannung an der GEM angelegt, könnten diese Störstellen in Kombination mit dem starken elektrischen Feld (etwa $\frac{350V}{50\mu m} = 7 \cdot 10^4 \frac{V}{cm}$) eine lokale Veränderung des Polymers und dadurch einen Überschlag verursachen. Durch das sehr langsame Anfahren der Hochspannung können einzelne Elektronen vom Kapton in das Kupfer oder umgekehrt diffundieren, so daß eine Neutralisation der Störstellen stattfindet. Dieser Erklärungsversuch ist mit dem Konditionierungsverhalten der meisten GEMs vereinbar, da der bei diesem Effekt auftretende Stromfluß weit außerhalb des Meßbereichs sein müßte. Sobald aber wie in Abb. 3.4 und Abb. 3.5 über lange Zeit Ströme von einigen 100 nA fließen, versagt der Erklärungsversuch.

Möglicherweise treten in diesen Fällen an einzelnen Unregelmäßigkeiten in der Kupferfläche der GEM derart hohe Feldstärken auf, daß Feldemission stattfindet. Durch die austretenden Elektronen können dann im Bereich der Spitze die Atome des Schutzgases ionisiert werden. Die Elektronen würden durch ein Loch der GEM auf die andere Seite der GEM geführt und könnten so einen Stromfluß verursachen. Ähnlich wie bei einem Sputtervorgang könnten die ionisierten Gasatome in die Kupferspitze, die für die Feldverzerrung verantwortlich ist, einschlagen und sie dadurch langsam abtragen. Dabei würde über die Zeit die Feldverzerrung immer schwächer und schließlich nicht mehr ausreichen, um diesen Prozeß aufrecht zu erhalten. Wäre dieser Vorgang der entscheidende Konditionierungseffekt, würde aber nur eine Seite der GEM konditioniert werden, weil die ionisierten Gasatome nur in die Kathodenseite der GEM einschlagen würden. Dies widerspricht jedoch der Erfahrung, daß eine einmal konditionierte GEM für jedwede Polung hochspannungsfest ist.

Auch ein Oberflächeneffekt stellt eine mögliche Erklärung dar. Jede freie Ladung auf der Oberfläche der GEM oder den unvermeidlich vorhandenen Schmutzpartikeln bindet aufgrund der Polarität von Wasser Feuchtigkeit, die eine begrenzte Leitfähigkeit der GEM-Seiten zueinander bewirkt. Eine langsame Passivierung der Oberfläche führt zu einer geringeren Oberflächenfeuchtigkeit.

Letztendlich ist es denkbar, daß beim Auftreten hoher Ströme (im Bereich von μA) auch makroskopische Schmutzpartikel in der GEM verschmoren.

Wahl der GEMs

Insgesamt werden drei Konditionierungen an einer GEM vorgenommen: vor der Beschichtung, nach der Beschichtung und nach der Klebung der GEM. Auf diese Weise wird überprüft, ob die GEMs die einzelnen Stufen der Verarbeitung ohne Schaden überstanden haben.

Für Detektoren mit einer aktiven Fläche von $(10 \times 10)\,\mathrm{cm}^2$ werden ausschließlich GEMs verwendet, an denen während keiner Konditionierung mehr als 100 nA flossen, und bei denen zum Ende der Konditionierungen keine Ströme, die größer als 20 nA waren, gemessen wurden.

3.1.5 Beschichtung einer GEM mit Bor

In [Fio99] und [Kle00] wurde eine Reihe von Methoden zur Beschichtung von GEMs mit dünnen Borschichten vorgestellt und diskutiert. Verschiedene industrielle Methoden zur Erzeugung von Borschichten kommen aufgrund der dabei auftretenden hohen Temperaturen für die Beschichtung einer GEM nicht in Frage. Eine sehr einfache und elegante Beschichtungsmethode stellt die Elektrophorese dar, bei der Bor aus einer Suspension auf ein Substrat abgeschieden wird. Auf diese Weise

werden sehr homogene und genügend haltbare Schichten erzielt, jedoch fehlte allen so beschichteten GEMs die nötige Hochspannungsfestigkeit. Aus diesem Grund mußte diese Art der Beschichtung aufgegeben werden.

Die noch verfolgten Methoden zum Beschichten von GEMs mit Bor sind das thermische Verdampfen in einer Elektronenstrahlverdampfungsanlage sowie das Hochfrequenz-Sputtern. Die auf diese Weisen beschichteten GEMs behalten im allgemeinen ihre Hochspannungsfestigkeit. Weiterhin sind die aufgetragenen Schichten wischfest und sehr homogen.

Aufdampfen von Bor

Da Bor einen sehr hohen Schmelz- und Siedepunkt hat (vgl. 2.1), ist es nicht möglich, eine größere Menge Bor in einem Tiegel zu erhitzen und zu verdampfen. Dies würde enorme Anforderungen an die thermische Beständigkeit der Verdampfungsanlage und des über dem Bor angebrachten Substrates stellen. Es ist aber aufgrund der niedrigen Wärmeleitfähigkeit von Bor möglich, mit Hilfe eines Elektronenstrahls das Bor in einem kleinen Bereich aufzuschmelzen und punktuell zu verdampfen. Das verdampfte Bor steigt über dem Tiegel auf und kondensiert auf den darüber eingespannten GEMs.

Auf diese Weise werden in wenigen Stunden Borschichten mit Dicken im μm-Bereich auf die GEMs aufgedampft. Mit der zur Verfügung stehenden Bedampfungsanlage ist es schwierig, den Bedampfungsprozeß soweit zu kontrollieren, daß nicht durch ungleichmäßige Hitzezufuhr plötzliche Eruptionen flüssigen Bors auftreten. Durch solche Eruptionen können sehr heiße, makroskopische Borpartikel auf die über dem Bor angebrachten GEMs geschleudert werden, was eine getroffene GEM in der Regel unbrauchbar macht. Inzwischen ist das Verfahren soweit unter Kontrolle, daß die meisten GEMs (mehr als 90 %) die Beschichtung unbeschadet überstehen.

Hochfrequenzsputtern

Beim Sputtern wird ein leitendes Sputtertarget auf negatives Potential gelegt. Vor dem Target wird in einem Sputtergas (typischerweise Argon) ein Plasma gezündet. Die Ionen des Plasmas werden daraufhin zum Target hin beschleunigt und schlagen dort einzelne neutrale Atome heraus. Die herausgeschlagenen Atome diffundieren durch die Sputteranlage und setzen sich auf dem in der Nähe angebrachten Substrat ab.

Nichtleitende Target-Materialien wie Bor können die auftreffenden Ionen nicht neutralisieren. Damit die Ionen das Target nicht elektrostatisch abschirmen, muß zum Sputtern nichtleitender Materialien ein Hochfrequenzplasma gezündet werden.

Im Normalfall wird nur ein kleiner Bereich des Targets von den Ionen des Plasmas getroffen. In einem Sputtertarget wird also nicht das gesamte Material genutzt.

Da Bor aufgrund seines hohen Schmelzpunktes nicht ohne weiteres aufgeschmolzen und zu einem neuen Sputtertarget geformt werden kann, wurde Sputtern als Möglichkeit zur Beschichtung von GEMs zunächst nicht in Betracht gezogen. Inzwischen wurden Sputteranlagen gefunden, die ein horizontal angebrachtes Sputtertarget nutzen, über dem das Substrat angebracht wird. Hier kann feinkörniges, auf die Targethalterung gepresstes Borpulver als Target dienen. Nach dem Sputtervorgang kann das übrig gebliebene Borpulver auf dieser Fläche neu verteilt und gepreßt werden, weshalb das gesamte Material genutzt werden kann.

Auf GEMs aufgesputterte Borschichten sind sehr homogen. Das Herausschlagen makroskopischer, heißer Partikel kommt beim Sputtern nicht vor, weshalb hier die GEMs nicht so leicht beschädigt werden. Leider stand keine geeignete Sputteranlage zur Verfügung, um größere Flächen als $(5 \times 5)\mathrm{cm}^2$ besputtern zu können. Daher wurden die in dieser Arbeit verwendeten GEMs ausschließlich durch Bedampfung mit Bor beschichtet.

3.1.6 Das Spannen der GEMs

Um eine höchstmögliche Feldhomogenität zwischen den GEMs zu wahren, müssen die Folien möglichst straff auf die Rahmen gespannt werden. Aus diesem Grund werden die GEMs vor der Klebung auf einem Spanntisch vorgespannt. Zusätzlich ist es möglich, die GEMs reversibel aufzuquellen. Wird eine aufgequollene GEM-Folie auf einen Rahmen geklebt und danach die Aufquellung rückgängig gemacht, spannt sich die Folie selbst. Eine solche reversible Aufquellung kann beispielsweise durch eine Lagerung in DME (Dimethylether) erreicht werden.

Schließlich muß beachtet werden, daß sich Rahmen aus GFK und Metallen unter dem Zug der aufgeklebten GEM verbiegen. Dem kann begegnet werden, indem vor der Klebung der Rahmen selbst eine Vorspannung erhält.

Messungen zum Durchhängen an einer in DME gelagerten und im Spanntisch vorgespannten GEM-Folie, die auf einen $(10 \times 10)\,\mathrm{cm}^2$ großen Glasrahmen geklebt wurde, ergaben, daß das Aufbringen einer Kraft von 0.8 N auf die Mitte der GEM diese um 1 mm durchdrückte. Angenommen, die gesamte Masse einer GEM (ca. 2.5 Gramm) sei in ihrem Mittelpunkt vereint, ergibt sich damit als Obergrenze für das Durchhängen der GEM aufgrund ihres Eigengewichts ein Wert von etwa $30\,\mu$m. Dies entspricht einer maximalen Abstandsungenauigkeit von 1 % und wird als gering genug erachtet. Elektrostatische Kräfte, die die an Hochspannung gelegten GEMs im Betrieb aufeinander ausüben, heben einander auf, da die Feldstärken oberhalb und unterhalb einer GEM im Betrieb aufgrund gleicher Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Stufen gleich sind.

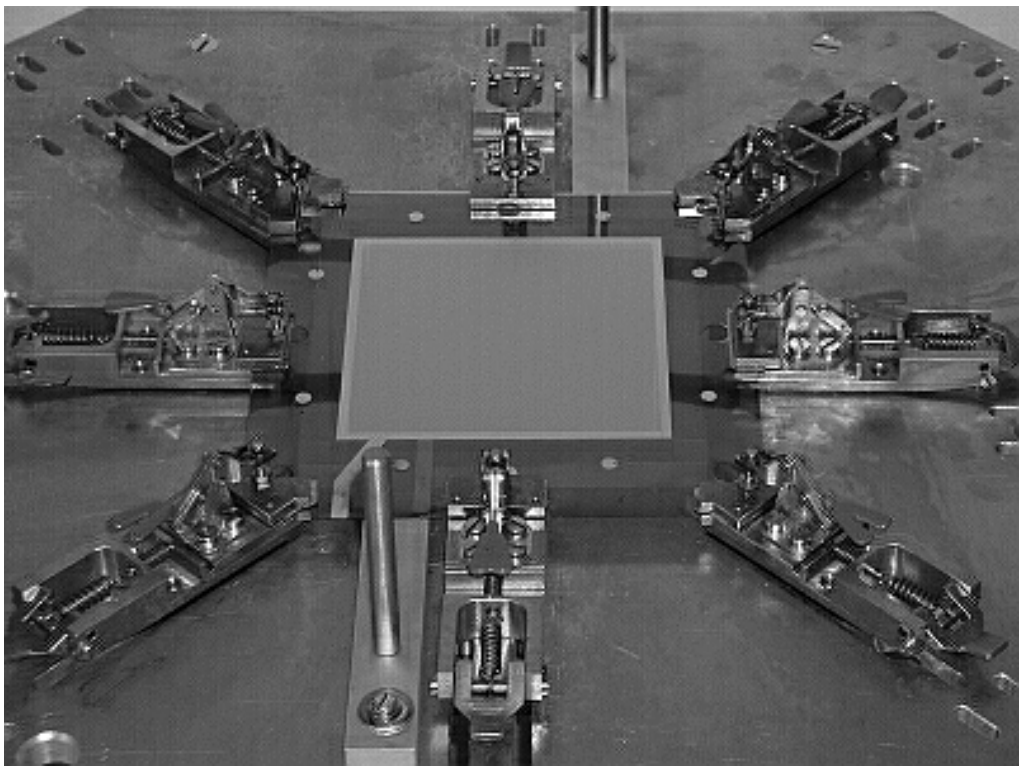

Abbildung 3.6: Das Spannen einer GEM im Spanntisch. Unter der GEM liegt eine Platte, die nach der GEM ausgerichtet und dann mit Schrauben am Spanntisch fixiert wird. Zwei Ausläufer der Platte halten je eine Paßstange.

3.2 Der Bau der Module und des Detektors

Nachdem im vorangegangenen Teil die Wahl und Vorbereitung der einzelnen Komponenten beschrieben wurde, wird im folgenden detailliert dargestellt, wie die Rahmen und Folien zu Modulen und die Module zum Detektor zusammengebaut werden.

3.2.1 Das Kleben der GEMs auf die Rahmen

Eine konditionierte und beschichtete GEM-Folie wird auf einen Glasrahmen geklebt. Das Kleben der Auslesestruktur ist dazu vollkommen analog.

Die zu klebende Folie wird im Spannrahmen eingespannt. Unter der GEM liegt in 1/10 mm Abstand eine Platte, die mit Hilfe von Positionsmarken nach der GEM ausgerichtet wird, und die zwei Paßstangen hält (vgl. Abb. 3.6).

Der Rahmen wird in Isopropanol und Aceton gereinigt und in einer Halterung befestigt. Zum Aufbringen des Klebstoffs auf den Rahmen wird eine computergesteuerte Klebemaschine vom Typ AUTOMOVE der Firma Asymtek [Asy] verwendet. Es handelt sich dabei um einen in allen 3 Raumrichtungen beweglichen

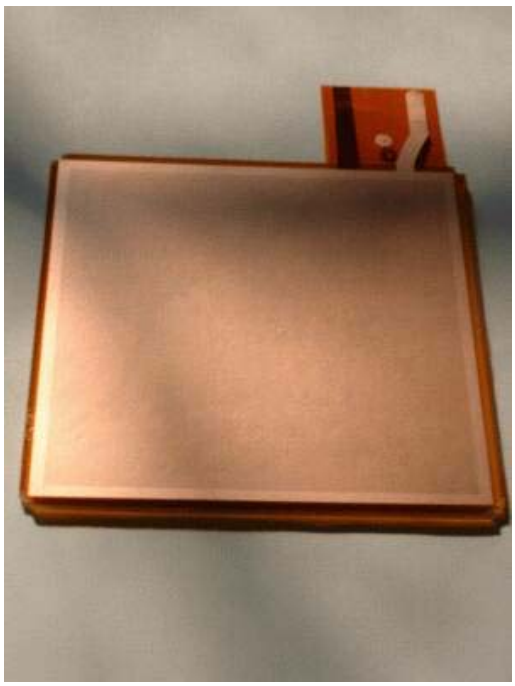

Abbildung 3.7: Eine unbeschichtete GEM nach der Klebung.

Spritzenhalter, an dem eine Einwegspritze mit Dosiernadel angebracht wird. Die Spritze wird mit dem Klebstoff gefüllt. Der Klebstoff wird mit Druckluft aus der Spritze gedrückt, während die Dosiernadel über das Werkstück fährt. Die Gesamtklebermenge, die auf einen einzelnen Rahmen für GEMs der Fläche $10 \times 10\,\mathrm{cm}^2$ aufgebracht wird, ist etwa 5 mg.

Der Klebevorgang wird von dem Programm "Fluidmove" gesteuert. Dieses Programm ermöglicht das automatische Abfahren beliebiger Konturen. Mit Hilfe dieser Apparatur gelingt es, sauber und reproduzierbar Klebstoff in feinen Linien auf dem zu klebenden Rahmen zu verteilen.

Der mit einer Klebespur benetzte Rahmen wird in seiner Halterung über die Paßstangen positionsgenau abgesenkt. Nach der Aushärtezeit von 16 Stunden bei Raumtemperatur wird die nun geklebte GEM nochmals konditioniert. Damit wird ihre Hochspannungsfestigkeit für den Detektorbetrieb endgültig sichergestellt. Abbildung 3.7 zeigt eine geklebte, unbeschichtete GEM.

3.2.2 Vom Modul zum Detektor

Um Verunreinigungen des Zählgases vorzubeugen, müssen die einzelnen Module gegeneinander und die äußersten Module gegen die Driftelektroden abgedichtet werden. Dies könnte durch einfaches Verkleben der Module miteinander erreicht werden. Dadurch wird jedoch die Möglichkeit genommen, einzelne Module

des Detektors nachträglich auszutauschen. Einen einfachen Viton-Ring oder ein Teflon-Band als Dichtung zu nutzen ist grundsätzlich möglich, schafft aber viele zusätzliche zum Bau notwendige Einzelteile.

Der in Kap. 3.1.3 beschriebene Zwei-Komponentendichtstoff ist nach der Vermischung viskos. Er kann daher mit der Klebemaschine auf den Modulen in dünnen Linien aufgebracht werden. Nach der vollständigen Vernetzung der beiden Komponenten bleibt der Dichtstoff elastisch und haftet auf der Oberfläche, auf der er aushärtet.

Das Kapton der GEM, das über den beklebten Rahmen hinaus steht, wird mit einem Skalpell abgetrennt. Der Klebstoff, der die GEM auf dem Rahmen hält, verhindert dabei ein Einreißen der Folie. Die Dichtungen werden mit der Klebemaschine analog zum Aufbringen des Klebstoffes auf die unbeklebten Rahmenseiten sowie die Driftelektrode verteilt[5]. Der Dichtstoff vernetzt in einem Ofen über 30 Minuten bei 100°C. Damit sind die Module fertiggestellt.

Die Module werden über vier Führungsschrauben aufeinandergesetzt, wobei die Schrauben von Rahmen und Driftelektroden durch ein Keramik- oder Glasröhrchen elektrisch isoliert sind. Dabei wird die Ausrichtung so gewählt, daß die verbliebenen Kapton-Überstände, die die Spannungszuführungen für die GEMs tragen, auf einer Detektorseite liegen.

Auf einer Seite des Detektors (im ungespiegelten Aufbau auf der Seite der Auslesestruktur) wird ein Abstandshalter (eventuell mit Beamstop) angebracht, auf dem die Rückplatte montiert wird. Diese Platte trägt im Betrieb die Vorverstärkerelektronik und die Kontakte für Spannungs- und Gasversorgung (siehe auch Abb. 3.8).

Die Schrauben werden fest angezogen. Dabei wird durch die Schrauben eine Kraft auf die Ecken des Detektors ausgeübt. Diese Kraft wird durch die Dicke der äußeren Driftelektrode auf der einen Seite und die Rückplatte auf der anderen Seite auf die gesamte Rahmenfläche verteilt. So werden die Silikonstreifen auf den Rahmenflächen gleichmäßig zusammengepreßt und somit eine optimale Dichtung erreicht.

3.2.3 Anschlüsse des Detektors

Sind die Module miteinander zur Detektoreinheit verbunden, werden die Gas- und Hochspannungsversorgung sowie die Signalleitungen der Auslesestruktur angeschlossen.

[5] Um die GEM, die schon auf den Rahmen geklebt ist, nicht zu verletzen, wird ein unbeklebter Rahmen in die Klebe-Halterung gelegt. Der Rahmen, auf den die Dichtung aufgebracht werden soll, wird über Paßstifte auf dem anderen Rahmen positioniert. Die GEM liegt dabei zwischen den Rahmen. So liegt die aktive Fläche der GEM an keiner Stelle auf, während die unbeklebte Rahmenseite von oben mit dem Dichtstoff versehen wird.

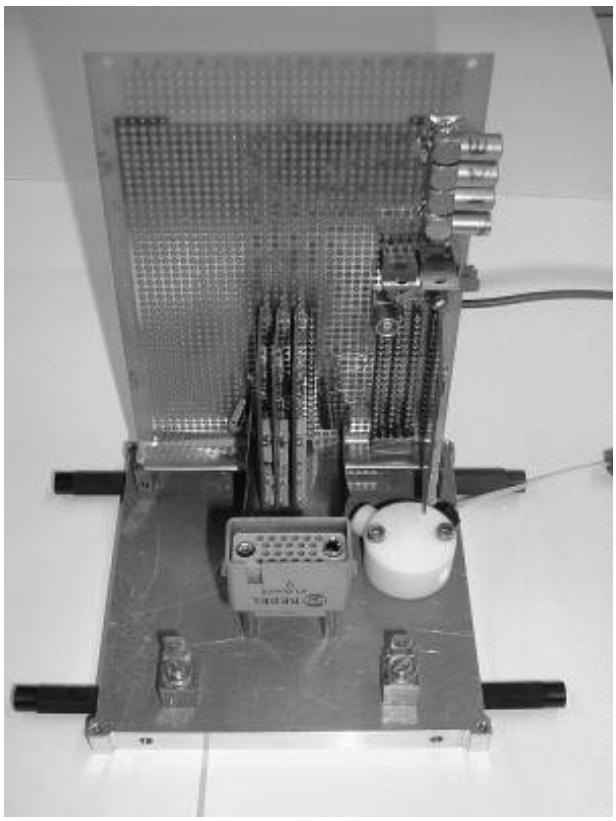

Abbildung 3.8: Die Rückplatte eines Detektors.

Die Rückplatte

Die Rückplatte des Detektormoduls ist der Träger für die Ausleseelektronik und stellt die Anschlüsse für die Hochspannung und die Gasversorgung bereit. Ein sicherer Anschluß der Hochspannung für die GEMs und die Driftelektroden wird durch einen Steckkontakt der K-Serie der Firma Redel [Red] gewährleistet. Die Gasversorgung wird über Teflon-Schläuche an ein übliches Parker-Lok System angeschlossen.

Spannungsversorgung

Die Kontakte der HV-Buchse auf der Rückplatte des Detektors werden mit isolierten Drähten zu den GEMs geführt und dort angelötet. Parallel zu dieser Verbindung wird jeder Kontakt einzeln über eine Kapazität gegen Erdpotential geleitet, um so die eingespeiste Hochspannung von hochfrequenten Störungen zu befreien. Damit wird der Einfang eines Rauschens auf den Auslesestreifen über die GEMs vermieden.

Im endgültigen Detektordesign werden alle GEMs einen Kaptonüberstand besitzen, auf dem die Kupferelektroden aufgebracht sind, über die die Kontaktierung

der Folie vorgenommen wird (bisher werden solche GEMs nur als Gain-GEM eingesetzt). Diese Überstände werden dann an der Detektorseite zur Rückplatte geklappt, damit keine Kabel mehr zu den GEMs geführt werden müssen.

Gassystem

Um den Detektor mit Zählgas spülen zu können, werden ein Gaseinlaß und ein Gasauslaß an den Detektor montiert. Hierzu gibt es in den Driftelektroden je ein 1.1 mm großes Loch, in die je ein PTFE-Schlauch geklebt wird. Diese Klebungen werden mit dem Klebstoff "Torr Seal" der Firma Varian [Var] vorgenommen. Torr Seal ist ähnlich wie Stycast 1266 hochspannungsfest und hat nach [Cap01] keinen Alterungseffekt auf Gasdetektoren. Im Gegensatz zu Stycast 1266 ist Torr Seal pastös und eignet sich daher besser, um eine Positionierung während der Klebung vorzunehmen. Die Schläuche werden über den Adapter auf der Rückplatte mit dem Parker-Lok Gassystem verbunden.

Um den Detektor mit Gas zu versorgen, steht ein Gassystem, das in [Mae02] erstellt wurde, unter Verwendung computergesteuerter Gasflußregler vom Typ 1179 der Firma MKS Instruments [MKS] zur Verfügung. Mit Hilfe dieses Aufbaus läßt sich das dem Detektor zugeführte Gasgemisch auf 0.1 sccm (Standard-Kubikzentimeter pro Minute) genau einstellen.

3.2.4 Die Ausleseelektronik

Um die Leitungen, die das Rohsignal des Detektors führen, möglichst kurz und damit möglichst rauscharm zu halten, wird auch die die Vorverstärkerelektronik tragende Leiterplatine auf der Rückplatte angebracht. Da bei einem Detektor mit $(10 \times 10)\,\mathrm{cm}^2$ aktiver Fläche auf der Rückplatte nur wenig Platz zur Verfügung steht, wird diese Leiterplatine senkrecht stehend befestigt. Für Detektoren mit größerer aktiver Fläche werden die Leiterplatinen flach auf der Rückplatte liegend Platz finden.

Die Ausleseelektronik des Detektors muß sehr schnell sein: Auf einer Auslesestruktur mit einer Fläche von $(10 \times 10)\,\mathrm{cm}^2$ sind zum ortsaufgelösten Nachweis von Neutronen und einer Ortsauflösung von etwa 3 mm gut 30 Streifen auszulesen, jeder Streifen nimmt also Signale auf einer Fläche von etwa $3\,\mathrm{cm}^2$ auf. Die GEMs im Detektor erlauben nach [Bre99] die Auflösung von Raten bis zu $10^7\,\mathrm{Hz/cm}^2$. Damit ist auf jedem einzelnen Streifen mit einer Ereignisrate von bis zu 30 MHz zu rechnen. Solch hohe Raten treten allerdings nur im direkten Strahl auf. Für diese Messung können statt Streifen einzelne Pads genutzt werden.

Für die in dieser Arbeit gebauten Testdetektoren wurden verschiedene Vorverstärkertypen genutzt. Als Zwischenlösung für Hochratentests des Detektors wurde ein von Herrn R. Rusnyak in der elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts

entwickelter ladungsempfindlicher, rauscharmer Vorverstärker mit einer Ladungsverstärkung von 1200 mV/pQ verwendet. Die Haltezeit des Signals dieses Verstärkers beträgt ca. 25 ns, die Einschwingzeit auf 0-Pegel ist kleiner als 100 ns. Mit diesem Vorverstärker können an einem Kanal bis zu 10 MHz ausgelesen werden.

Im endgültigen Detektordesign wird die Ausleseelektronik selbst ein hochintegrierter ASIC-Chip (ASIC = Application Specific Integrated Circuit) vom Typ CIPix 1.1 sein. Dieser Chip wurde vom ASIC-Labor der Universität Heidelberg für Anwendungen in der Hochenergiephysik entwickelt und in [Sch02] für die Nutzung mit einem CASCADE-Neutronendetektor adaptiert. Jeder Chip enthält Vorverstärker, Shaper und Diskriminatoren für 64 einzelne eingehende Kanäle. Je vier dieser Kanäle werden über einen mit 40 MHz getakteten Multiplexer auf einen von 16 digitalen Ausgabekanälen gegeben, so daß jeder Kanal tatsächlich mit 10 MHz ausgelesen werden kann. Da dies für eine direkte Übertragung an einen PC zu schnell ist, werden die digitalen Signale von einem auf einem VME-Board gesockelten FPGA verarbeitet und zur endgültigen Auswertung an einen PC weitergegeben [Mae02].

Kapitel 4

Messungen

In diesem Kapitel werden Messungen vorgestellt, die die Eigenschaften eines Testdetektors analysieren. Die aus diesen Messungen gewonnenen Ergebnisse können zur Charakterisierung neuer Detektoren genutzt werden. Sämtliche Messungen wurden an der Neutronenquelle im Keller des Physikalischen Institutes durchgeführt. Dabei handelt es sich um 20 μg Californium-252 (^{252}Cf), die zur Thermalisierung der Neutronen in ein Polyethylen eingelassen wurden ([Mau98]). Die von dieser Quelle emittierten Neutronen werden auf thermische Energien moderiert und zum Teil in einen Austrittskanal gestreut. Aus diesem Kanal treten am Versuchsplatz wenige 10^3 Neutronen pro Sekunde aus. Dieser Fluß reicht aus, um einfache Tests an den Detektoren durchzuführen.

4.1 Gasgemische

Die Gasverstärkung an der Gain-GEM ist außer von der Spannung auch vom Quenchgasanteil im Zählgas abhängig, da der Quencher einen Teil der Ladungen, die zur Lawinenbildung zur Verfügung stehen, bindet (siehe Kap. 1.2.1). Um selbstständige Gasentladungen vermeiden zu können, ist die Kenntnis der Änderungen der Gasverstärkung in Abhängigkeit vom Quenchgasanteil und der Spannung wichtig.

Zu diesem Zweck wurden umfangreiche Messungen mit einem einfachen Testdetektor durchgeführt. Dieser bestand aus einer nicht ortsauflösenden Auslesestruktur[1] auf Nullpotential, einer unbeschichteten Gain-GEM und einer mit natürlichem Bor beschichteten Driftelektrode aus Aluminium. Zu untersuchen war die Veränderung der Gasverstärkung an der Gain-GEM bei Veränderung des Quenchgasanteils und bei Veränderung der Spannung an der GEM.

[1] Es handelte sich um eine mit Kupferstreifen beschichtete Kaptonfolie. Die Streifenbreite war 2.5 mm, der Abstand der Streifenmitten 3 mm, alle Streifen wurden miteinander kurzgeschlossen. Hinter der Auslesestruktur war in 3 mm Abstand eine geerdete Platte angebracht, um den Detektor gegen Rauschenquellen abzuschirmen.

	Widerstand	Beispiel-Potentiale
Driftelektrode (U_0)		1100 Volt
↕	2 MΩ	
Gain-GEM oben		751 Volt
↕	2.3 MΩ	
Gain-GEM unten		349 Volt
↕	2 MΩ	
Auslesestruktur		0 Volt

Tabelle 4.1: Aufteilung der Spannung im Testdetektor

Zunächst muß noch beachtet werden, daß auch die Spannungsverhältnisse im Detektor (die Feldgeometrie) für die Gasverstärkung der GEM eine Rolle spielen (siehe auch Abschnitt 4.2). Um Änderungen der Feldgeometrie auszuschließen, wurde die Spannung U_0 über einen festen Spannungsteiler von der Driftelektrode an die GEM gegeben. So wurde nur eine Skalierung der elektrischen Felder vorgenommen. Die Spannung U_0 der Driftelektrode wurde wie in Tab. 4.1 angegeben aufgeteilt.

Die Spannung wurde mit einem Hochspannungsnetzgerät vom Typ NHQ 205 M der Firma iseg [Isg] auf den Spannungsteiler gegeben. Mit dem in [Mae02] gebauten Teststand war es möglich, das Zählgasgemisch, das dem Detektor zugeführt wurde, auf 0.1 sccm genau bei einem Maximalfluß von 70 sccm einzustellen.

Die Ausleseelektronik

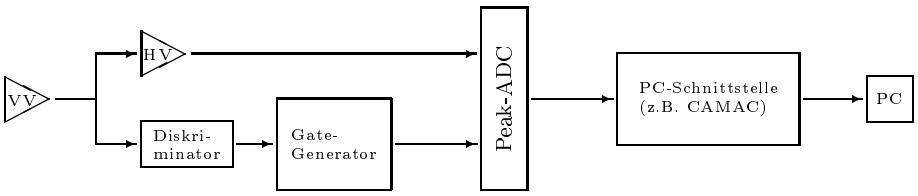

Abbildung 4.1: Schematische Zeichnung der Auslese-Elektronik des Detektors

Das Detektorsignal wurde über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (im Bild: VV) an einen Hauptverstärker (im Bild: HV) und einen Diskriminator gegeben. Überschritt das vorverstärkte Meßsignal eine einstellbare Schwelle, gab der Diskriminator einen NIM-Normpuls an den Gate-Generator. Dieser gab daraufhin ein Zeitfenster an den Peak-ADC. Der Hauptverstärker verstärkte den Puls in den Spannungsbereich des Peak-ADCs. Das Maximum des Pulses, das in diesem Zeitfenster lag, wurde von diesem in einen digitalen Wert konvertiert und in einen von 128 Energiekanälen eingeordnet. Der Hauptverstärker verzögerte dabei das

Signal, so daß das Maximum des Pulses innerhalb des Zeitfensters, das vom Gate-Generator vorgegeben wurde, beim Peak-ADC eintraf. Die ermittelten Energiekanäle wurden über ein CAMAC-Bussystem an einen PC weitergegeben, auf dem ein in [Kle00] geschriebenes Programm die Meßdaten protokollierte und graphisch darstellte.

Pulshöhenspektren und der Abstand zwischen den GEMs

Abb. 4.2 zeigt ein Pulshöhenspektrum, wie es mit einem Detektor aufgenommen wird, bei dem der Abstand zwischen zwei GEMs größer ist als die maximale Reichweite der Konversionsprodukte im Zählgas. Aufgetragen sind die Anzahl der gezählten Ereignisse gegen die im Detektor deponierte Energie. Sehr deutlich sichtbar sind der erste Lithiumpeak und der erste Alpha-Peak. Der energiereichere Alpha-II-Peak ist noch erkennbar, der Lithium-II-Peak geht zwischen den beiden starken Peaks aus dem Zerfallszweig I unter. Die Diskriminatorschwelle bestimmt den Beginn des Spektrums.

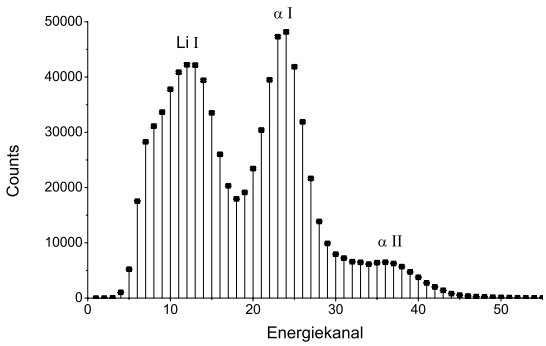

Abbildung 4.2: Ein typisches Pulshöhenespektrum einer Borschicht. Sehr deutlich sind der erste Lithiumpeak und der erste Alpha-Peak. Der energiereichere Alpha-II-Peak ist noch erkennbar. Der Lithium-II-Peak geht zwischen den beiden Peaks aus dem Zerfallszweig I unter. Die Diskriminatorschwelle bestimmt den Beginn des Spektrums.

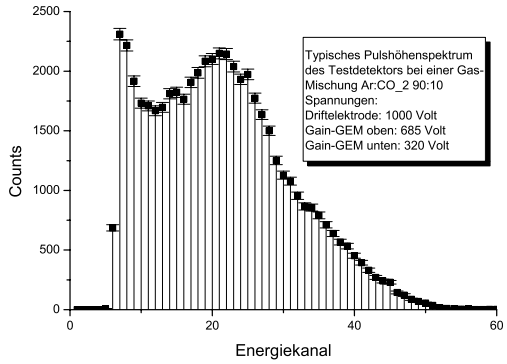

Abbildung 4.3: Das Pulshöhenspektrum des Testdetektors: Nicht alle Konversionsprodukte können ihre gesamte Energie im Zählgas deponieren. Als Folge davon ist keine klare Abgrenzung mehr zwischen den einzelnen Peaks zu erkennen. Die Diskriminatorschwelle bestimmt den Beginn des Spektrums.

Deutlich verwaschener sind die Pulshöhenspektren, die mit dem zuvor beschriebenen Testdetektor aufgenommen wurden (vgl. Abb. 4.3). Der Abstand zwischen zwei GEMs betrug bei diesem Detektor nur 3 mm, die Reichweite der geladenen Konversionsprodukte in der Zählgasmischung (hier: Argon/CO_2 90:10) ist aber größer. Deshalb werden diejenigen Konversionsprodukte, die die Borschicht unter einem kleinen Winkel zur Flächennormalen verlassen, erst in der nächsten GEM gestoppt. So können nicht alle Teilchen ihre gesamte Energie im Zählgas abgeben. Da diese Teilchen über den Abstand von 3 mm noch genügend Energie im

Zählgas deponieren, um nachgewiesen zu werden, ist dies für den Detektorbetrieb nicht störend. Durch den geringeren Abstand gibt es darum keinen Verlust der Nachweiseffizienz.

Um nicht mit allzuhohen Spannungen (mehr als 3 kV über den gesamten Detektor) arbeiten zu müssen, sollte der Abstand zwischen den GEMs möglichst gering gewählt werden. Je kleiner der Abstand zwischen zwei GEMs ist, desto geringer ist aber auch die mittlere Energie, die bei den Ionisationsprozessen im Zählgas deponiert wird und nachgewiesen werden kann[2]. Weiterhin sind bei der Verwendung von Rahmen aus Aluminium oder Glas deutlich kleinere Abstände als 3 mm auch nur schwer zu realisieren, da hier schon allein durch die Spannkraft der GEMs extreme Anforderungen an die Rahmenstabilität gestellt werden. Aus diesen Gründen wird mit Rahmen einer Dicke von 3 mm gearbeitet.

Messung und Auswertung

Für die Messungen, die im folgenden vorgestellt werden, ist die verwaschene Form des Pulshöhenspektrums des Testdetektors (Abb. 4.3) von Vorteil. Wegen des fast linearen Abfalls des Pulshöhenspektrums zu höheren Energiekanälen hin kann der Energiekanal, bei dem das Pulshöhenspektrum endet, hier einigermassen leicht bestimmt werden. Dieser Energiekanal ist sehr nützlich, um relative Änderungen in der Verstärkung der Gain-GEM zu beschreiben.

Zu den Gasgemischen Argon/CF_4 und Argon/CO_2 wurden über 200 Messungen durchgeführt und ausgewertet. Die Gasverstärkung - ausgedrückt durch den Energiekanal, in dem das Pulshöhenspektrum endet - wurde in Abhängigkeit vom prozentualen Quenchgasanteil und der Spannung an der GEM aufgenommen. Bei der Bestimmung dieses Energiekanals wurde ein Fehler von 5 % angenommen. Dieser Energiekanal, der direkt die maximale aufgenommene Gesamtladung angibt, wird in der restlichen Auswertung als Gain G bezeichnet.

Beobachtet wurde ein deutlich exponentieller Anstieg des Gains gegen die Spannung bei konstantem Quenchgasanteil. Bei konstanter Spannung wurde ein exponentieller Abfall des Gains bei steigender Quenchgaskonzentration festgestellt. Dieser ist bei CF_4 ausgeprägt, bei CO_2 ist der Abfall fast linear (vgl. Abb. 4.4 und Abb. 4.5). Da bei einem CO_2-Anteil unter 7.5 % ein Plateau auftritt, wurden Meßwerte, die bei geringeren CO_2-Konzentrationen aufgenommen wurden, in der Auswertung nicht berücksichtigt. Die Bildung dieses Plateaus wird als Sättigungseffekt des Quenchgases interpretiert, wurde aber nicht näher untersucht.

Zusammenfassend lassen sich die experimentell beobachteten Abhängigkeiten durch eine empirische Beziehung der Form

[2]Unter der Voraussetzung, daß der Abstand der GEMs kleiner als die maximale Reichweite der Konversionsprodukte im Zählgas ist

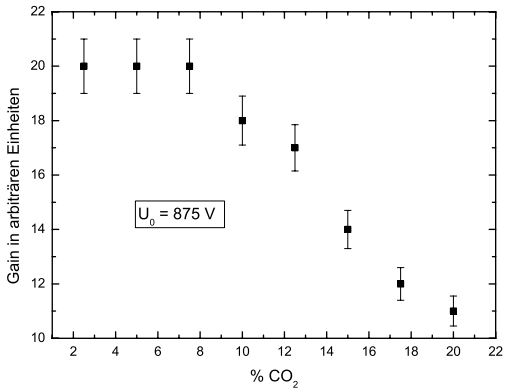

Abbildung 4.4: Der Abfall des Gains gegen den prozentualen CO_2-Anteil im Zählgas bei der konstanten Driftspannung $U_0 = 875\,V$. Deutlich ist ein Plateau zu niedrigen Konzentrationen hin zu erkennen. Der Abfall zu höheren Konzentrationen hin wurde in der Auswertung exponentiell beschrieben. Für den Gain wurde ein Ablesefehler von 5 % angenommen.

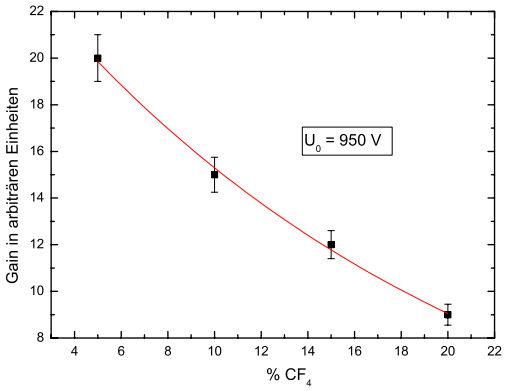

Abbildung 4.5: Der Abfall des Gains gegen den prozentualen CF_4-Anteil im Zählgas bei der konstanten Driftspannung $U_0 = 950\,V$. Der exponentielle Abfall des Gains mit steigendem Quenchgasanteil ist hier deutlicher zu erkennen als beim Quenchgas CO_2. Für den Gain wurde ein Ablesefehler von 5 % angenommen.

$$G = G_0 + a \cdot exp\left(\frac{U_0}{b} - \frac{Q}{c}\right) \tag{4.1}$$

beschreiben. Dabei ist G_0 ein Offset (z.B. im Peak-ADC), während die Konstanten a, b und c die Abhängigkeiten vom Quenchgastyp, der Spannung U_0 der Driftelektrode (über den Spannungsteiler in linearer Beziehung mit der Spannung an der Gain-GEM) und dem Quenchgasanteil Q in % bestimmen.

Auswertung mit Quenchgas CO_2

Zunächst wurden die Messungen mit dem Quenchgas CO_2 ausgewertet, da hier mehr Datenpunkte als mit CF_4 aufgenommen worden waren.

Nach Gleichung 4.1 wurden die Parameter G_0, a, b und c durch einen Fit ermittelt. Die Driftspannung U_0 und der Quenchgasanteil Q waren in diesem Fit unabhängige Variablen, deren Fehler als vernachlässigbar klein angenommen wurde. Der gemessene Gain G wurde im Fit als von U_0 und Q abhängige Variable behandelt. Der Ablesefehler des Gains aus dem Pulshöhenspektrum wurde mit 5 % angenommen. Weiterhin wurden die Werte für G im Fit mit $1/(\Delta G)^2$ gewichtet.

Der Fit erfolgte über alle aufgenommen Daten, wobei sich für das Quenchgas CO_2 die folgenden Werte ergeben:

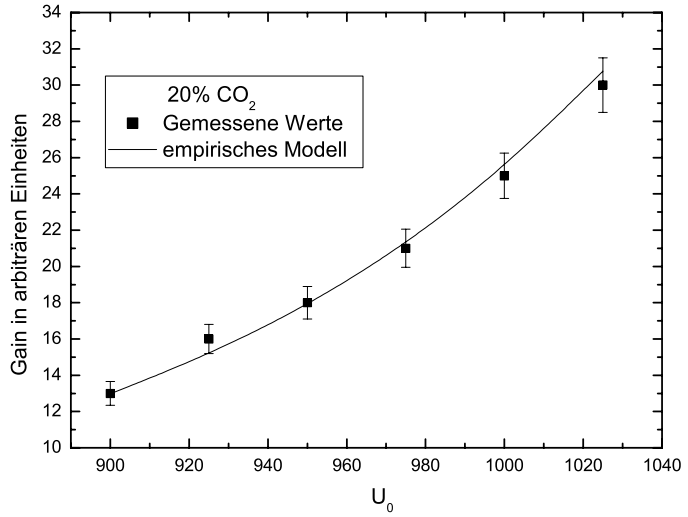

Abbildung 4.6: Ein Schnitt durch die gemessenen Datenpunkte bei 20 % CO_2. Die durchgezogene Kurve ergibt sich für diese CO_2-Konzentration aus Gleichung 4.2. Aufgetragen ist der Gain gegen die Spannung der Driftelektrode ($U_0 = \frac{6.3}{2.3} \cdot U_{Gain-GEM}$).

$$\begin{aligned} G_0 &= 4.5 \pm 1.0 \\ a &= 0.012 \pm 0.004 \\ b &= 110.6 \pm 4.3 \\ c &= 12.9 \pm 0.5 \end{aligned}$$

Das reduzierte χ^2 des Fits betrug 0.82. Die so erhaltene empirische Beziehung

$$G = 4.5 + 0.012 \cdot exp\Big(\frac{U_0}{110.6} - \frac{Q}{12.9}\Big) \tag{4.2}$$

beschreibt die gemessenen Daten hinreichend gut, um aus einem gegebenen Parameterpaar die Verstärkung auf etwa 5 % genau vorherzusagen (vgl. Abb. 4.7 und Abb. 4.6).

Auswertung mit Quenchgas CF_4

Für die Auswertung der Abhängigkeit des Gains bei CF_4 als Quenchgas wurde auf die oben erlangten Ergebnisse zurückgegriffen. So wurde angenommen, daß der Offset G_0 durch eine Fehleinstellung des Offsets am ADC-Eingang hervorgerufen wurde, also bei CF_4 denselben Wert[3] haben muß wie bei CO_2. Weiterhin wurde angenommen, daß der Parameter b den Anstieg des Gains der Gain-GEM mit

[3]Fits, bei denen dieser Parameter nicht festgesetzt wurde, ergaben ein G_0, das innerhalb seiner Fehler mit dem Wert für G_0 übereinstimmte, das in der Auswertung des Quenchgases CO_2 gefunden worden war.

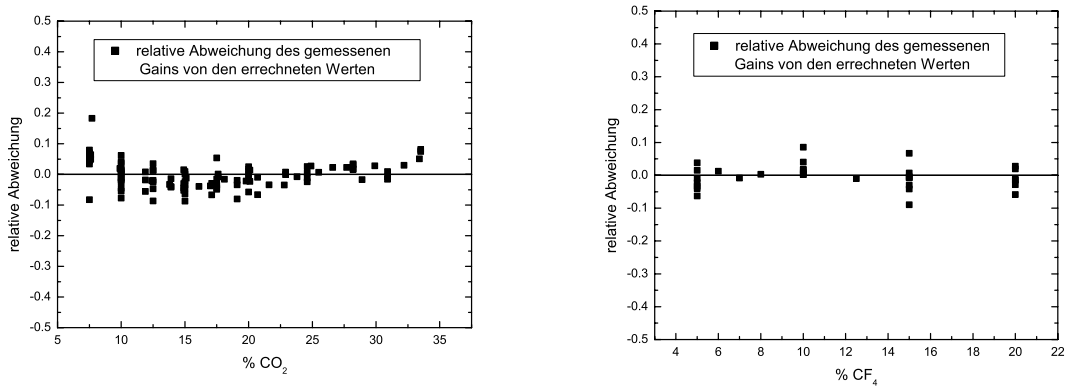

Abbildung 4.7: Die relative Abweichung der experimentell bestimmten Werte von denen, die nach Gleichung 4.1 für sie errechnet werden (für die Quenchgase CO_2 und CF_4). Diese Daten dienten als Grundlage für den Fit. In den Messungen wurden zu einer Quenchgas-Konzentration immer mehrere Messwerte bei verschiedenen Spannungen aufgenommen. Aus diesem Grund liegen die Punkte im Graphen senkrecht übereinander.

der Spannung als Folge der Feldstärken im Lochinneren charakterisiert. Da dieser Effekt unabhängig vom Zählgas sein sollte, wurde der Parameter b auf den Wert festgelegt, der im Fit mit dem Quenchgas CO_2 ermittelt worden war. Unter diesen Annahmen ergeben sich für CF_4 die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} G_0 &= 4.5 && \text{(festgelegt)} \\ a &= 0.0044 \pm 0.0002 \\ b &= 110.6 && \text{(festgelegt)} \\ c &= 12.3 \pm 0.3 \end{aligned}$$

Abbildung 4.7 zeigt, daß die mit diesen Werten nach der empirischen Beziehung 4.1 errechneten Werte für den Gain G gut mit den Meßdaten übereinstimmen.

Zusammen mit den Ergebnissen, die die Messungen zu den optimalen Betriebsspannungen des Detektors in Abschnitt 4.2 liefern, wird diese Auswertung noch etwas verfeinert.

4.2 Betriebsspannungen

Der CASCADE-Detektor kaskadiert bis zu 5 GEM-Folien über einer Auslesestruktur. Die GEM-Folie, die der Auslesestruktur am nächsten ist, wird Gain-GEM genannt und bewirkt die Gasverstärkung der Ladungen, die nachgewiesen werden sollen. Sie ist nur auf der Seite mit Bor beschichtet, die der Auslesestruktur abgewandt ist. Die bis zu vier beidseitig mit Bor beschichteten GEMs, die darüber angebracht sind, sollen durch die angelegten Potentiale auf reine Transparenz, d.h. eine Verstärkung von 1 geschaltet werden. Abgeschlossen wird der Aufbau durch die borbeschichtete Driftelektrode. So erhält jede Ladungswolke, die nach einer

Neutronenkonversion im Gasraum des Detektors entsteht, unabhängig von ihrem Entstehungsort ausschließlich an der Gain-GEM dieselbe Verstärkung.

Für die im folgenden vorgestellten Messungen wurde der Detektor, mit dem die Messungen zu den Gasgemischen gemacht wurden, um eine einseitig mit natürlichem Bor beschichtete GEM erweitert. Entsprechend bestand der Detektor aus einer Auslesestruktur, einer unbeschichteten Gain-GEM, einer einseitig beschichteten Transfer-GEM (die Borschicht war auf der der Gain-GEM zugewandten Seite) und einer beschichteten Driftelektrode. Die Abstände zwischen diesen Stufen betrugen je 3 mm. Mit diesem einfachen Aufbau konnten alle relevanten Eigenschaften des CASCADE-Detektors im Bezug auf die Feldstärken zwischen den einzelnen Stufen untersucht werden.

Die Gasmischung war in allen Messungen ein Gemisch aus Argon und CO_2 (90:10). Weiterhin wurde die Spannung der Gain-GEM auf 330 V festgelegt, da im Bereich dieser Spannung der Energiekanal, an dem das Pulshöhenspektrum endete, gut bestimmt werden konnte.

Insgesamt sind drei Felder zu untersuchen:

- Das Extraktionsfeld, das die Elektronen aus den Löchern einer GEM zieht.
- Das Driftfeld, das die Elektronenwolken im Gas zur GEM transportiert.[4]
- Das Feld in den Löchern der GEM, dessen Feldstärke letztendlich die Ladungsverstärkung bestimmt (untersucht in Abschnitt 4.1).

Wie in Abschnitt 4.1 wurde auch in dieser Messung als Maß für die Gasverstärkung der Energiekanal gewählt, an dem das Pulshöhenspektrum einer Messung endet. Zunächst war ausschließlich die Verstärkung der Gain-GEM in Abhängigkeit von ihrem Drift- und Extraktionsfeld zu überprüfen. Um diese Messungen ohne eine Verfälschung des Signals durch eine überlagerte Verstärkung der Transfer-GEM durchzuführen, wurde die Transfer-GEM in Sperrichtung geschaltet. So wurden nur Neutronen nachgewiesen, die in der Borschicht der Transfer-GEM absorbiert wurden.

4.2.1 Die Extraktionsfeldstärke

Das Extraktionsfeld führt die Elektronen von der GEM zur Auslesestruktur ab. Ist das Extraktionsfeld zu schwach, wird ein Teil der Elektronen aus den Löchern an die Anodenseite der GEM geführt und dort neutralisiert. Dies äußert sich in einer geringeren Gesamtverstärkung. Dabei ist nur die Feldgeometrie, also das Verhältnis der Stärke des Extraktionsfeldes zum GEM-Feld von Bedeutung. In der

[4] Natürlich ist das Driftfeld einer GEM gleichzeitig das Extraktionsfeld der darüberliegenden GEM.

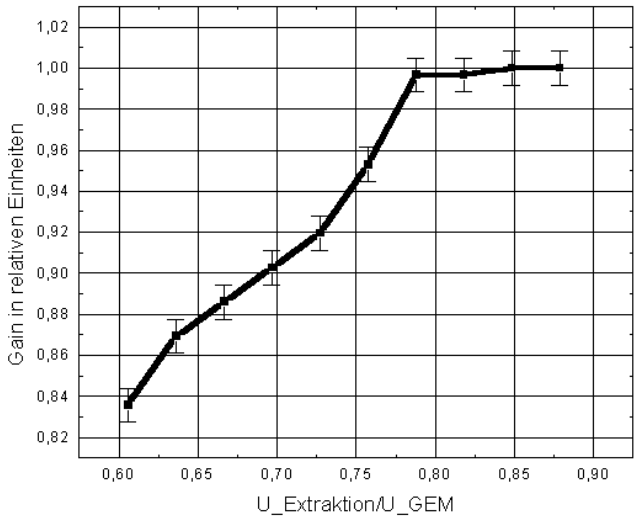

Abbildung 4.8: Die Extraktionseffizienz in relativen Einheiten gegen das Verhältnis der Extraktionsspannung zur GEM-Spannung. Die GEM-Spannung betrug 330 Volt, der Abstand zur Auslesestruktur war 3 mm.

Literatur wird einstimmig die Auffassung vertreten, daß über einem Schwellenwert, ab dem (fast) alle Elektronen aus den Löchern extrahiert werden, auch eine höhere Extraktionsfeldstärke keinen weiteren Einfluß auf die Verstärkung der GEM haben sollte. Dies konnte anhand der vorgenommenen Messungen bestätigt werden.

Von Bedeutung für die Extraktionseffizienz ist das Verhältnis der Extraktionsfeldstärke zur Feldstärke in der GEM. Da sowohl der Abstand zwischen den GEMs als auch die Dicke der GEM (HERA-B GEM) bekannt ist, ist eine Betrachtung der Spannungsverhältnisse hinreichend. Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der Verstärkung in relativen Einheiten gegen das Verhältnis aus Extraktionsspannung und GEM-Spannung.

Ist die Spannung $U_{Extraktion}$ größer als 77 % der GEM-Spannung U_{GEM}, bildet sich der Plateaubereich, in dem die Extraktionseffizienz nicht mehr von der Extraktionsfeldstärke abhängt. Für die gewählte GEM-Spannung von 330 Volt ergibt sich an der Kante des Plateaus eine Extraktionsfeldstärke von $254\,\frac{V}{3\,mm} \sim 850\frac{V}{cm}$.

4.2.2 Die Driftfeldstärke

Mit zunehmender Driftfeldstärke werden bei konstanter GEM-Spannung die Feldlinien des Driftfeldes zum Teil auf der GEM-Oberseite enden, anstatt durch die GEM-Löcher geführt zu werden ([Ric00], [Bac99]). Dies hätte eine Abnahme der gemessenen Verstärkung der GEM zur Folge, da weniger Elektronen in die GEM-Löcher geführt und verstärkt werden können. Ein Abfall der Verstärkung -wurde

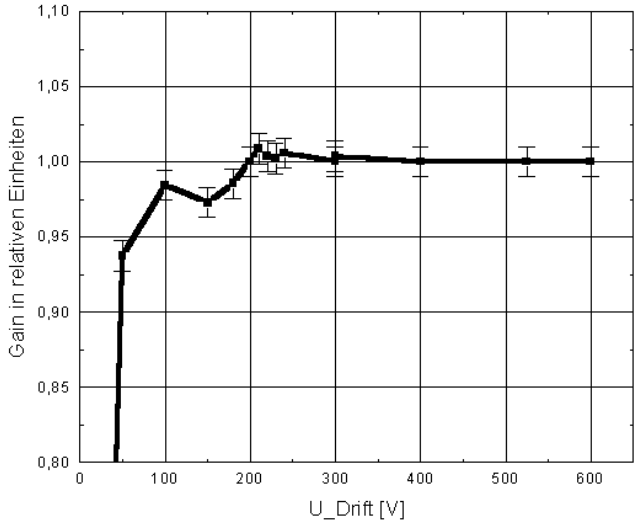

Abbildung 4.9: Der Verlauf der Verstärkung (in relativen Einheiten) gegen die Spannung zwischen der Gain-GEM und der Transfer-GEM (Abstand: 3 mm). Die Spannung an der GEM betrug 330 V.

innerhalb des hier betrachteten Arbeitsbereiches nicht beobachtet[5]. Es wird davon ausgegangen, daß der Abfall der Verstärkung bei höheren Driftfeldstärken als den vermessenen auftreten wird.

Abbildung 4.9 zeigt die mit dem Testdetektor aufgenommenen Ergebnisse. Es ist deutlich zu erkennen, daß oberhalb einer Driftspannung von etwa 200 Volt die Verstärkung der Gain-GEM innerhalb der Meßgenauigkeit konstant ist. Dies entspricht 60 % der Spannung an der Gain-GEM. Der ausgedehnte Plateaubereich ist von großem Vorteil, da leichte Schwankungen in der Feldstärke so nicht zu einer Änderung der Verstärkung der GEM führen. Ab einer Driftfeldstärke von etwa 665 V/cm ist die Verstärkung der Gain-GEM konstant. Meßwerte oberhalb von 2 kV/cm wurden nicht aufgenommen.

4.2.3 Gain der Transfer-GEM

Die Ladungsverstärkung im CASCADE-Detektor findet an der Gain-GEM statt. Die Transfer-GEMs bewirken eine Verstärkung von 1, weisen also reine Ladungstranspanz auf. Eine geringere Verstärkung an den Transfer-GEMs würde zu einem Verlust schwacher Signale aus höheren Schichten führen, eine größere Verstärkung ist in dieser Hinsicht nicht mit Nachteilen behaftet. Allerdings werden bei höheren Verstärkungsfaktoren an den Transfer-GEMs diejenigen Ladungen, die durch mehrere GEMs transportiert werden, mehrfach verstärkt. Dies führt dazu, daß das

[5]Die Messungen aus den zitierten Quellen wurden bei anderen Bedingungen (Druck, Zählgas, GEM-Spannung) durchgeführt, als sie hier gegeben waren. Dort fand der Abfall der Verstärkung meist bei Driftfeldstärken von mehr als 2 kV/cm statt.

aufgenommene Pulshöhenspektrum verwaschener wird. Um aber die Verstärkung der Gain-GEM (und damit letztendlich die Effizienz des Detektors) feststellen zu können, muß das Pulshöhenspektrum genau demjenigen entsprechen, das mit ausschließlich auf Sperrichtung geschalteten Transfer-GEMs aufgenommen wird. Dies ist genau dann der Fall, wenn alle Transfer-GEMs eine Verstärkung von 1 bewirken.

Die Extraktions- und Driftfeldstärke der Gain-GEM wurden für diese Messung innerhalb der gefundenen Plateaubereiche gehalten. Anhand eines Vergleichs der Pulshöhenspektren bei freigeschalteter Transfer-GEM konnte festgestellt werden, daß diese im Gasgemisch Argon/CO_2 (90:10) bei einer Spannung von 220 V eine Verstärkung von 1 bewirkte.

4.2.4 Driftgeschwindigkeiten

Im Zusammenhang mit der Wahl der Detektorspannungen ist es wichtig, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bei der gewählten Spannungskonfiguration und den daraus resultierenden Feldstärken beachtet werden. Abbildung 4.10 zeigt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in verschiedenen Argon/CO_2-Mischungen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke [Sha97].

Bei einer Gasmischung von Argon/CO_2 (90:10) steigt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen zunächst bis zu einer Feldstärke von 550 V/cm praktisch linear mit der Feldstärke an. Bei einer Feldstärke von etwa 750 V/cm ist sie maximal mit ungefähr 5 cm/μs. Für höhere Feldstärken ist die Driftgeschwindigkeit im wesentlichen konstant, in einem Bereich von $\pm$ 100 V/cm um das Maximum fällt sie um weniger als 5 % ab. Für den Detektor sollten die Feldstärken derart gewählt werden, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen möglichst hoch und unempfindlich gegenüber Variationen der Feldstärken ist. Beides ist bei einer Feldstärke von 750 V/cm gegeben.

4.3 Schlußfolgerungen

Das Gas CF_4 hat eine bessere Quench-Wirkung und eine höhere Stopping-Power als CO_2. Allerdings ist CF_4 in hoher Reinheit im Vergleich zu CO_2 sehr teuer - für Anwendungen, in denen die Ortsauflösung des Detektors nicht entscheidend ist, wird die Wahl auf CO_2 fallen (vgl 2.3).

Grundsätzlich ist es wünschenswert, daß der Quenchgasanteil möglichst klein ist, da so für die gleiche Verstärkung eine niedrige Spannung benötigt wird. Unterhalb einer CO_2-Konzentration von etwa 7 % ist die Unterdrückung der Gasverstärkung offenbar unabhängig vom Quenchgasgehalt (vgl. Abschnitt 4.1), die volle Quenchwirkung ist also noch nicht vorhanden. Deshalb wird von einer Nutzung von CO_2-Konzentrationen, die geringer als 7.5 % sind, abgesehen.

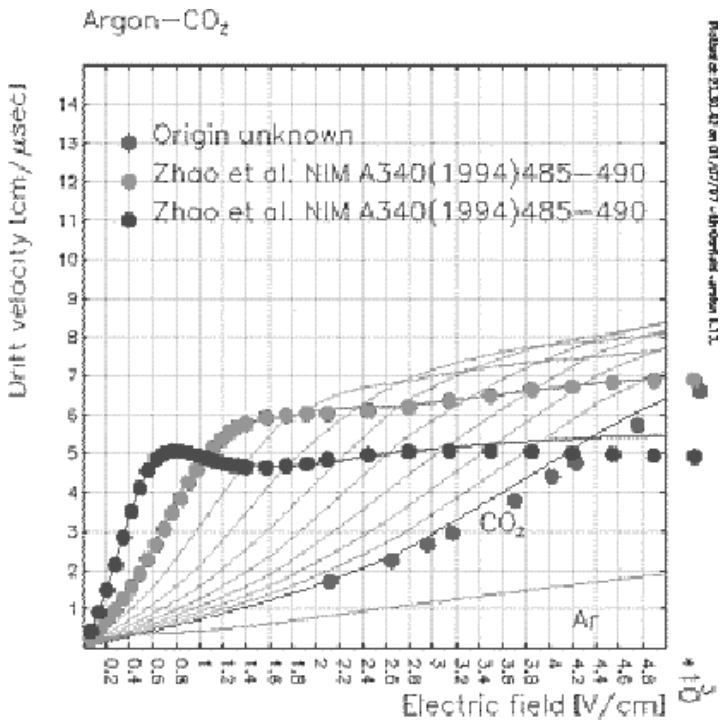

Abbildung 4.10: (Quelle: [Sha97]) Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in verschiedenen Argon/CO_2 Gasmischungen in Abhängigkeit von der Feldstärke. Die unterste Kurve (mit der Kennzeichnung 'Ar') zeigt die Driftgeschwindigkeit in reinem Argon ohne Quenchgaszusatz. Die Kurve mit dem steilsten Anstieg zeigt die Driftgeschwindigkeit in einer Argon/CO_2 Mischung mit 10 % CO_2-Anteil. In den weiteren Kurven (von links nach rechts) wurde der CO_2-Anteil um je 10 % bis zu 100 % CO_2 in der mit 'CO_2' gekennzeichneten Kurve erhöht.

Bei einem CO_2-Anteil von 10 % im Zählgas wies die Transfer-GEM bei 220 V eine Verstärkung von 1 auf. Die Gain-GEM erbrachte bei einer Spannung von 330 V eine hinreichende Verstärkung. Höhere Spannungen führen zu keiner wesentlich größeren Zählrate[6]. Bei einem Abstand von 3 mm zwischen den GEMs ergeben sich folgende Betrachtungen:

- Extraktionsspannungen (Gap: 3 mm): Nach Abschnitt 4.2.1 muß die Extraktionsspannung mindestens 77 % der GEM-Spannung betragen, um maximale Extraktionseffizienz zu schaffen, höhere Spannungen haben keinen nachteiligen Effekt. Dies entspricht bei den Transfer-GEMs einer Extraktionsspannung von mindestens 170 Volt und bei der Gain-GEM mindestens 255 Volt.

- Driftspannungen (Gap: 3 mm): Die Driftspannung muß mindestens 60 % der jeweiligen GEM-Spannung betragen, darüber ist die Verstärkung der jeweiligen GEM maximal und konstant. Dies entspricht bei der Transfer-GEM einer

[6]Nach Abschnitt 4.3.1 entspricht bei einem Zählgasgemisch Argon/CO_2 (90:10) und einer GEM-Spannung von 330 V der Verstärkungsfaktor einem Wert von etwa 15

Spannung von mindestens 135 Volt, bei der Gain-GEM einer Spannung von mindestens 200 Volt.

- Driftgeschwindigkeit: Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist bei einer Feldstärke von 750 V/cm maximal und stabil. Dies entspricht einer Spannung von 225 Volt auf 3 mm. Schon bei einem CO_2-Anteil von 20 % verschiebt sich das Maximum auf fast die doppelte Feldstärke und damit die doppelte Spannung. Bei festgehaltener Feldstärke halbiert sich die Driftgeschwindigkeit gegenüber einer CO_2-Konzentration von 10 %.

Mit der in Tabelle 4.2 aufgeführten Spannungskonfiguration werden damit optimale Betriebsbedingungen erreicht:

- Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und damit die Signalgeschwindigkeit ist maximal und stabil.
- Die Extraktionsspannung der Transfer-GEMs, die bei einer Verstärkung von möglichst genau 1 betrieben werden, ist gleich der GEM-Spannung. Die Verstärkung ist in diesem Bereich selbst bei einer Fluktuation der Extraktionsspannung um 20 % noch konstant (vgl. Abb. 4.8).
- Die Driftspannungen der GEMs liegen weit im Plateaubereich der Signalsättigung. Auch bei einer Fluktuation der Driftspannung um 10 % ändert sich die Verstärkung der nachfolgenden GEM nicht.

Die Extraktionsspannung der Gain-GEM muß etwa 290 V betragen, um eine maximale und stabile Extraktionseffizienz auf dieser letzten Stufe zu erreichen. Zwar liegt hier die Driftgeschwindigkeit der Elektronen etwa 3 % unterhalb ihres Maximums, stabile Extraktionsverhältnisse sind jedoch wichtiger. Höhere Spannungen als 330 V an der Gain-GEM erfordern entsprechend höhere Extraktionsspannungen.

	Potentialdifferenz [V]	Feldstärke [V/cm]
Auslesestruktur ↔ Gain-GEM	290	950
Gain-GEM	330 − 360	
Driftfeld zwischen zwei GEMs	225	750
Transfer-GEM	225	
Transfer-GEM ↔ Driftelektrode	225	750

Tabelle 4.2: Richtwerte für die Betriebsspannungen im Detektor. Die Werte gelten für ein Gasgemisch Argon/CO_2 (90:10) und Abstände von 3 mm zwischen den GEMs

4.3.1 Abschließende Betrachtungen zum Zählgas

In Abschnitt 4.1 wurde ein empirisches Modell aufgestellt, das die Quenchwirkungen der Gase CF_4 und CO_2 gut beschreibt. Im Zuge der Untersuchungen zu den optimalen Betriebsspannungen des Detektors ergab sich, unter welchen Bedingungen eine GEM eine Verstärkung von 1 bewirkt. Dies ist im Zählgasgemisch Argon/CO_2 (90:10) bei einer GEM-Spannung von 220 Volt der Fall. Diese Werte können in Gleichung 4.1 eingesetzt werden. Dadurch ergibt sich als Gain G derjenige Energiekanal, bei dem ein unverstärktes Pulshöhenspektrum enden würde.

Auf diesen Energiekanal können die gefundenen Gleichungen, die den Gain empirisch beschreiben, nun normiert werden. Wird außerdem statt der Driftspannung nur die GEM-Spannung ($U_0 = \frac{6.3}{2.3} \cdot U_{GEM}$), die durch die Widerstandsverhältnisse des Spannungsteilers gegeben ist, eingesetzt, ergeben sich die folgenden Beziehungen:

- CO_2:

$$G_{norm} = 0.0094 \cdot exp\Big(\frac{U_{GEM}}{40.4} - \frac{Q}{12.9}\Big) \tag{4.3}$$

- CF_4:

$$G_{norm} = 0.0035 \cdot exp\Big(\frac{U_{GEM}}{40.4} - \frac{Q}{12.3}\Big) \tag{4.4}$$

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen die daraus resultierenden Linien gleicher Verstärkung in Abhängigkeit der GEM-Spannung und der Quenchgas-Konzentration.

Diese Ergebnisse gelten in dieser Form natürlich nur für die untersuchten GEMs. Die Verstärkung verschiedener GEMs kann unter gleichen Betriebsbedingungen durchaus bis zu 10 % differieren. Dennoch können die erhaltenen Ergebnisse als Richtwerte dienen, um einen neuen Detektor bei der ersten Inbetriebnahme in einen sicheren und stabilen Betriebsbereich anfahren zu können, um dann eine Charakterisierung nach dem oben beschriebenen Schema vorzunehmen.

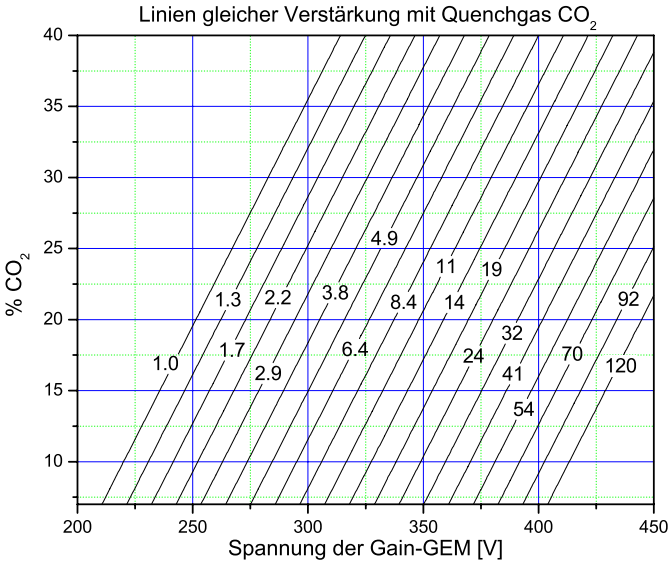

Abbildung 4.11: Linien gleicher Verstärkung mit Quenchgas CO_2 nach Gleichung 4.3.

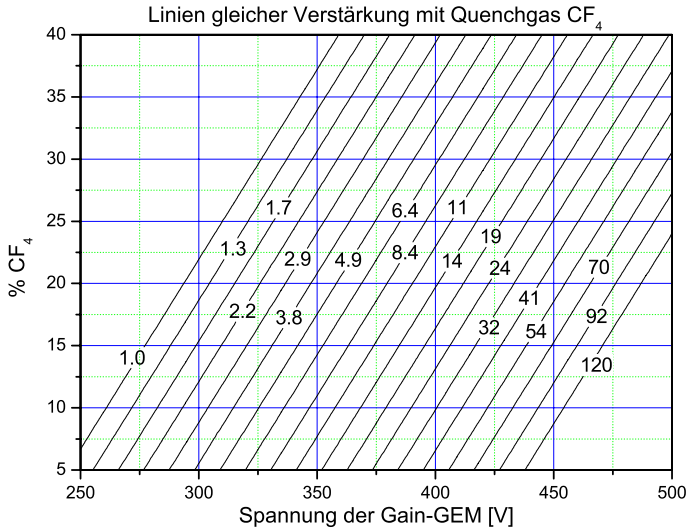

Abbildung 4.12: Linien gleicher Verstärkung mit Quenchgas CF_4 nach Gleichung 4.4.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines Prototypen für die Serienfertigung von CASCADE-Neutronendetektoren. Dabei lag besonderes Augenmerk auf dem flexiblen Aufbau der Detektoren aus einzelnen, einfachen Modulen. Desweiteren galt es, eine Prozedur zu entwickeln, um die GEM-Folien serienmäßig zu konditionieren und auf die Aufnahme der Bor-Konverterschichten vorzubereiten. Um den störungsfreien Betrieb der fertigen Detektoren zu ermöglichen war es notwendig, den Detektor-Prototyp zu charakterisieren.

Um einen einfachen Aufbau der Detektoren zu erreichen, werden die GEMs auf Rahmen geklebt. Diese Rahmen werden aufeinandergelegt und gegeneinander abgedichtet. Für diese Zwecke wurde eine computergesteuerte Klebemaschine in Betrieb genommen, mit der der Klebstoff und die Silikondichtung auf die Rahmen aufgebracht wird. Ein Rahmen, der eine konditionierte GEM und eine Dichtung trägt, ist ein austauschbares Detektormodul. Dieser Aufbau des Detektors ermöglicht eine schnellere Fehlersuche, vereinfacht den Betrieb und erhöht die Zuverlässigkeit wesentlich.

Für die Vorbereitung der GEMs wurde ein Konditionierungsstand aufgebaut und ein einfach zu bedienendes Computerprogramm geschrieben. Mit dieser Anlage ist eine gleichzeitige Konditionierung von bis zu 16 GEMs möglich.

Bei den in dieser Arbeit gebauten Detektoren konnte erstmals das Zählgas im Spülbetrieb eingesetzt werden. Insbesondere kann das zugeführte Gasgemisch während des Betriebs geändert werden. So war es möglich, intensive Messungen zur Gasverstärkung im CASCADE-Detektor in Abhängigkeit des Zählgasgemisches und der Spannung an der Gain-GEM durchzuführen. Die Ergebnisse, die aus diesen Messungen gewonnen wurden, können zur Charakterisierung neuer Detektoren dienen.

Nach dem vorgestellten Konzept wurde zum Ende dieser Arbeit für einen Hochratentest am Paul-Scherrer-Institut (PSI) ein Detektor mit einer aktiven Fläche von $(10 \times 10)\,\mathrm{cm}^2$ gefertigt, der 3 Schichten isotopenreinen ^{10}Bors kaskadiert.

Da die Auswertung der dort durchgeführten Messungen noch nicht beendet ist, kann an dieser Stelle nur gesagt werden, daß der Detektor bei einer maximalen

Gesamtereignisrate von 1.4 MHz und einer Rate von etwa 350 kHz/cm^2 keine Sättigungserscheinungen zeigte und damit seine hohe Ratenakzeptanz unter Beweis stellte. Wie erwartet war der Detektor vollständig unempfindlich gegen die intensive Gamma-Strahlung.

Die theoretischen Aspekte des Detektorkonzepts waren schon vor Beginn dieser Arbeit bekannt. Hier wurde im wesentlichen bei den Effizienzberechnungen allgemeiner als zuvor ein unter beliebigen Winkeln einfallender Neutronenstrahl betrachtet.

Schließlich wurde eine neue Möglichkeit für eine ortsauflösende, hochratentaugliche und gasverstärkende Auslesestruktur auf Basis der sogenannten Super-GEM vorgestellt. Diese eignet sich bei erfolgreichem Test nicht nur für den CASCADE-Detektor, sondern könnte auch in anderen Gasdetektoren Verwendung finden.

In der Zukunft ist die Vergrößerung der aktiven Fläche eines CASCADE-Detektors auf $(20 \times 20)\,\mathrm{cm}^2$ und $(30 \times 30)\,\mathrm{cm}^2$ geplant. Die große Anzahl an Auslesekanälen macht den Einsatz speziell angepasster Elektronik notwendig, deren erste Stufe mit der Inbetriebnahme des ASIC-Chips CIPix 1.1 [Sch02] bereits zur Verfügung steht.

Literaturverzeichnis

[Asy] Asymtek, in Deutschland über GLT GmbH, D-75173 Pforzheim

[Bac99] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, D. Mörmann, „Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier“, Nucl. Instr. and Meth. **A 438** (1999) 376-408

[Ben98] J. Benlloch et al., „Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM)“, Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1998) 410

[Bie80] J. P. Biersack and L. Haggmark, „A Monte Carlo program for the transport of energetic ions in amorphous targets“, Nucl. Instr. and Meth. **174** (1980) 257

[Bre97] C. Bresch, „Neuere Untersuchungen von Prototypen der Gas-Mikrostreifen-Kammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des HERA-B Experiments“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg, 1997

[Bre99] A. Bressan, J.C. Labbé, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli, „Beam tests of the gas electron multiplier“, Nucl. Instr. and Meth. **A 424** (1999) 183

[Bru98] G. Bruckner, „Ortsauflösender Nachweis von thermischen Neutronen durch Siliziumdetektoren (Gd-Si-Planardioden)“, Doktorarbeit an der Universität Wien, 1998

[Cap01] M. Capeans, „Outgassing tests of assembly glues“, CERN-EP-ATT, 2001

[Cov83] P. Covert, J. B. Forsyth, „Position Sensitive Detection of Thermal Neutrons“, Academic Press, 1983

[CRC89] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 69th Edition, CRC Press, Florida, 1989

[Cro00] Cross Section Plotter des Korea Atomic Energy Research Institute, http://atom.kaeri.re.kr

[Cwe00] P. Cwetanski, „Studies on detector prototypes for the inner tracking systems of LHCb“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg, 2000

[ElFi] ElFi 2.01, Numerical Calculations of Electrostatic Fields, SiR - Simulated Reality, 1993

[Ems89] J. Emsley, „The Elements“, Clarendon Press, Oxford, 1989

[Fio99] Damian Fiolka, „Entwicklung eines neuen Detektors für Neutronen“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg, 1999

[GDD] Gas Detectrs Development Group of the CERN, „Properties of some gas mixtures used in tracking detectors“, gdd.web.cern.ch/GDD

[Geb97] B. Gebauer, Ch. Schulz, Th. Wilpert, „Novel large-area thermal neutron imaging detectors compising ^{157}Gd/CsI-Converters and micro-strip gas detectors with low-pressure, two-stage amplification and delay line readout“, Nucl. Instr. and Meth. **A392** (1997) 68

[Gdf02] http://www.goodfellow.com/static/G/B_00.html

[Hav00] Nils Haverkamp, „Entwicklung von Detektoren für einen Wasserstoff-Atomstrahl und ultra-kalte Neutronen“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg, 2000

[Hil99] Malte Hildebrandt, „Entwicklung und Bau der Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B“, Dissertation an der Universität Heidelberg, 1999

[Isg] iseg Spezialelektronik GmbH, D-01454 Rossendorf, www.iseg-hv.de

[Kle92] K. Kleinknecht, „Detektoren für Teilchenstrahlung“, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992

[Kle00] Martin Klein, „Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum ortsaufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen“, Dissertation an der Universität Heidelberg, 2000

[Kno79] G. F. Knoll, „Radiation Detection and Measurement“, John Wiley & Sons, 1979

[Kow85] T. Z. Kowalski, „Measurements and Parametrization of the Gas Gain in Proportional-Counters“, Nucl. Instr. and Meth. **A 234** (1985) 521

[Leo94] W.R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer Verlag, 1994

[Loe61] L. B. Loeb, „Basic Processes of Gaseous Electronics“, Univ. of California Press, Berkley, 1961

[Lok] Parker-Lok Verschraubungen, über Parcom Präzisionsarmaturen GmbH, D-76669 Bad Schönborn

[Mae02] Bastian Märkisch, „Weiterentwicklungen und Tests des CASCADE-Neutronendetektors“, Diplomarbeit an der Universität Heidelberg (in Vorbereitung), 2002

[Mai] Firma Maier, Spezialist für Wasserstrahlschneiden, 69226 Nußloch

[Mau98] I. Mauch, „Aufbau eines Praktikumsversuches und neutronenphysikalische Experimente“, Staatsexamensarbeit an der Universität Heidelberg, 1998

[MKS] MKS Instruments Deutschland GmbH, D-81829 München

[Nus] Nusil Technology, in Deutschland über Polytec GmbH, D-76337 Waldbronn

[Red] Redel Kft Elektronika, über Lemo S.A., CH-1024 Ecublens, Schweiz

[Ric00] Carola Richter, „Development of Mirco Pattern Gas Detectors for High Rate Experiments“, Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg, 2000

[Rom01] Anatoli Romaniouk, „Aging studies for the ATLAS transition radiation tracker (TRT)“, Vortrag im „Int. Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors“ am DESY, 2001

[Ros41] M. E. Rose, A. Korff, „An investigation of the Properties of Proportional Counters. I“, Phys. Rev. **59** (1941) 850

[Sa97] F. Sauli, „A new concept for electron amplification in gas detectors “, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 531

[Sch99] C. Schulz, „Entwicklung eines neuartigen Niederdruck-Detektors mit hoher Orts- und Flugzeitauflösung zum Nachweis thermischer Neutronen“, Doktorarbeit an der Freien Universität Berlin, 1999

[Sch02] Kerstin Schindler, „Bau und Entwicklung der Ausleseelektronik des CASCADE-Neutronendetektors“, Staatsexamensarbeit an der Universität Heidelberg, 2002

[Sha97] Archana Sharma, Rob Veenhof, „Properties of some gas mixtures used in tracking detectors“, Webseite am CERN: http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/ArCO2.html, 1997

[SRIM] SRIM by J. F. Ziegler, IBM-Research

[Str95] J. Strähle, E. Schwenda, J. Blasius, „Lehrbuch der analytischen und präparativen anorganischen Chemie“, S. Hirzel, Verlag Stuttgart, 1995

[Sty] Stycast 1266, Grace, in Deutschland über Emerson & Cuming Speciality Polymers, D-63477 Maintal

[Var] Varian GmbH, D-22045 Hamburg

[Wal01] M. Walter, persönliche Gespräche über den „Int. Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors“ am DESY, 2001

[Wil98] Th. Wilhelm, „Entwicklung eines Spurdetektors mit GEM-Folien für das COMPASS Experiment“, Diplomarbeit am Max-Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1998

[Zie85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, „The Stopping and Range of Ions in Solids“, Pergamon Press, New York, 1985

[Zie99] M. Ziegler, P. Cwetanski, U. Straumann, „A triple GEM detector for LHCb“, LHCb internal note TRAC 99-024, June 30, 1999

Anhang A

Inbetriebnahme eines Detektors

Es folgt eine kurze Anleitung zur sicheren Inbetriebnahme des Detektors.

Ein neu zusammengebauter Detektor wird zunächst über Nacht mit Stickstoff gespült, um eine geringe Feuchtigkeit im Modul zu erreichen. Ist der Detektor einige Stunden gespült worden, wird die Stickstoffzufuhr abgedreht und ein Ventil zur Zählgasversorgung geöffnet. Während im Detektorvolumen der Stickstoff dem Zählgas weicht, wird die Spannung langsam angefahren.

	Potentialdifferenz [V]	Feldstärke [V/cm]
Auslesestruktur $\leftrightarrow$ Gain-GEM	290	950
Gain-GEM	$330 - 360$	
Driftfeld zwischen zwei GEMs	225	750
Transfer-GEM	225	
Transfer-GEM $\leftrightarrow$ Driftelektrode	225	750

Tabelle A.1: Richtwerte für die Betriebsspannungen im Detektor. Die Werte gelten für ein Gasgemisch Argon/CO_2 (90:10) und Abstände von 3 mm zwischen den GEMs

Richtwerte für die Betriebsspannungen eines Detektors mit dem Zählgasgemisch Ar/CO_2 (90:10) sind in Tab. A.1 angegeben. Abb. 4.11 und Abb. 4.12 zeigen die Verstärkung einer GEM in Abhängigkeit von Spannung und Gasgemisch.

Das Hochfahren der Spannungen geschieht in den nachfolgend aufgelisteten Schritten. Der Vorgang ist bewußt streng gehalten, um beim Auftreten eines Fehlers die Ursache sicher bestimmen zu können. Die Spannungen sollten so langsam hochgefahren werden, daß zu keiner Zeit Ströme größer als 20 nA auftreten. Während des Hochfahrens der Spannungen sollte der Neutronenstrahl blockiert werden.

1. Sämtliche Spannungen werden auf die Sollspannung der Unterseite[1] der Gain-GEM gefahren. Während dieser Zeit laden sich die Kapazitäten am Detektor auf. Die Spannung an der Unterseite der Gain-GEM wird ab sofort nicht mehr geändert.

2. Alle Spannungen sind auf der Sollspannung der Unterseite der Gain-GEM. Es wird gewartet, bis alle Ströme abgeklungen sind. Bei einer stabilen Spannungsversorgung sollten zu diesem Zeitpunkt keine Ströme zu messen sein.

3. Alle Spannungen bis auf die der Unterseite der Gain-GEM werden um etwas weniger als die Soll-Betriebsspannung der Gain-GEM (= geringer Gain) hochgefahren.

4. Abermals wird gewartet, bis alle Kapazitäten aufgeladen sind.

5. Alle Spannungen bis auf die beiden der Gain-GEM werden um die Driftfeldspannung erhöht.

6. Wiederholung von Punkt 4.

7. Die jetzige Spannungs-Konfiguration entspricht der eines einstufigen Detektors[2]. Wird der Detektor in den Neutronenstrahl gebracht, sollte die Verstärkung an der Gain-GEM ausreichen, um ein Pulshöhenspektrum aufzunehmen. Anhand dieses Pulshöhenspektrums ist die Gain-GEM im Vergleich zu bekannten GEMs, die mit demselben Zählgasgemisch vermessen wurden, vollständig charakterisiert.

8. Die Spannung an der Gain-GEM wird auf die gewünschte Verstärkung eingestellt. Dabei werden alle höheren Spannungen im selben Intervall mitgefahren.

9. Wiederholung von Punkt 4.

10. Ein weiteres Pulshöhenspektrum wird aufgenommen. Dieses Spektrum dient während des restlichen Hochfahrens als Referenzspektrum.

11. Nun wird die Untergrundzählrate des Detektors bestimmt, während der Detektor vom Neutronenstrahl abgeschirmt ist. Ohne Bestrahlung sollten am Detektor keine Ströme größer als 5 nA zu messen sein.

12. Nach demselben Schema wird sukzessive eine Transfer-GEM nach der anderen angefahren. Dabei wird darauf geachtet, daß die Transfer-GEMs das Pulshöhenspektrum nicht verzerren, also nur Ladungstransparenz aufweisen

[1] Es hat sich eingebürgert, von der Unterseite einer GEM zu sprechen, wenn die der Auslesestruktur zugewandte Seite gemeint ist. Analog dazu ist die Oberseite einer GEM diejenige Seite, die der Driftelektrode zugewandt ist.

[2] Also eines Detektors, der aus einer Auslesestruktur, einer Gain-GEM und einer borbeschichteten Driftelektrode besteht.

(Gain = 1). Auf diese Weise erhalten alle Ladungswolken, die von einem Bor-Tochterkern erzeugt werden, unabhängig von ihrem Entstehungsort die gleiche Verstärkung. Zwar ergeben sich keine Nachteile, wenn an einer GEM ein etwas höherer Gain erreicht wird, da dadurch keine Zählrate verloren geht. Andererseits ist die möglichst genaue Kenntnis der Gasverstärkung im Detektor wünschenswert, um eventuell auftretende Veränderungen des Betriebsverhaltens des Detektors protokollieren zu können.

Die im Betrieb an den GEMs auftretenden Ströme entstehen durch die Ionen, die in den Löchern der GEMs erzeugt und an den Kathodenseiten der GEMs neutralisiert werden.

Zu Beginn des Betriebs wird sich der Gain an den einzelnen GEMs ändern. Dieser sogenannte Drift ist für Gasdetektoren normal, vor allem, wenn Isolatormaterialien im Detektor sind. Es handelt sich dabei um ein langsames Einstellen der einzelnen einander beeinflussenden Potentiale im Detektor auf ein Gesamtgleichgewicht. Um eine Neukalibrierung des Detektors durchzuführen, werden sämtliche Transfer-GEMs mit 50 Volt in Sperrichtung geschaltet[3]. So kann wieder ein Referenz-Pulshöhenspektrum aufgenommen werden. Mit diesem können wieder die Transfer-GEMs auf eine Verstärkung von 1 eingestellt werden.

[3]Dabei werden üblicherweise nur die Potentiale der GEM-Oberseiten verändert.

Anhang B

Der Konditionierungsstand

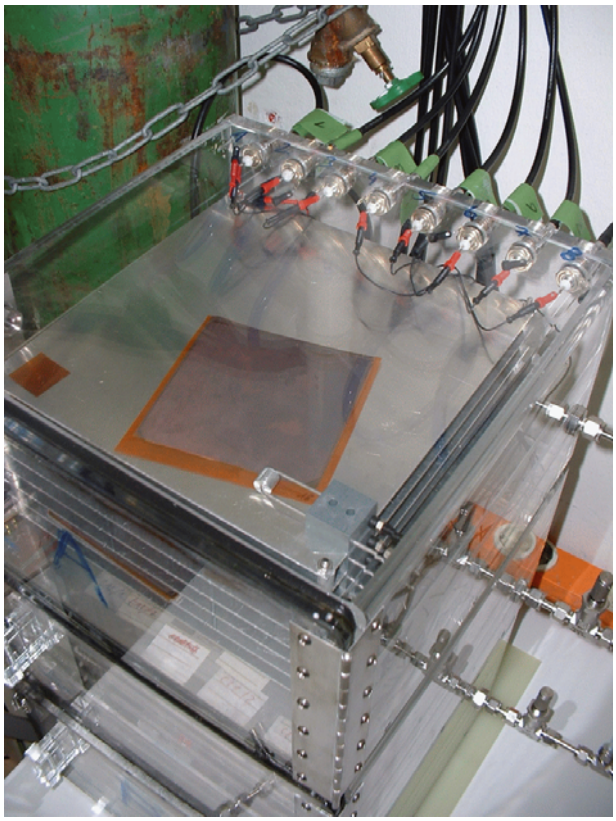

Abbildung B.1: Eine mit Bor beschichtete GEM während der Konditionierung. Die GEM wird durch eine Aluminiumrolle, die die Hochspannung zuführt, auf eine Platte auf Erdpotential gedrückt. Rechts im Bild sind die Stickstoffzuführungen zu den Flow-Boxen zu erkennen. In zwei der Boxen können gleichzeitig jeweils bis zu 8 GEMs konditioniert werden

Anhang C

Der Detektor

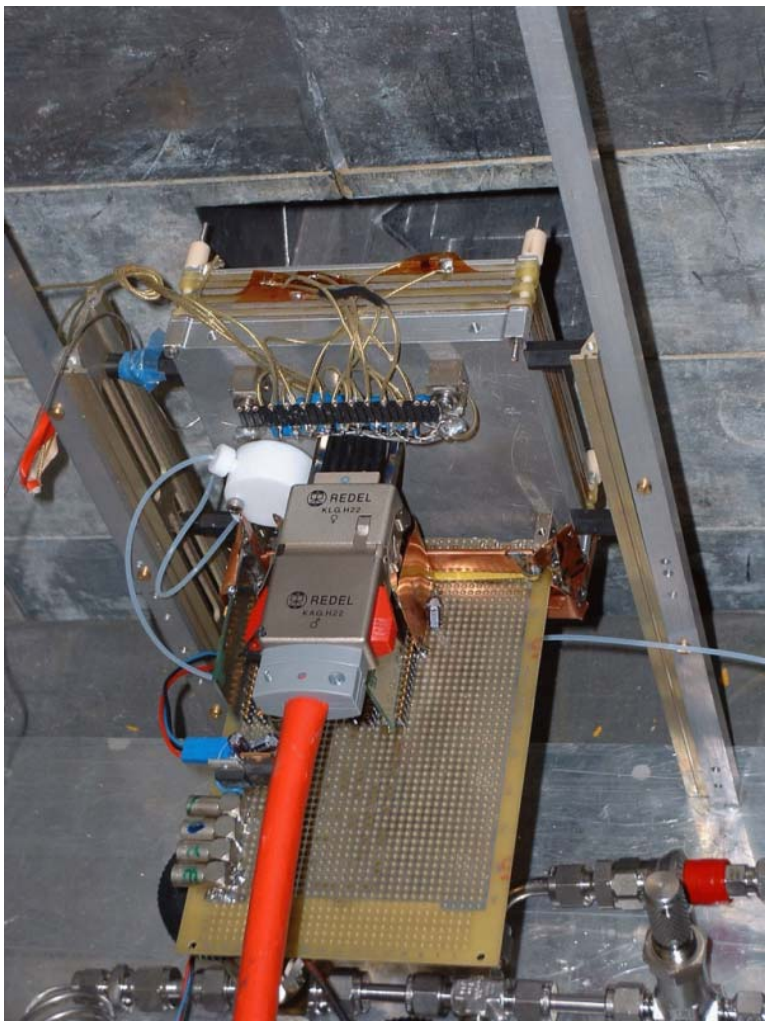

Abbildung C.1: Der in dieser Arbeit gebaute Detektor im Betrieb (vor der Neutronenquelle im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg).

Mein Dank gilt

Martin Klein (weil es Spaß gemacht hat, in seiner Gruppe zu arbeiten)

Christian Schmidt (die Motivation und das Händchen für ein nettes Wort zur rechten Zeit)

Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele („Hartmut, hast Du mal Zeit? “- „Klar, komm rein!“)

Herrn Prof. Dr. J. Schmiedmayer (für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit)

Herrn Prof. Dr. D. Dubbers (für sein Interesse an meiner Arbeit und einige sehr zeitsparende Tips)

Frank Lang (für viele Klein- und Großigkeiten)

Utz Schmidt (weil man ihn immer fragen kann, und weil er immer die Antwort kennt)

Herrn Spiegel (weil ich nie wieder jemandem Brezeln schulden werde)

Herrn Stahl („Bis wann brauchen Sie's? “- „Ist nicht eilig, Herr Stahl. “- „Ah, gut. Holen Sie's morgen früh ab. “)

Christian Rummel (Ich habe mir so viel Zeug bei ihm geschnorrt, daß er mir das 'Du' irgendwann freiwillig angeboten hat)

Kerstin (nu?)

Bastian (Sommer ist, wenn man trotzdem lacht)

Ramona (Für Geduld und Einsicht, daß ich nie zu Hause war? Nee. Aber dafür, daß ich mich zu Hause so wohl fühle.)

Karl (Wegen der Nase. Die ist nämlich legendär.)

Barbara (Für unermüdliches Korrekturlesen)

und natürlich meinen Eltern (für meine gute Erziehung (c;=)

Erklärung:

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

Heidelberg, den ....
Hjalmar Bruhns