



schnitte (vgl. Abbildung 2.3) und hohe Energien der Spaltprodukte aufweisen, die jedoch nur eine kleine Reichweite in Festkörpern haben und daher sehr dünne Konverterschichten erfordern. Sie werden daher in Detektoren nur wenig benutzt.

Grundsätzlich wird zwischen gasförmigen und festen Konvertern unterschieden, da diese hinsichtlich der resultierenden Detektoreigenschaften sehr verschiedenen sind. Die in Frage kommenden Gase werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

### 2.1.1 Gasförmige Konverter

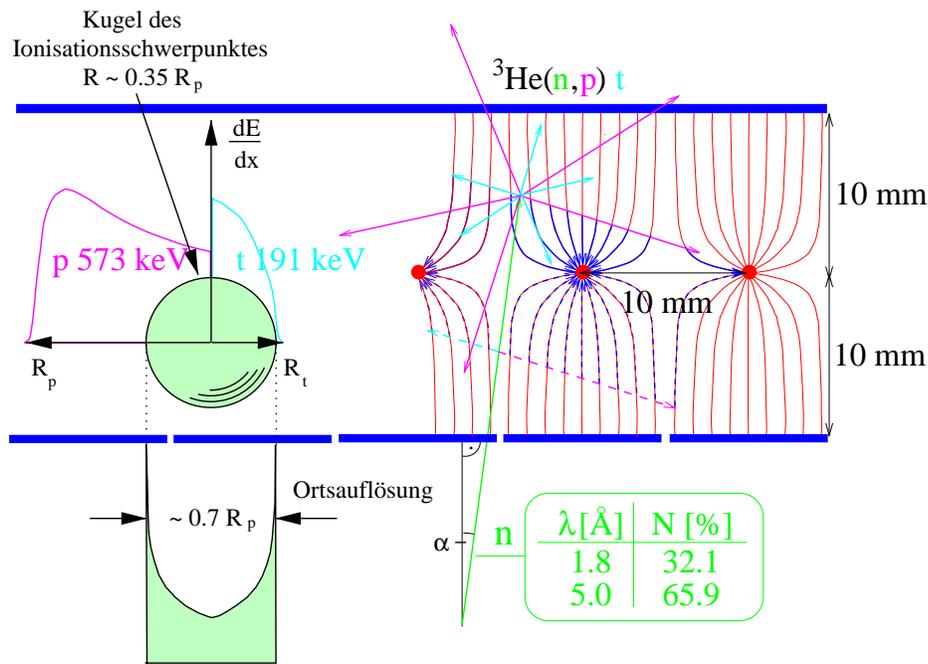
Für den Nachweis von Neutronen mit Hilfe gasförmiger Konverter werden  $^3\text{He}$  und  $^{10}\text{BF}_3$  verwendet.

$^{10}\text{BF}_3$  kommt immer seltener zur Anwendung. Dies liegt an der Giftigkeit dieses Gases und dem kleineren Reaktionswirkungsquerschnitt von  $^{10}\text{B}$  gegenüber  $^3\text{He}$  (vgl. Tabelle 2.2), so daß ein größerer Gasdruck erforderlich wäre, um die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Andererseits kann  $^{10}\text{BF}_3$  wegen seiner Elektronegativität nur bis zu einem Druck von ca. 2 bar verwendet werden, da sonst die nach dem Neutroneneinfang durch die emittierten  $\alpha$ - und  $^7\text{Li}$ -Ionen im Gas freigesetzten Elektronen zu einem großen Teil vom  $^{10}\text{BF}_3$  eingefangen werden und daher für den Nachweis nicht mehr zur Verfügung stehen. In Hochdruck-Detektoren für thermische oder kalte Neutronen (siehe Abschnitt 2.5) wird aus diesen Gründen i.d.R.  $^3\text{He}$  verwendet. Allerdings ist in  $^{10}\text{BF}_3$ -Gas die Reichweite der Reaktionsprodukte kleiner als in  $^3\text{He}$ -Gas (3.8 mm für die  $\alpha$ -Teilchen und 2 mm für die  $^7\text{Li}$ -Ionen bei 1 bar  $^{10}\text{BF}_3$ -Gas und Raumtemperatur), so daß prinzipiell eine bessere Ortsauflösung erzielbar ist.

In  $^3\text{He}$  beträgt die Absorptionslänge  $\lambda_n$ , nach der die Anzahl der Neutronen auf  $1/e$  abgefallen ist, für thermische Neutronen 7.59 bar cm (siehe Tabelle 2.2). Daher wird z.B. bei einer Absorbiertiefe von einem Zentimeter ein Druck von 6.95 bar benötigt, um thermische Neutronen mit 60% Effizienz nachzuweisen. Das Schema einer mit einem  $^3\text{He}/\text{CF}_4$ -Gasgemisch gefüllten Vieldrahtproportionalzählkammer ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Bei der Reaktion  $^3\text{He}(n,p)t$  wird eine Energie von 764 keV freigesetzt (Q-Wert) und auf Proton (p) und Triton (t) im umgekehrten Verhältnis ihrer Massen aufgeteilt. Beide Teilchen entfernen sich unter einem Winkel von  $180^\circ$  mit einer kinetischen Energie von  $E_p = 573$  keV bzw.  $E_t = 191$  keV voneinander. Diese werden im Zählgas abgebremst und erzeugen dabei Elektron-Ion-Paare. Die Elektronen werden durch ein elektrisches Feld auf den Anodendrähten gesammelt und nachgewiesen. Um eine gute **Ortsauflösung** zu erhalten, darf die Reichweite der Protonen und Tritonen im Gas nur kurz sein, da sonst die freigesetzten Elektronen über einen zu großen Bereich verteilt sind. Da aber die Ionen im  $^3\text{He}$  eine sehr große Reichweite haben, wird das  $^3\text{He}$  mit einem weiteren Gas gemischt, das die in alle Richtungen emittierten Protonen und Tritonen stärker abbremst.

Hierfür wird bevorzugt  $\text{CF}_4$  verwendet, da der spezifische Energieverlust von Ionen in diesem Gas im Vergleich zu anderen in Neutronendetektoren verwendeten Zählgasgemischungen am größten ist. Die Reichweite der Protonen  $R_p$  in  $\text{CF}_4$  beträgt 0.43 bar cm (in  $^3\text{He}$  hingegen 5.7 bar cm). Die Ortsauflösung ist bestimmt durch den gemeinsamen Schwerpunkt der vom Proton und Triton erzeugten Elektronenverteilungen. Diese Schwerpunktsverteilung hat einen Durchmesser von  $0.7 R_p$  für typische  $^3\text{He}/\text{CF}_4$  Zählgasgemischungen (vgl. Abbildung 2.1). Um eine Ortsauflösung von 1 mm bei einer Konvertertiefe von 1 cm und einer Absorptionswahrscheinlichkeit von 60% zu erreichen, ist zusätzlich zu 6.95 bar  $^3\text{He}$  ein Druck von 2.5 bar  $\text{CF}_4$  notwendig. Ein so hoher Druck ist für großflächige, quadratische Detektoren nicht realisierbar. Daher ist für Detektoren mit einer Größe von  $0.5 \times 0.5 \text{ m}^2$  die Ortsauflösung typischerweise größer 5 mm und wird durch Parallaxeeffekte aufgrund des Öffnungswinkels bei nichtorthogonalem Eintritt der gestreuten Neutronen noch verschlechtert. Wie aus dem

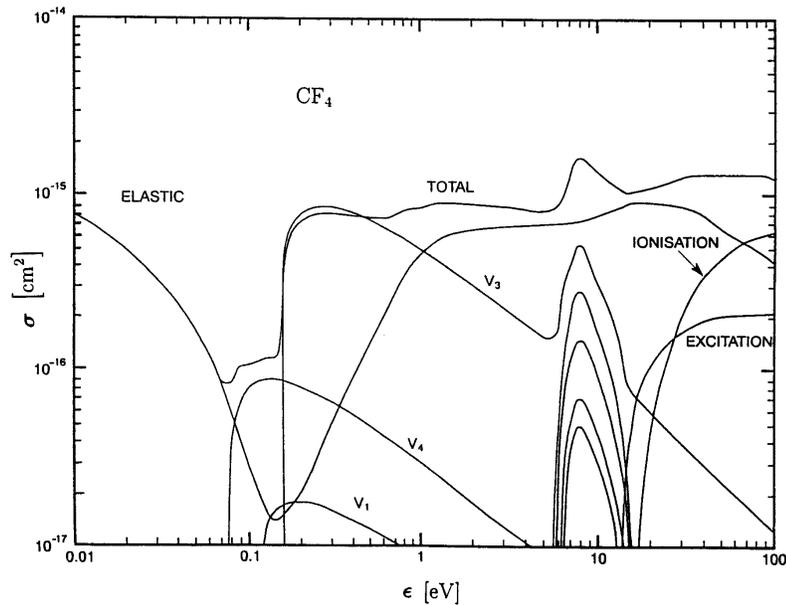


**Abbildung 2.1:** Vieldrahtproportionalkammer mit 1.5 bar  $^3\text{He}$  als Neutronenkonverter und 0.25 bar  $\text{CF}_4$  (HMI-SANS-Detektor). Im rechten Bildteil sind drei Anodendrahte (rote Punkte) mit den dazugehörigen elektrischen Feldlinien und in blau die Kathodenstreifen dargestellt. Ein Neutron (grün) trifft unter dem Winkel  $\alpha$  auf den Detektor und wird je nach Wellenlänge  $\lambda$  mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit  $N$  eingefangen. Die Reichweite und der Energieverlust  $dE/dx$  des nachfolgend emittierten Protons (p) sind in magenta, die des Tritons (t) in cyan dargestellt. Die durch diese Reichweiten bestimmte Ortsauflösung ergibt sich aus dem Durchmesser der Kugel der gemeinsamen Ionisationsschwerpunkte der Protonen- und Tritonen-Energieverlustverteilungen. Diese ist bei  $^3\text{He}/\text{CF}_4$  Gasgemischen proportional zu  $0.7 R_p$ , wobei  $R_p$  die Protonenreichweite ist.

in Abbildung 2.1 maßstäblich gezeichneten Verhältnis der Protonenreichweite und der Detektortiefe ersichtlich ist, kommt es vor, daß die Protonen oder Tritonen das Gasvolumen verlassen. In diesem Fall findet keine vollständige Ladungssammlung statt und der Ort des Einfangs kann nicht korrekt bestimmt werden.

Zusätzlich zu einem hohen differentiellen Wirkungsquerschnitt  $dE/dx$  (“stopping power”) für Ionen erfüllt  $\text{CF}_4$  in Mischungen mit  $^3\text{He}$  die Funktion eines sog. **Quenchgases**. Diese beruht darauf, daß im Gegensatz zum  $^3\text{He}$ , das nur elektronische Anregungen hat, ein breites Spektrum von Vibrationsanregungen im  $\text{CF}_4$  zu einer Verminderung der Elektronentemperatur, d.h. der ungerichteten Elektronenbewegung, bei der Elektronendrift im Bereich niedriger reduzierter Feldstärken  $E/p$  ( $E$  = Feldstärke,  $p$  = Gasdruck) führt (vgl. Abb. 2.2). Damit wird die Diffusion vermindert, die effektive Driftgeschwindigkeit jedoch erhöht (vgl. z.B. [Sch95]). Zusätzlich wird in Anodendrahtnähe die für eine vorgegebene Verstärkung benötigte Feldstärke im Detektor vermindert, da die Ionisationsenergie in  $\text{CF}_4$  mit ca. 16 eV deutlich niedriger ist, als diejenige von He mit 24.6 eV.

Zum Erreichen einer guten **Flugzeitauflösung** sind gasförmige Konverter ebenfalls nachteilig. Thermische Neutronen haben eine Geschwindigkeit von 2200 m/s. Um einen Konverter von 1 cm Tiefe zu durchfliegen, benötigen sie 4.55  $\mu\text{s}$ . Da nicht festgestellt werden kann, in welcher Tiefe das Neutron absorbiert wurde, entspricht dies einer zeitlichen Unschärfe der



**Abbildung 2.2:** Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Elektronen an  $\text{CF}_4$  in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Die bis zu sehr niedrigen Schwellenenergien auftretenden Vibrationsanregungen sind in Gruppen  $V_1$  bis  $V_4$  zusammengefaßt [Bia95].

Flugzeit, entsprechend der Basisbreite der Flugzeitauflosungsverteilung, von  $4.55 \mu\text{s}$ . Bei Umrechnung in eine äquivalente Gaußverteilung ergibt sich eine um den Faktor  $2.355/\sqrt{12} = 0.68$  kleinere Halbwertsbreite von  $3.1 \mu\text{s}$ . Für den Einsatz bei den geplanten amerikanischen und europäischen Spallationsneutronenquellen SNS und ESS wird aber für viele Experimente eine Flugzeitauflösung von ca.  $1 \mu\text{s}$  gewünscht.

Desweiteren ist die Zählratenkapazität für größere  $^3\text{He}$ -Detektoren auf typischerweise einige  $10^4$  Hz begrenzt. Dies liegt an folgenden zwei Effekten: Proton und Triton werden in entgegengesetzte Richtungen emittiert und damit ergeben sich Sammelzeitunterschiede von mehreren 100 ns. Diese wiederum machen lange Pulsformzeiten erforderlich und begrenzen somit die Zählrate. Ferner driften die beim Multiplikationsprozeß in der Nähe der Anode erzeugten positiven Zählgasionen bei Überdruck und den in  $^3\text{He}$ -Detektoren benutzten kleinen reduzierten Feldstärken  $E/p$  nur sehr langsam zu den Kathoden und erzeugen daher eine positive Raumladung, die die driftenden Elektronen stört.

Alle hier angesprochenen Nachteile eines gasförmigen Konverters lassen sich durch Verwendung eines Festkörperkonverters vermeiden; dessen Zusammensetzung und Eigenschaften werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

### 2.1.2 Festkörperkonverter

Eine Möglichkeit zur Herstellung eines festen Konverters besteht darin, das Konvertermaterial mit einem anderen Festkörper zu mischen. Die nach dem Einfang des Neutrons emittierte ionisierende Strahlung erzeugt z.B. elektronische Anregungen der benachbarten Atome im Festkörper, die sichtbares Licht emittieren, welches den Festkörper verläßt, so daß das Neutron durch diesen Prozeß nachgewiesen werden kann (z.B. bei Speicherleuchtstoffen oder Szintillatoren, vgl. Abschnitt 2.2 und 2.3). Im Konverter muß also Strahlung emittiert werden, die den Konverter verlassen und außerhalb nachgewiesen werden kann.

Dies wird erleichtert, falls der Konverter aus einer dünnen Schicht (einige  $\mu\text{m}$ ) Konvertermaterial besteht, das auf einen ebenfalls dünnen Träger aufgebracht ist. Dies hat ferner den Vorteil, daß der Absorptionsort sehr gut lokalisiert ist und auch bei schrägem Einfall der Neutronen keine Parallaxe auftritt. Bei dem Trägermaterial kann es sich um eine dünne metallische oder Kunststoffolie handeln. Die nach dem Neutroneneinfang emittierten geladenen Teilchen werden außerhalb des Konverters detektiert und können mit Siliziumstreifen-zählern oder Niederdruckgasdetektoren nachgewiesen werden. Damit sind Ortsauflösungen von weniger als 0.1 mm und Flugzeitmessungen mit einer Genauigkeit von wenigen Nanosekunden möglich (vgl. Abschnitt 2.4 und 2.6).

Bei einem solchen Folienkonverter sind also neben einem hohen Einfangquerschnitt für Neutronen insbesondere die Reichweite der nach dem Einfang emittierten geladenen Teilchen sowie die von diesen erzeugte Ionisationsdichte von Bedeutung. Damit die Teilchen den Festkörper verlassen können, sollte ihre Reichweite bzw. Abschwächungslänge deutlich größer als die zum Einfang der Neutronen benötigte Schichtdicke sein, um eine gute Nachweiseffizienz für die absorbierten Neutronen zu erzielen. In Tabelle 2.2 sind diese Verhältnisse für die wichtigsten Festkörperkonverter aufgelistet und mit dem gasförmigen  $^3\text{He}$  verglichen.

Reaktion	Neutronen-	Reichweite R, Abschwächungslänge $\lambda_{ce}$	$R/\lambda_n,$ $\lambda_{ce}/\lambda_n$
	Absorptionslänge $\lambda_n$ Wirkungsquerschnitt		
$^3\text{He}(n,p)t$	$\lambda_n = 7.59 \text{ bar cm}$ 5 333 b	(vgl. $R_p = 0.43 \text{ bar cm}$ in $\text{CF}_4$ ) p : 573, t : 191	
$^6\text{Li}(n,\alpha)t$	$\lambda_n = 230 \mu\text{m}$ 940 b	$R_t = 130 \mu\text{m}$ t : 2 727, $\alpha$ : 2 055	0.57
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$\lambda_n = 19.9 \mu\text{m}$ 3 836 b	$R_\alpha = 3.14 \mu\text{m}$ $\alpha$ : 1 472, $^7\text{Li}$ : 840 (93.6%)	0.16
$^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}^*$ $E^* = 7\,937$	$\lambda_n = 1.30 \mu\text{m}$ 255 000 b	$\lambda_{ce} = 11.9 \mu\text{m} \pm 0.6 \mu\text{m}$ ce : 29 – 181 (87.3% $\pm$ 2.5%)	9.2
$^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}^*$ $E^* = 8\,536$	$\lambda_n = 5.38 \mu\text{m}$ 61 400 b	ce : 39 – 191 (84.5% $\pm$ 5%)	
$^{\text{nat}}\text{Gd}(n,\gamma)$	$\lambda_n = 6.72 \mu\text{m}$ 49 122 b	$\lambda_{ce} = 12.3 \mu\text{m} \pm 0.3 \mu\text{m}$ ce : 29 – 191 (86.5% $\pm$ 1%)	1.83

**Tabelle 2.2:** Konverter für thermische Neutronen ( $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$ ).

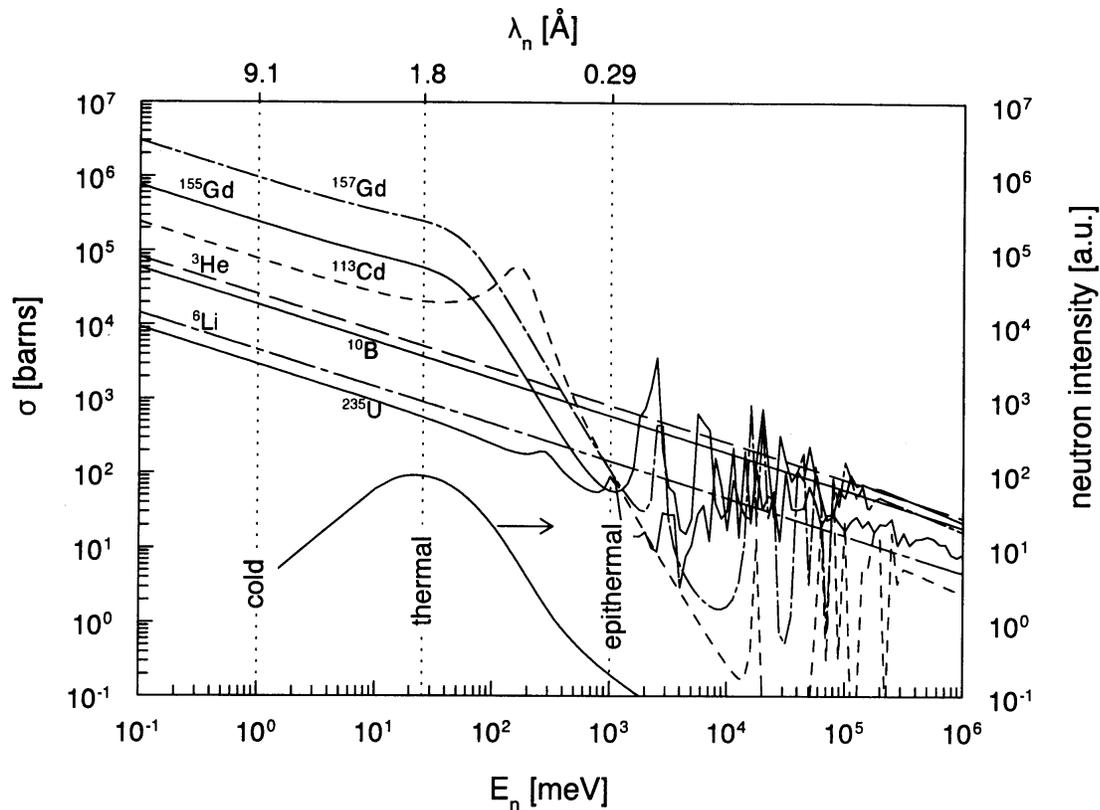
Es wird deutlich, daß bei  $^{157}\text{Gd}$  das Verhältnis  $\lambda_{ce}/\lambda_n$  zwischen der Abschwächungslänge der nach Neutroneneinfang emittierten Konversionselektronen und der für die Absorption der Neutronen benötigten Schichtdicke am günstigsten ist. Außerdem hat  $^{157}\text{Gd}$  von allen Materialien den größten Wirkungsquerschnitt für den Einfang von thermischen Neutronen ( $\lambda = 1.81\text{\AA}$ ), so daß für diese die optimale Dicke der Konverterschicht nur 3  $\mu\text{m}$  beträgt (siehe Abschnitt 3.1.3). Daher wird für den in dieser Arbeit entwickelten Detektor Gadolinium als Neutronenkonverter verwendet, das zu 89.4% mit  $^{157}\text{Gd}$  angereichert ist. Auf einen

noch höheren Anreicherungsgrad wurde aus Kostengründen verzichtet. Mit diesem Anreicherungsgrad ist, wie in Abschnitt 3.1.3 gezeigt wird, für thermische Neutronen eine Austritts- (Escape-) Wahrscheinlichkeit und damit eine max. Nachweiseffizienz von 59% erreichbar. Demgegenüber ergibt sich mit  $^{nat}\text{Gd}$  aufgrund von  $\lambda_{ce}/\lambda_n = 1.83$  nur maximal eine Austrittswahrscheinlichkeit von 32%.  $^{155}\text{Gd}$  hat bei gleicher Anreicherung preislich kaum Vorteile gegenüber  $^{157}\text{Gd}$ , jedoch einen Neutroneneinfangquerschnitt, der nur wenig höher als derjenige von  $^{nat}\text{Gd}$  ist. Die Energie der Konversionselektronen ist um 10 keV höher als bei  $^{157}\text{Gd}$  und die Abschwächung daher unwesentlich kleiner.

Bei  $^{10}\text{B}$  ist für die Reichweite  $R_\alpha$  der emittierten  $\alpha$ -Teilchen (die größer ist als diejenige der ebenfalls emittierten  $^7\text{Li}$ -Ionen) das Verhältnis  $R_\alpha/\lambda_n = 0.16$  für  $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$ , so daß mit Detektoren mit nur einer Konverterlage und beidseitigem Nachweis der Sekundärstrahlung nur eine Nachweiseffizienz von wenigen Prozent erreicht werden kann.

Für  $^6\text{Li}$  ergibt sich demgegenüber aufgrund von  $R_t/\lambda_n = 0.57$  für  $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$  eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von wenig über 20%. Diese steigt für kalte Neutronen mit  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  und optimierte dünne Konverter jedoch auf fast 60% an.

Die Änderung des Einfangwirkungsquerschnittes mit der Neutronenenergie ist in Abbildung 2.3 für verschiedene Konverter veranschaulicht. In der unteren Hälfte der Abbildung ist ein typisches Energiespektrum von moderierten Reaktorneutronen dargestellt. Es wird deutlich, daß  $^{157}\text{Gd}$  bis zu einer Neutronenenergie von ca. 400 meV den größten Einfangquerschnitt hat (abgesehen von  $^{113}\text{Cd}$ , das sich nicht als Konverter eignet). Oberhalb 400 meV



**Abbildung 2.3:** Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang in Abhängigkeit von der Neutronenenergie und -wellenlänge für verschiedene Absorber. Die untere Kurve zeigt ein typisches Spektrum von moderierten Neutronen an einem Reaktor [Kni98].

übertrifft zunächst der Querschnitt von  ${}^3\text{He}$  und oberhalb 450 meV derjenige von  ${}^{10}\text{B}$  den Einfangquerschnitt von  ${}^{157}\text{Gd}$ . Der Querschnitt von  ${}^{10}\text{B}$  ist im gesamten Energiebereich um den Faktor 4.08 höher als derjenige von  ${}^6\text{Li}$ .  ${}^{235}\text{U}$  und  ${}^{239}\text{Pu}$  haben demgegenüber Resonanzen mit hohen Absorptionsquerschnitten im eV- bis keV-Bereich.

Hinsichtlich der **Untergrundfreiheit** ist allerdings  ${}^6\text{Li}$  erheblich besser geeignet als  ${}^{157}\text{Gd}$ . Wenn mit den Neutronen aus dem Strahlrohr ein hoher Anteil von  $\gamma$ -Quanten und Röntgenstrahlen auf den Detektor trifft, ist die Wahrscheinlichkeit der Produktion von Elektronen durch den Photoeffekt bei  ${}^{157}\text{Gd}$  um den Faktor  $4.4 \cdot 10^6$  größer als bei  ${}^6\text{Li}$ , da der Querschnitt oberhalb der K-Schalen-Energie des Absorbers proportional zu  $Z^5$  ist und  ${}^{157}\text{Gd}$  und  ${}^6\text{Li}$  Kernladungszahlen von  $Z = 64$  bzw.  $Z = 3$  haben. An Reaktoren wird der Anteil von  $\gamma$ -Quanten minimiert, indem die Neutronenstrahlrohre so angeordnet werden, daß sie nicht direkt auf den Reaktorkern weisen und somit nur ein kleiner Anteil der  $\gamma$ -Quanten in die Strahlrohre gelangen kann. An gepulsten Spallationsneutronenquellen eilen die Photonen im Strahlrohr mit Lichtgeschwindigkeit den wesentlich langsameren Neutronen voraus, und ihre Intensität aus Sekundäranregungen ist weitestgehend abgeklungen beim Eintreffen der Neutronen. Durch Photonen, die aus dem Strahlrohr stammen oder von der Probe emittiert werden, mittels Photoeffekt freigesetzte Elektronen liefern keine Information über die zu untersuchende Probe und erhöhen daher nur den Untergrund.

## 2.2 Detektoren ohne Flugzeitauflösung

Zu den integrierenden Detektoren, die keine Flugzeitinformation liefern, gehören sog. Speicherleuchtstoffe (**Image Plates**). Diese wurden 1983 für Anwendungen in der medizinischen Diagnostik zum Nachweis von Röntgenstrahlung entwickelt [Son83]. Sie bestehen aus einem pulverförmigen Speicherleuchtstoff ( $\text{BaFBr:Eu}^{2+}$ ), in dem beim Durchgang eines geladenen Teilchens Elektron-Loch-Paare entstehen. Diese rekombinieren aber nicht sofort wieder, sondern werden durch Fehlstellen im Kristall festgehalten. Die so gespeicherte Information kann durch optische Anregung der Elektronen mit einem Laser zugänglich gemacht werden. Die angeregten Elektronen rekombinieren mit den  $\text{Eu}^{2+}$ -Lochzuständen, wobei die charakteristische  $\text{Eu}^{2+}$ -Lumineszenzstrahlung emittiert wird und mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen werden kann. Nach diesem Auslesevorgang muß der Speicherleuchtstoff durch Bestrahlen mit einer Halogenlampe regeneriert werden, um alle noch vorhandene Restinformation zu löschen. Dieses gelingt aber nicht immer vollständig, so daß es zum Auftreten von "Geister"-Signalen kommen kann, die die Auflösung beeinträchtigen. Bei optimalen Bedingungen können Ortsauflösungen besser als  $140 \mu\text{m}$  mit relativ großen Detektoren ( $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ) erreicht werden.

Um mit einem solchen Detektor Neutronen nachzuweisen, kann der Speicherleuchtstoff mit einem Folienkonverter kombiniert werden, der nach dem Neutroneneinfang geladene Teilchen emittiert. Eine andere Möglichkeit besteht in der Mischung des Speicherleuchtstoffpulvers mit  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ -Pulver. Dabei werden die Neutronen im  ${}^{155}\text{Gd}$  oder  ${}^{157}\text{Gd}$  eingefangen, und durch die anschließende Emission von Konversionselektronen, Augerelektronen und Röntgenquanten werden die Elektron-Loch-Paare in den benachbarten Speicherleuchtstoffkörnern erzeugt. Die bisher erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen ist kleiner als 23% [Rau96]. Außerdem weist dieser Detektor aufgrund des hohen Anteils an schweren Elementen (Ba:  $Z=56$ , Eu:  $Z=63$ , Gd:  $Z=64$ ) bei Dicken der Image Plates von  $150 - 300 \mu\text{m}$  eine hohe  $\gamma$ -Empfindlichkeit von etwa  $6 \cdot 10^{-3}$  bei 662 keV auf [Rau96], was zu Untergrund im Spektrum führt.

Ein weiterer Detektortyp, der keine Flugzeitinformation liefert, ist eine sog. **CCD-Kamera** (Charge Coupled Device). Um diese zum Nachweis von Neutronen verwenden zu können, wird die Lichtausbeute eines mit  ${}^6\text{Li}$  angereicherten Szintillators (vgl. Abschnitt 2.3) durch ein optisches System auf einen CCD-Chip fokussiert [Rau96]. Diese CCD-Kamera be-

stimmt die im Szintillator erzeugte Lichtmenge, und mit Hilfe eines Computers wird der Ort des Neutroneneinfangs berechnet. Mit einem solchen System sind bei reduzierter Auflösung Zählraten von bis zu  $10^7$  Ereignissen pro Sekunde möglich, und mit kleineren Szintillatoren kann eine Ortsauflösung von ca.  $300 \mu\text{m}$  für kleinere Zählraten erreicht werden. Nachteilig ist die hohe  $\gamma$ -Sensitivität der CCD (sie muß speziell vor direkter Strahlung abgeschirmt werden) und die kleine Nachweiswahrscheinlichkeit von weniger als 20%. Die Bestimmung der Lichtausbeute von Szintillatoren mit Hilfe von Photomultipliern wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

## 2.3 Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationsdetektor konvertiert die durch ionisierende Teilchen verursachte Anregung eines Festkörpers in sichtbares Licht. Dieses wird an einen oder mehrere Photomultiplier (PM) weitergeleitet, die die erzeugte Lichtmenge bestimmen. Mit ortsauffösenden PM's oder durch Schwerpunktbildung, indem das Licht durch einen zusätzlichen Lichtverteiler (Dispenser) auf benachbarte PM's verteilt wird, läßt sich der Ort der Anregung bei  $^6\text{Li}$ -Glasszintillatoren mit einer Genauigkeit von 2–3 mm bestimmen ("Anger-Kamera"). Eine solche Anordnung ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Dabei dient der Luftspalt dazu, durch Totalreflexion im Spalt den Lichtkegel auf ca.  $45^\circ$  in Vorwärtsrichtung zu beschränken, so daß nur einige Photomultiplier ansprechen.

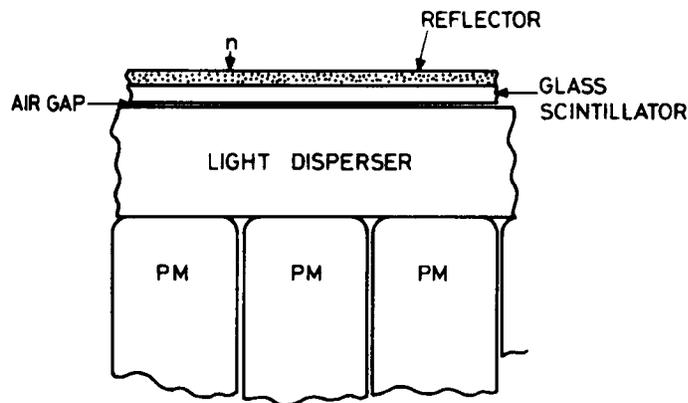


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau einer Anger-Kamera [For88].

Der Szintillationsmechanismus unterscheidet sich für anorganische Kristall-Szintillatoren und organische Szintillatoren, die als Kristalle, Flüssigkeiten oder polymerisierte Festkörper vorliegen können. *Anorganische Szintillatoren* sind Kristalle, die mit Aktivator-Zentren (Farbzentren) dotiert sind. Ionisierende Teilchen erzeugen im Festkörper freie Elektronen, freie Löcher und Exzitonen. Diese bewegen sich im Kristallgitter, bis sie auf ein Aktivator-Zentrum treffen und dieses in einen angeregten Zustand versetzen. Die Abregung erfolgt durch die Emission von sichtbarem Licht, wobei die Abklingzeit des Szintillationslichtes durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt ist. Anorganische Szintillatoren haben i.d.R. relativ lange Abklingzeiten von ca.  $1 \mu\text{s}$ . Im Gegensatz dazu haben *organische Szintillatoren* sehr kurze Abklingzeiten im Bereich von einigen Nanosekunden. Der Szintillationsmechanismus beruht hier auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff. Organische Szintillatoren sind für den Nachweis von thermischen Neutro-

nen aufgrund der geringen Lichtausbeute nicht geeignet und werden nur für den Nachweis von hochenergetischen Neutronen im MeV-Bereich verwendet, wobei die im Szintillator durch die Neutronen gestreuten Rückstoßprotonen detektiert werden.

Szintillationsdetektoren für thermische Neutronen werden bereits seit 1960 verwendet [Gin60]. Dabei wurde als Szintillatormaterial Glas verwendet, dem  ${}^6\text{Li}$  als Neutronenkonverter hinzugefügt wurde. Die nach dem Neutroneneinfang vom  ${}^6\text{Li}$  emittierten Tritonen und  $\alpha$ -Teilchen ionisieren das Szintillatormaterial und versetzen somit die Aktivator-Zentren in den angeregten Zustand. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, enthält dieses Glas 6.5 Gewichtsprozent  $\text{CeO}_2$ . Ein Nachteil dieser Szintillatoren ist, daß ein  $\gamma$ -Quant mit 1.6 MeV Energie die gleiche Lichtausbeute wie ein im  ${}^6\text{Li}$  absorbiertes Neutron erzeugt und somit nur durch eine Pulsformanalyse von einem "echten" Neutronenpuls zu unterscheiden ist.

Bei der Verwendung von  ${}^6\text{Li}:\text{Eu}^{2+}$ -Kristallen als Szintillatormaterial erzeugt ein  $\gamma$ -Quant mit einer Energie von 4.1 MeV die gleiche Lichtausbeute wie ein absorbiertes Neutron. Da  $\gamma$ -Quanten mit höherer Energie seltener sind, wird mit diesem Szintillator ein kleinerer  $\gamma$ -Untergrund erreicht. Bei diesem Material beträgt die Zerfallszeit des angeregten Zustandes 1.4  $\mu\text{s}$ . Durch die relativ lange Lebensdauer ist ein solcher Detektor nur bei Zählraten von bis zu einigen  $10^4$  Neutronen pro Sekunde sinnvoll einsetzbar, dies gilt auch bei der Verwendung von  ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}^+$  als Szintillatormaterial, da hierfür die Zerfallszeit 1  $\mu\text{s}$  beträgt.

Von P.L. Reeder wurde die Verwendung von  $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$  als Szintillatormaterial untersucht [Ree94]. Bei diesem Material werden 85% des Szintillationslichtes bereits nach 56 ns emittiert und die totale Zerfallszeit beträgt 600 ns. Durch den hohen Einfangquerschnitt von  ${}^{157}\text{Gd}$  für thermische Neutronen (vgl. Tabelle 2.2) wird bereits bei kleinen Materialstärken ein Großteil der thermischen Neutronen absorbiert. Allerdings ist die Lichtausbeute pro absorbiertem Neutron im Vergleich zu den obigen Szintillatoren wegen der relativ kleinen Energie der von Gd emittierten Konversionselektronen ziemlich gering. Die erreichbare Ortsauflösung, die umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Anzahl der detektierten Photonen ist, ist daher niedriger.

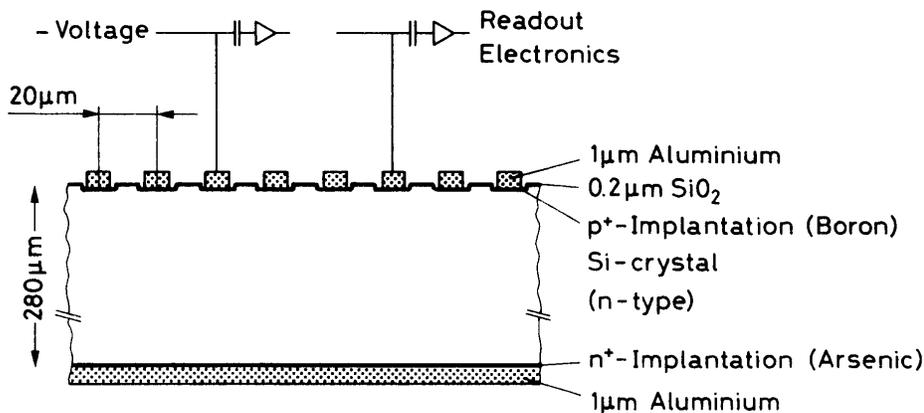
Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß besonders aufgrund der limitierten Ortsauflösung sowie der Zählratenkapazität von Szintillationsdetektoren für den Einsatz bei den geplanten Spallationsneutronenquellen großflächige (größer  $1\text{ m}^2$ ), segmentierte Detektoranordnungen erforderlich sind. Diese lassen sich kostengünstiger mit einer Szintillatorpuderschicht mit Binder herstellen als mit großflächigen Szintillatorkristallen. Für das Auslesen der Signale kommen am ehesten Photomultiplier mit kodierten Ausleseschemata oder ortsauflösende Photomultiplier in Frage, wohingegen CCDs wegen der fehlenden Zeitinformation für den Einsatz bei Spallationsneutronenquellen wenig geeignet sind, da bei diesen bei allen Experimenten eine Flugzeitmessung zur Bestimmung der Neutronenwellenlänge mit ca. 1  $\mu\text{s}$  Auflösung gewünscht wird.

## 2.4 Halbleiterdetektoren

Eine weitere Möglichkeit, Neutronen nachzuweisen, ist die Verwendung von Halbleiterdetektoren aus Silizium, wenn diese mit einem Folienkonverter kombiniert werden. Dieser kann sich entweder direkt auf dem Detektor befinden [Bru99], oder wenige Millimeter davon entfernt sein [Pet96]. Die vom Konverter (meist  ${}^{157}\text{Gd}$  oder  ${}^6\text{Li}$ ) emittierten geladenen Teilchen erzeugen auf ihrem Weg durch den polarisierten Si-Kristall in einer Verarmungszone Elektron-Loch-Paare. Bei diesem Prozeß werden die Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben und hinterlassen im Valenzband ein "Loch". Bei Silizium ist bei einer Temperatur von 300 K im Mittel eine Energie von 3.62 eV zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares erforderlich. Die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband beträgt bei dieser Temperatur aber nur 1.1 eV. Es wird also weniger als 1/3 der im Kristall deponierten Energie für die

Anregung von Elektronen verwendet. Die restlichen  $2/3$  der Energie des geladenen Teilchens werden in Anregungen des Kristallgitters (z.B. Phononen) verwandelt. Der Wert von  $3.62 \text{ eV}$  pro Elektron–Loch–Paar ist also über alle Arten des Energieverlustes gemittelt. Germanium hat einen ähnlich kleinen Wert von  $2.95 \text{ eV}$  bei  $80 \text{ K}$ , kann aber aufgrund des thermischen Rauschens nur bei  $80 \text{ K}$  (Kühlung mit flüssigem Stickstoff) verwendet werden. Bei allen anderen Halbleitern ist eine deutlich höhere gemittelte Energie zur Anregung von Elektronen ins Leitungsband erforderlich. Um ein möglichst großes Signal–zu–Rausch–Verhältnis zu erzielen, wird daher für Neutronendetektoren ausschließlich Silizium verwendet.

Die von dem nachzuweisenden Teilchen erzeugten Elektronen und Löcher werden durch ein elektrisches Feld voneinander getrennt, und somit wird eine Rekombination verhindert (siehe Abbildung 2.5). Dieses Feld kann intern erzeugt werden, indem ein Teil des Si mit Donatoren wie Phosphor oder Arsen dotiert wird (n–leitendes Gebiet), während in einen anderen Teil Bor oder Gallium als Akzeptor implantiert wird (p–leitendes Gebiet). Die Donatoren besitzen in der äußeren Schale der Elektronenhülle ein Elektron mehr als Si, welches sehr leicht ins Leitungsband angeregt werden kann. In diesem Gebiet gibt es also einen Überschuß an Elektronen im Leitungsband. Die Akzeptoren dagegen haben in der äußeren Elektronenschale ein Elektron weniger und daher kann aus dem Valenzband leicht ein Elektron in ein Akzeptorniveau angeregt werden, wodurch in diesem Gebiet ein Überschuß an Löchern im Valenzband entsteht. Die Elektronen im Leitungsband rekombinieren mit den Löchern aus dem Valenzband, und es entsteht ein Gebiet mit lokalisierten Elektronen auf der einen Seite und lokalisierten Löchern auf der anderen Seite. Da diese beiden Bereiche nicht mehr elektrisch neutral sind, entsteht dazwischen ein elektrisches Feld, das zu einer Änderung der energetischen Lage von Valenz– und Leitungsband führt. Dieses interne Feld kann durch Anlegen einer äußeren Spannung noch vergrößert werden; es ist für die Trennung der erzeugten Elektron–Loch–Paare verantwortlich.



**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung eines Silizium–Streifenzählers.

Die Elektronen und Löcher influenzieren während ihrer Drift zu den Elektroden auf diesen Spiegelladungen; diese werden durch einen Vorverstärker verstärkt. Bei Streifenzählern (siehe Abbildung 2.5) können die Elektroden für die Sammlung einige cm lang sein; mit dieser Anordnung werden Ortsauflösungen kleiner  $100 \mu\text{m}$  (FWHM) erreicht. Die Zeitauflösung eines solchen Detektors ist im wesentlichen durch die verwendete Ausleseelektronik bestimmt, da die Sammelzeiten der Ladungsträger im Silizium für einen  $300 \mu\text{m}$  dicken Kristall ca.  $8 \text{ ns}$  für die Elektronen und ca.  $25 \text{ ns}$  für die Löcher beträgt.

Ein Nachteil dieser Detektoren sind hohe Kosten bei relativ geringer Größe und insbesondere die sehr hohen Kosten pro Flächeneinheit für die Ausleseelektronik bei Verwendung von Mikrostreifendetektoren. Eine einzelne Si-Diode kann eine aktive Fläche von  $25 \text{ cm}^2$  haben. Um großflächige Streifendetektoren rationell herstellen zu können, werden große Substrate (Waver) benötigt. Für die Fertigung von Si-Zählern werden bisher nur Wafer mit einem Durchmesser von  $3'' - 5''$  benutzt. Außerdem ist das Rauschen dieser Streifendetektoren größer als bei kleinen Dioden; kleine Signale, wie die  $29 \text{ keV}$  Konversionselektronen der  $K_\alpha$ -Linie von  $^{157}\text{Gd}$ , die ca.  $1/3$  der Gesamtintensität enthält (vgl. Abb. 3.1), fallen damit unter die Nachweisschwelle, die bei ca.  $40 \text{ keV}$  liegt. An der Entwicklung von Prototypen für großflächige Anordnungen von Si-Detektoren mit Gd-Neutronenkonvertern wird seit längerem gearbeitet [Pet96].

## 2.5 Hochdruck-Gasdetektoren

Bei Detektoren mit gasförmigen Neutronenkonvertern müssen die Zählgase sich unter Normal- oder Hochdruck befinden (vgl. Abschnitt 2.1.1).  $^3\text{He}$  ist dafür am besten geeignet, aber aus Kostengründen kamen auch Detektoren mit  $^{10}\text{BF}_3$  zum Einsatz. Die Neutronen werden im  $^3\text{He}$  oder  $^{10}\text{B}$  eingefangen, und anschließend emittieren die angeregten Kerne geladene Teilchen (vgl. Tab. 2.1). Diese verfügen über genügend kinetische Energie (siehe Abschnitt 2.1.1), um die Gasatome entlang einer Flugbahn von einigen Millimetern Länge (bei 1 bar) zu ionisieren. Die frei werdenden Elektronen driften zunächst entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes im Detektor in Richtung der Anoden. In deren Nähe ist die Feldstärke so hoch, daß es zur Entstehung einer Elektronenlawine kommt, da die Elektronen nun ebenfalls die Gasatome ionisieren können. Diese Gasverstärkung beginnt aber erst in unmittelbarer Nähe der Anode und daher sind in Neutronenzählern die erreichten Verstärkungsfaktoren klein ( $10 - 1000$ ). Durch die auf den Elektroden influenzierten Signale wird das eingefangene Neutron nachgewiesen.

Die einfachste Möglichkeit, Neutronen mit solchen Konvertern nachzuweisen, sind **Proportionalzählrohre**. Diese sind i.d.R. mit  $^3\text{He}$  und einem weiteren Gas (z.B. Propan oder  $\text{CF}_4$ ) gefüllt, wobei der totale Gasdruck  $3 - 10 \text{ bar}$  beträgt. Um eine größere Fläche abzudecken, lassen sich Zählrohre nebeneinander positionieren, und diese Anordnungen werden auch heutzutage noch häufig verwendet. Die Ortsauflösung dieser Zählrohranordnungen ist auf den Rohrdurchmesser begrenzt ( $5 - 50 \text{ mm}$ ).

Eine Verbesserung dieses Prinzips stellt die seit 1968 von Charpak und Mitarbeitern [Cha68] publizierte **Vieldrahtproportionalkammer** (Multi Wire Proportional Chamber, MWPC) dar (vgl. Abb. 2.1). Auch bei der MWPC wird  $^3\text{He}$  unter hohem Druck verwendet, da dieser für eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit notwendig ist. Um eine gute Ortsauflösung zu erreichen, wird das  $^3\text{He}$  mit einem zweiten molekularen Gas gemischt (siehe Abschnitt 2.1.1). Die vom  $^3\text{He}$  emittierten geladenen Teilchen ionisieren dieses Gas, und die freigesetzten Elektronen driften durch ein elektrisches Feld zu den Anodendrähten. Senkrecht zu den Anoden verlaufende Kathodendrähte oder Kathodenstreifen ermöglichen die Messung der zweiten Ortskoordinate. Durch die in der Nähe der Anoden stattfindende Gasverstärkung wird sowohl auf die Anoden, als auch auf die Kathoden ein Signal influenziert. Die Zeitauflösung solcher Detektoren ist durch die Tiefe des Gasraumes beschränkt, da diese auch die Tiefe des Konverters ist. Da aber thermische Neutronen  $4.55 \mu\text{s}$  benötigen, um eine Flugstrecke vom  $1 \text{ cm}$  zurückzulegen, ergibt sich eine Halbwertsbreite (FWHM) der Zeitauflösung von  $3.1 \mu\text{s}$  (vgl. Abschnitt 2.1.1) als Beitrag des Konverters.

MWPCs für Neutronenstreuxperimente werden zur Zeit nur von wenigen Gruppen, u.a. am Brookhaven National Laboratory (BNL) von Radeka und Mitarbeitern, entwickelt und gebaut [Rad98]. Für eine Detektorgröße von  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  wurde von dieser Gruppe eine

Ortsauflösung von weniger als 0.5 mm erreicht; dies ist der beste, jemals mit  $^3\text{He}$ -Hochdruck-MWPCs gemessene Wert. Dieser konnte allerdings nur mit einem Gasdruck von 6 bar Propan als Quenchgas, zzgl. 8 bar  $^3\text{He}$ , erreicht werden. Bei Detektoren mit Größen von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  werden allerdings nur noch Ortsauflösungen von 1.5 – 2 mm erreicht. Dies liegt daran, daß bei quadratischen Detektoren dieser Größe nicht mehr so hohe Gasdrücke möglich sind, da die sonst notwendige Wandstärke der verwendeten Materialien (meist Aluminium) zu viele Neutronen absorbieren würde. Beispielsweise absorbiert Aluminium ca. 0.9 – 1.8 % der Neutronen pro Millimeter Wandstärke bei einer Wellenlänge von 1 – 16 Å. Unabhängig von der Größe des Detektors ist die Zählrate der jetzigen MWPCs auf einige  $10^4$  Ereignisse pro Sekunde begrenzt.

Bei Detektoren mit gespannten Drähten lassen sich Drahtabstände unter 1 mm nur schwer realisieren, u.a. da zur Erzielung ausreichender Feldstärken an den Anodendrahtoberflächen der Drahtdurchmesser ca. 1% des Drahtabstandes sein muß. Außerdem ergibt sich bei großflächigen Detektoren dieser Art die Schwierigkeit, daß die Position der Drähte nicht genau genug festgelegt werden kann und diese mechanisch nicht ausreichend gespannt werden können. Die elektrostatische Abstoßung zwischen den benachbarten Anodendrahten der Anodendrahtebene bewirkt in MWPCs eine Verschiebung der Drähte, was zu einer Verringerung der Verstärkung und einer Verschlechterung der Ortsauflösung führt.

### 2.5.1 Mikrostreifengaskammern für minimalionisierende Teilchen

Um diese Probleme zu vermeiden und um mit kleineren Anodenabständen bessere Ortsauflösungen zu erreichen, wurde von A. Oed 1988 erstmals das Detektorprinzip von sog. Mikrostreifengaskammern (Micro Strip Gas Chamber, MSGC) publiziert [Oed88]. Obwohl zunächst an eine Nutzung in Neutronendetektoren gedacht war, wurde die Entwicklung in den folgenden Jahren hauptsächlich durch die größere Entwicklungskapazität in der Hochenergiephysik bestimmt.

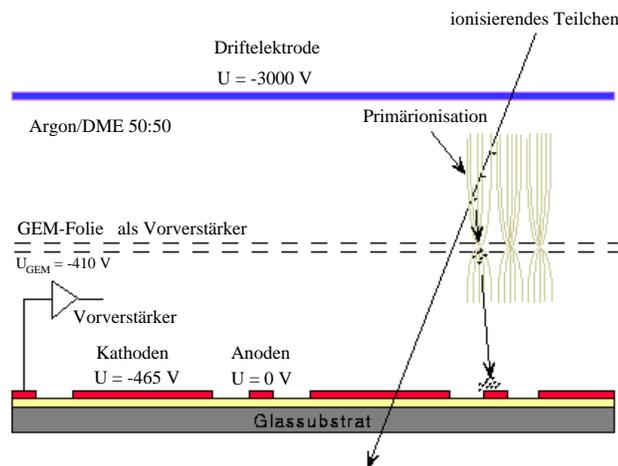
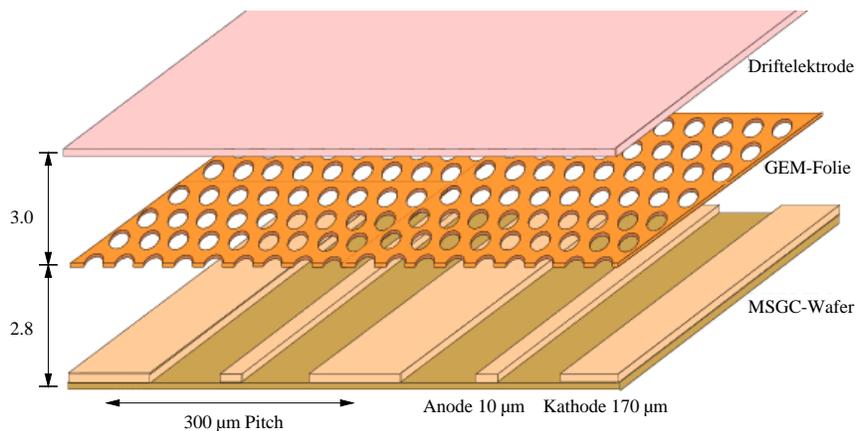
Im Gegensatz zum Aufbau von MWPCs, werden abwechselnd parallele Anoden- und Kathodenstreifen in einer Ebene angeordnet (siehe Abbildung 2.6). Dabei werden moderne lithographische Fertigungstechniken verwendet, die zu einer erheblichen Verkleinerung der Elektrodenstrukturen geführt haben. MSGCs haben außerdem den Vorteil, daß die einzelnen Metallstreifen auf einem Festkörper aufgebracht werden und somit durch die elektrostatischen Kräfte nicht verschoben werden können. Die auf diese Weise hergestellten Anodenstreifen haben nur eine Breite von 5 – 20  $\mu\text{m}$ , während die Kathodenstreifenbreite mit dem Wiederholabstand (Pitch) benachbarter Strukturen (z.B. benachbarter Anodenstreifen) variiert. Dieser liegt bei den z.Z. in der Hochenergiephysik für minimal ionisierende Teilchen entwickelten (sog. Tracking-) MSGCs für höchste Ortsauflösung bei 0.2 – 0.3 mm. Für diese Detektoren wurden optimale Abstände zwischen benachbarten Anoden- und Kathodenkanten von ca. 60  $\mu\text{m}$  gefunden; diese bestimmen bei dem verwendeten Gasdruck von 1 bar die Verstärkung und sind für die Durchschlagsgrenzspannungen wichtig. Die Breite der Kathodenstreifen ist demgegenüber für die Verstärkung weniger wichtig und ergibt sich für die genannten Pitch-Werte zu etwa 70 – 170  $\mu\text{m}$ .

Bei den MSGCs werden also die Vorteile einer MWPC mit denjenigen genauerer Fertigungsmethoden mittels Photoresistlithographie verknüpft. Technologische Schwierigkeiten treten aber u.a. aus folgenden Gründen auf:

- hinsichtlich der notwendigen Staubfreiheit für die Herstellung solch feiner Strukturen und der daraus resultierenden Fehlerfreiheit der dünnen Anoden.
- hinsichtlich der elektrischen Widerstände der mittels Sputtern im Hochvakuum und anschließend mittels Photoresistverfahren strukturierten Streifenelektroden.

- aufgrund von Aufladungseffekten der Glassubstrate: Zunächst wurden isolierende Gläser, danach Gläser mit ionischer Leitfähigkeit, danach Gläser mit elektronischer Leitung (Pestov-Glas) und heute zusätzlich auf einem isolierenden Glas aufgebracht dünne (60 nm bei den HERA-B-MSGCs) leitfähig dotierte, Diamand-ähnliche (sog. DLC-) Schichten verwendet.
- hinsichtlich einer hinreichenden mechanischen Stabilität der sehr dünnen Trägerplatte: Diese Platte darf nicht dicker als 0.5 mm sein,
  - um für minimal ionisierende Teilchen das Energieverluststragglung klein zu halten und
  - falls eine zweite Ortskoordinate durch Influenz der Signale auf orthogonal zu den Anoden und Kathoden verlaufenden Streifen auf der Unterseite gemessen werden soll, da das von den Elektronen der Lawine im Gasraum beeinflusste Signal bei größeren Dicken zu stark abgeschwächt wird (dies ist bei dem in dieser Arbeit entwickelten Mikrostreifendetektortyp nicht mehr der Fall).

Bei Normaldruck wurden mit MSGCs Gasverstärkungsfaktoren von bis zu mehreren  $10^4$  gemessen. Diese sind weit höher als für die Ausleselektronik benötigt (ca. 7000). Es treten



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der eindimensional ortsauflösenden MSGCs mit GEM-Folie zur Vorverstärkung, die an HERA-B zum Einsatz kommen.

jedoch die folgenden beiden Probleme auf:

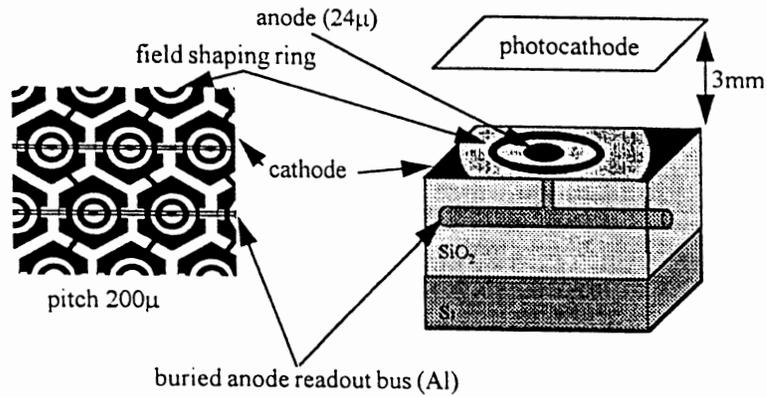
1. Die maximal erreichbaren Verstärkungen variieren stark für einzelne MSGC-Plattenbereiche oder Streifen [Bre99]. Unterhalb der Durchschlagsspannung ist dagegen die Verstärkung für alle Streifen bei gleicher Spannung gleich. Es wird angenommen, daß Durchschläge durch Freisetzung von Elektronen-Clustern an der Substratoberfläche in der Nähe der Kathodenkanten entstehen [Pes99]; diese erfahren auf dem Weg zur benachbarten Anodenkante eine höhere Gasverstärkung als Elektronen, die durch Primärionisation im Gasraum oberhalb der Mikrostreifenebene freigesetzt werden und triggern dadurch einen Durchschlag. Die lokalen Unterschiede in der Durchschlagsspannung lassen sich damit als Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit der MSGCs verstehen.
2. Beim Einsatz in Hochenergiephysikexperimenten müssen die MSGC-Verstärkungen stark reduziert werden, da ein Untergrund von stark ionisierenden Teilchen, z.B.  $\alpha$ -Teilchen, auftritt.

Diese beiden Effekte haben es notwendig gemacht, die MSGCs für ihren ersten jahrelangen Einsatz in einem großen Hochenergiephysikexperiment (HERA-B bei DESY) mit einer zusätzlichen Vorverstärkungsstufe auszustatten, so daß die Verstärkung an den MSGC-Anoden unter  $10^3$  liegt. Zur Vorverstärkung wird eine in der Gruppe von F. Sauli am CERN entwickelte GEM- (Gas Electron Multiplier) Folie [Sau97, Bou97] benutzt. Diese besteht aus einer ca.  $50 \mu\text{m}$  dicken Kapton-Isolatorfolie, welche beidseitig kupferkaschiert ist und in die Löcher von ca.  $50 - 120 \mu\text{m}$  Durchmesser in etwas größerem Abstand geätzt sind (vgl. Abbildung 2.6). Beim Anlegen einer Spannung zwischen der Folienober- und -unterseite ergibt sich entlang der stark fokussierten Feldlinien in den Löchern (siehe auch Abb. 3.18) eine Gasverstärkung von bis zu  $10^4$  [Ben98]. Im HERA-B Experiment führt eine geringe GEM-Verstärkung zusätzlich zur MSGC-Verstärkung zu sicheren Betriebsverhältnissen.

### 2.5.2 Andere Mikrostrukturgasdetektoren

Mit den bei der Herstellung von MSGCs verwendeten lithographischen Fertigungstechniken lassen sich auch andere Elektrodenstrukturen realisieren. Eine Variante ist der sog. "Microgap"-Detektor [Ang93]. Dieser ist von seinem Konstruktionsprinzip her von vornherein zweidimensional. Auf einem isolierenden Substrat werden zunächst parallele Kathodenstreifen, die den Pitch bis auf einen kleinen Isolationsabstand ausfüllen, aufgebracht. Auf diesen werden senkrecht zu ihnen verlaufende weniger als  $10 \mu\text{m}$  breite und hohe Kapton-Isolatorstreifen und auf diesen Anodenstreifen aufgebracht. Der Anoden-Kathodenabstand beträgt damit nur wenige  $\mu\text{m}$ . Daher können nur im Normaldruck- und Überdruckbetrieb ausreichende Gasverstärkungen erzielt werden. Aufgrund der erforderlichen Ausrichtung der Anodenstreifen auf die schmalen Isolatorstreifen, ist dieser Detektortyp schwierig herzustellen und wurde nur in geringeren Größen als MSGCs gebaut.

Eine weitere Variante ist der von S.F. Biagi entwickelte "Microdot"-Detektor [Bia98]. Bei diesem bestehen die Anoden nur aus Punkten (Dots), die einen Durchmesser von  $20 \mu\text{m}$  haben und jeweils von nicht kontaktierten Potentialringen und von Kathoden ringförmig umschlossen werden. Ein solcher Detektor ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Kathodenringe sind auf der Oberfläche des Substrates miteinander verbunden, während Streifen in einer tieferen Ebene die Anodenpunkte über Durchkontaktierungen miteinander verbinden. Auf diese Weise ist eine zweidimensionale Ortsmessung möglich. Bei Normaldruck werden sehr hohe Gasverstärkungen bis nahe an  $10^5$  erzielt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei der Geometrie der Microdot-Zähler von den Anoden zu den Kathoden ein logarithmischer Potentialabfall erfolgt, so daß die Feldstärke in Kathodennähe deutlich niedriger ist als in MSGCs.



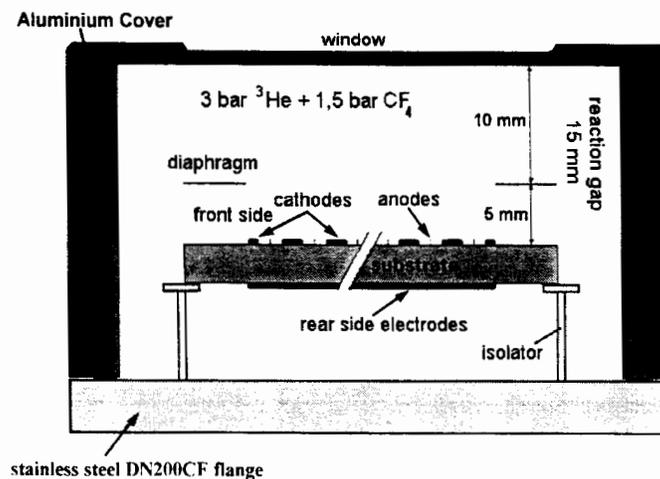
**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung eines Microdot-Detektors [Bre97].

Daher werden dort entstehende Sekundärlawinen, die die haupsächlichen Verursacher von Durchschlägen sind (s.o.), weniger verstärkt. Nachteilig ist, daß dieser Detektor bisher nur auf einem Siliziumwaver hergestellt werden konnte und daher keine großen Flächen möglich sind. Dies ist deswegen der Fall, da die Anodenpunkte mit Streifen in einer unteren Ebene leitend verbunden werden müssen, was technologisch aufwendig ist, da es einen Mehrschichtenaufbau erfordert. Mit dem im HMI entwickelten Mehrschichtenaufbau auf großflächigen Glasplatten (vgl. Abschnitt 4.4) kann auch dieser Detektortyp großflächig hergestellt werden.

Inzwischen befinden sich eine Reihe weiterer sog. Micro-Pattern-Gasdetektoren in der Entwicklung [Lem99].

### 2.5.3 $^3\text{He}$ -Mikrostreifengaskammern für Neutronen

Am ILL (Institut Laue Langevin) wurde von N. Vellettaz et al. in der Gruppe von A. Oed ein Neutronendetektor durch die Kombination eines  $^3\text{He}$ -Konverters mit einem Mikrostreifendetektor realisiert [Vel97]. Dieser Detektor ist schematisch in Abbildung 2.8 dargestellt.



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung eines Mikrostreifengasdetektors mit  $^3\text{He}$  als Neutronenkonverter [Vel97].

Die Anoden haben in diesem Fall eine Breite von  $12\ \mu\text{m}$ , die Kathoden sind  $500\ \mu\text{m}$  breit und der Abstand zwischen benachbarten Anoden- und Kathodenkanten beträgt  $244\ \mu\text{m}$ . Diese Streifen wurden auf einer Glasplatte mit einer Dicke von  $450\ \mu\text{m}$  und einer Fläche von  $130 \times 130\ \text{mm}^2$  aufgebracht. Auf der Rückseite des Substrates befinden sich Streifen mit einer Breite von  $960\ \mu\text{m}$  und einem Abstand von  $40\ \mu\text{m}$ , die senkrecht zu den oberen Streifen verlaufen. Mit diesem Detektor wurde eine Ortsauflösung von  $1.3\ \text{mm}$  (FWHM) erreicht. Diese Auflösung ergibt sich aufgrund der Reichweite der Protonen und Tritonen im  $^3\text{He}/\text{CF}_4$ -Gasgemisch bei den verwendeten Partialdrücken (vgl. Abb. 2.8 und Abschnitt 2.1.1). Allerdings ergibt sich auf der Unterseite der Glasplatte nur eine Signalamplitude von ca. 15% des Anodensignals und damit ein schlechteres Signal-zu-Rauschverhältnis. Die Glasplatte ist aber bereits so dünn, daß es Schwierigkeiten mit der mechanischen Stabilität gibt.

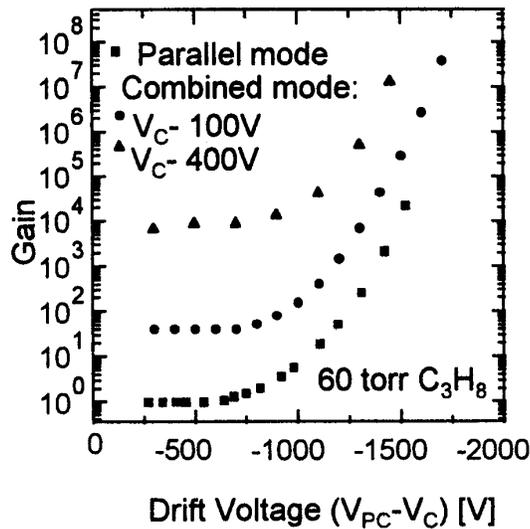
Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß Hochdruck- $^3\text{He}$ -Zähler für Experimente mit moderaten Ortsauflösungen und Zeitaufösungen gut geeignet sind, aber eine weitere Verbesserung unabhängig vom zur Elektronenverstärkung verwendeten Gasetektortyp (MWPC, MSGC usw.) mit  $^3\text{He}$ -Konvertern nicht möglich ist.

## 2.6 Niederdruck-Gasetektoren

Bei niedrigen Gasdrücken (ca.  $5 - 60\ \text{hPa}$ ) kann im ganzen Detektorvolumen (d.h. nicht nur an der Oberfläche dünner Zähldrähte) eine reduzierte Feldstärke  $E/p$  erreicht werden, die eine Multiplikation ermöglicht. Diese beginnt z.B. in Parallelplattenlawinenzählern oder Niederdruckvieldrahtkammern im homogenen Feld unmittelbar an der Oberfläche der Folienkathode(n) und bleibt in Parallelplattenzählern konstant bis die Elektronenlawine die Anodenebene erreicht hat. In Niederdruckvieldrahtkammern reicht das homogene Feld bei für diesen Zähler typischen Verhältnissen (Gasdruck  $p \simeq 5\ \text{hPa}$ , Anodendrahtabstand  $d = 1\ \text{mm}$ ) bis auf ca.  $0.3 - 0.5\ \text{mm}$  an die Anodendrahtebene heran. Bei kleineren Abständen von den Anodendrahten geht die Feldstärke in einen Anstieg proportional  $1/r$  ( $r = \text{Radius vom Drahtzentrum}$ ) über. Die zusätzliche Verstärkung in diesem inhomogenen Feld bleibt jedoch klein, da die mittlere Ionisationsweglänge (der mittlere Abstand zwischen aufeinanderfolgenden ionisierenden Stößen im Zählgas) bei  $p = 5\ \text{hPa}$  im bei Niederdruckbetrieb i.d.R. verwendeten Zählgas Isobutan nur auf minimal  $64\ \mu\text{m}$  abnehmen kann und im Mittel im inhomogenen Feldbereich bei ca.  $200\ \mu\text{m}$  verbleibt (vgl. Abb. 4.2, Abschnitt 4.2). In Anodendrahtnähe finden daher in einer Niederdruckvieldrahtkammer im Vergleich zu einem Parallelplattenzähler mit dem gleichen Kathoden-Anodenabstand und dem gleichen homogenen Feld, das sich bis zur Anodenebene erstreckt, nur  $1 - 2$  zusätzliche Multiplikationsschritte in der Gasverstärkung statt. Diese Verhältnisse unterscheiden sich grundlegend von denjenigen in Vieldrahtproportionalkammern bei Normaldruckbetrieb, bei denen  $E/p$  erst oberhalb der Anodendrahtoberfläche zur Verstärkung ausreicht.

Eine Zweistufenverstärkung, d.h. eine Kombination aus Volumenverstärkung im konstanten Feld und einer zusätzlichen Verstärkung im inhomogenen Feld ist demgegenüber bei Isobutan in einem Druckbereich von ca.  $20 - 60\ \text{hPa}$  möglich. Die zuvor beschriebenen Mikrostreifengaskammern (MSGCs) und Microdot-Detektoren wurden erstmals von Breskin et al. [Bre94, Bre97] im Niederdruckbereich im Zweistufenverstärkungsmodus untersucht. Dabei wurden für den Normaldruckbetrieb optimierte Detektoren benutzt. Die im Niederdruckbereich erzielten Verstärkungen lagen jeweils um eine oder mehrere Größenordnungen über denjenigen bei Normaldruck (vgl. die mit Microdot-Detektoren erzielten Verstärkungen in Abb. 2.9).

Zusätzlich zu der hohen Verstärkung (bezogen auf die in der Lawine freigesetzte Ladung) verringert sich die Pulsbreite, so daß größere Signalthöhen bei gleicher Ladung erzielt werden, da die Elektronendriftgeschwindigkeit bei größeren  $E/p$  höher ist. Allgemein können mit



**Abbildung 2.9:** Gemessene Gasverstärkung bei einem Microdot–Detektor mit  $200\ \mu\text{m}$  Pitch in Abhängigkeit von der Driftspannung ( $V_{PC}$  = Spannung an der Photokathode,  $V_C$  = Spannung an der Microdot–Kathode) bei 60 Torr Propan (entsprechen etwa 60 hPa Isobutan). Die Zweistufiggasverstärkung ist mit “Combined mode” bezeichnet, während beim “Parallel mode” die Anode und Kathode des Microdot–Zählers auf gleicher Spannung waren, was annähernd einem Parallelplattenzähler entspricht.

Niederdruckzählern sehr gute Zeitaufösungen erzielt werden, mit Parallelplattenzählern und Niederdruckvieldrahtkammern bei schweren Ionen z.B. Zeitaufösungen bis nahe an 100 ps FWHM. Dies liegt zuerst daran, daß die exponentielle Verstärkung unmittelbar an der Kathodenoberfläche beginnt und daher nur Elektronen, die innerhalb der ersten Ionisationsweglänge  $1/\alpha$  ( $\alpha = 1$ . Townsendkoeffizient) für die Multiplikation zu Verfügung stehen, voll verstärkt werden. Aus dem gleichen Grunde sind diese Zähler parallaxefrei.

Beim Nachweis schwerer Ionen in Niederdruck–Parallelplattenzählern oder Niederdruckvieldrahtkammern werden typischerweise mehr als 10 Elektronen durch Primäriodisation in  $1/\alpha$  freigesetzt, so daß die statistischen Fluktuationen in den Lawinen klein genug sind, um die o.g. sehr guten Zeitaufösungen zu erreichen.

Zum Nachweis schwächer ionisierender Strahlung, wie z.B. von minimal ionisierenden Teilchen in der Hochenergiephysik ist seit längerem daran gedacht worden, als Konverter für die Primärstrahlung eine feste Sekundärelektronenemitterschicht, z.B. aus CsI, zu verwenden, in der ausreichend viele Primärelektronen freigesetzt werden; die Ausbeute an Sekundärelektronen im Gasraum war jedoch zu gering. Hier zeichnet sich gegenwärtig durch die Entwicklung von Sekundärelektronenemitterschichten mit säulenartigen CsI–Kristallen erstmals eine Lösung ab (vgl. Abschnitt 3.3.4). Für minimal ionisierende Teilchen (und zum Nachweis von Röntgenstrahlung) sind Konverterschichten von ca.  $200\ \mu\text{m}$  Dicke erforderlich.

Für den Nachweis von thermischen Neutronen wurden erstmals von Dangendorf und Breskin [Dan94] Mehrschichtenkonverter aus  $300\ \mu\text{m}$  dickem  $^{nat}\text{Gd}$ –Folien bzw.  $60\ \mu\text{m}$  dicken  $^6\text{Li}$ –Schichten, beschichtet mit CsI, in einer Niederdruckvieldrahtkammer untersucht. Dabei wurden Ortsauflösungen von 0.65 mm für  $^{nat}\text{Gd}$  und von 0.4 mm für  $^6\text{Li}$  gemessen.

## 2.7 Der neuartige Neutronendetektor im Überblick

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über das Funktionsprinzip des neuartigen Detektors gegeben, und in den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten im Detail behandelt (vgl. auch [Geb97, Geb98]). In Abbildung 2.10 ist der komplette Neutronendetektor schematisch dargestellt.

Der Detektor verwendet  $^{157}\text{Gd}/\text{CsI}$ -Zweischichtenkonverter als dünne Schichten von optimierter Dicke beidseitig einer dünnen Trägerfolie. Der Konverter ist zentrales Element und gemeinsame Driftkathode auf negativem Potential einer Niederdruck-Doppel-MSGC-Anordnung, wobei die beiden MSGC-Ebenen mit vier MSGC-Platten pro Ebene den aktiven Gasraum nach außen abschließen. Dieser ist mit 20 hPa Isobutan gefüllt. Die neuartigen MSGC-Strukturen sind in mehreren dünnen Schichten auf einem soliden Glasträger aufgebaut und erlauben, zwei orthogonale Ortskoordinaten gleich gut zu messen. Alle Elektroden wurden in dieser Arbeit erstmals anhand von vollständigen Modellrechnungen für den Niederdruckbetrieb optimiert.

Die nachzuweisenden Neutronen werden im zentralen Folienkonverter absorbiert. Dieser Einfang erfolgt in den  $^{157}\text{Gd}$ -Schichten, die auf beiden Seiten der Trägerfolie aufgebracht sind und Dicken von  $0.5 - 1.5 \mu\text{m}$  haben (je nach Wellenlänge der nachzuweisenden Neutronen). Nach dem Neutroneneinfang hat der entstandene  $^{158}\text{Gd}$ -Kern eine Anregungsenergie von ca. 7.9 MeV, und die Abregung erfolgt durch Emission einer  $\gamma$ -Kaskade. Die Übergänge der tieferliegenden Zustände sind stark konvertiert, und daher wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 87.3% mindestens ein Konversionselektron mit einer Energie von 29 – 181 keV pro eingefangenen Neutron emittiert. Um alle in  $4\pi$  emittierten Konversionselektronen detektieren zu können, ist der Konverter als gemeinsame Kathode in einer Niederdruck-Doppel-MSGC angeordnet. Die MSGC-Platten befinden sich auf beiden Seiten des Konverters in einem Abstand von 4.5 mm.

Allerdings ist es nicht möglich, die Konversionselektronen direkt nachzuweisen, und daher wird auf die  $^{157}\text{Gd}$ -Schichten noch ein CsI-Sekundärelektronenemitter (SEE) aufgebracht. Dieser hat die Aufgabe, beim Durchgang eines Konversionselektrons mehrere niederenergetische ( $\leq 6 \text{ eV}$ ) Sekundärelektronen (SE) in den Gasraum zu emittieren. Die Sekundärelektronen werden im Gasraum durch ein elektrisches Feld in Richtung auf den Mikrostreifendetektor beschleunigt. Dieses elektrische Feld wird erzeugt durch Potentiale von  $-1200 \text{ V}$  am Konverter (das Gd ist metallisch),  $-400$  bis  $-500 \text{ V}$  an den MSGC-Kathoden und  $0 \text{ V}$  an den Anoden des Mikrostreifendetektors. Bei der Bewegung der Elektronen durch das Isobutan zu den MSGC-Platten erfolgt beginnend an der Konverteroberfläche Gasmultiplikation.

Bei diesem Detektor findet die Gasverstärkung in zwei Stufen statt. Während der ersten 4 mm (vom Konverter aus gesehen) bewegen sich die Elektronen in einem homogenen elektrischen Feld. Die hier erreichte Gasverstärkung wird mit  $G_1$  bezeichnet und kann  $G_1 > 10^4$  erreichen. In den letzten 0.5 mm gelangen die Elektronen in das höhere, alternierende Feld des Mikrostreifendetektors. An dessen Oberfläche wechseln sich Anoden und Kathoden in einem Abstand von  $635 \mu\text{m}$  ab. Die Kathoden befinden sich auf  $-400$  bis  $-500 \text{ V}$  während die Anoden auf Erdpotential sind. Durch das alternierende Potential wird ein starkes, alternierendes elektrisches Feld erzeugt, das ca. 0.4 mm über der Streifenebene in das homogene Feld übergeht. Das alternierende Feld hat (durch die Verwendung einer hochohmig leitenden sog. DLC-Schicht unter den MSGC-Elektroden) parallel zur MSGC-Oberfläche zwischen den Kanten benachbarter Kathoden- und Anodenstreifen eine fast konstante Feldstärkekomponente, während die Feldstärke senkrecht zur MSGC-Platte mit annähernd konstantem Gradienten abfällt (vgl. Abschnitt 4.2.2). Dieser Feldverlauf und der für MSGCs große Abstand zwischen den Anoden- und Kathodenkanten trägt den großen minimal erreichbaren freien Ionisationsweglängen bei  $p = 20 \text{ hPa}$  Rechnung und ergibt damit eine maximale Verstärkung



$G_2$  im alternierenden Feld. Diese beträgt bei  $-400$  V Kathodenspannung  $G_2 \approx 500$ . Die gesamte Gasverstärkung  $G$  ist das Produkt  $G = G_1 \cdot G_2$  und kann größer  $10^7$  werden.

Wenn sich Elektronen auf eine Anode zu bewegen, wird auf der Anode eine negative Ladung influenziert. Da die Halbwertsbreite des Lawinenkopfes in der Nähe der MSGC-Oberfläche ca.  $0.9$  mm beträgt, wird eine Aufteilung der Influenzladung auf ca. fünf Anoden, die jeweils einen Abstand von  $635 \mu\text{m}$  haben, erreicht. Auf diese Weise wird die Ortsauflösung besser als der Anodenabstand, sofern der Schwerpunkt der Verteilung mit Hilfe einer interpolierenden Auslesemethode bestimmt wird. Dies ist bei den HERA-B-MSGCs nicht der Fall.

Mit Hilfe des Mikrostreifendetektors werden beide Ortskoordinaten ( $x$  und  $y$ ) des Einfangortes gemessen, während die HERA-Detektoren jeweils nur eine Ortskoordinate bestimmen. Im Gegensatz zu bisherigen zweidimensionalen MSGCs, wird die zweite Ortskoordinate aber nicht auf der Unterseite des Substrates bestimmt, sondern nur  $3 \mu\text{m}$  unterhalb der Anoden-Kathoden-Ebene. Daher haben die auf die Elektroden für die zweite Ortskoordinate (SCP = Second Coordinate Plane, vgl. Abb. 2.10) influenzierten Signale die gleiche Pulsform bei invertierter Polarität und 70% der Signalhöhe der Anodensignale (siehe Abschnitt 4.2.3). Ferner kann  $3$  mm dickes Glas als Substrat verwendet werden, so daß auch bei großen Flächen keine Probleme mit der mechanischen Stabilität auftreten. Das gesamte Design des Mikrostreifendetektors wurde für den Niederdruckfall optimiert (vgl. Abschnitt 4.3).

Das Auslesen der Ortsignale erfolgt mit Verzögerungsleitungen (sog. Delay-Lines). Dies hat den Vorteil, daß eine Schwerpunktsbestimmung über die influenzierten Signale stattfindet. Außerdem ist diese Auslesemethode sehr viel kostengünstiger als Einzelstreifenauslesemethoden, die eine Interpolation zwischen den Streifen mit Bestimmung des Ladungsschwerpunktes ("Centre of Gravity") ermöglichen. Dazu müßte jeder Streifen an einen Verstärker angeschlossen und zusätzlich über einen ADC-Kanal ("Analog to Digital Converter") ausgelesen werden. Die Delay-Lines können bis zu achtfach segmentiert werden, so daß die totale Verzögerungszeit pro Segment  $110$  ns beträgt. Zusätzlich erlaubt das für das Projekt entwickelte Datenaufnahmesystem (vgl. Kapitel 6) die Messung von mehreren gleichzeitig auf einem Delay-Line-Segment laufenden Signalen. Dies geschieht durch die Verwendung von Multihit-TDC-Chips ("Time to Digital Converter") und eines Algorithmus, der mit Hilfe eines ultraschnellen ( $1$  GFLOPs) digitalen Signalprozessors (DSP) die Zeit- und Ortssignale eines Ereignisses zuordnet.

Wenn die auf den Anoden (bzw. SCP-Streifen) influenzierte Ladung zur Delay-Line abfließt, so muß auf den benachbarten Kathoden (bzw. Rückflußstreifen der SCP) ein Strom mit entgegengesetzter Polarität fließen. Dieses kollektive Kathodensignal wird unverzögert ausgelesen und dient einerseits zur Bestimmung der Flugzeit der Neutronen und andererseits als Startsignal für die Ortsmessung.

Im folgenden Kapitel wird zunächst die Funktion und Optimierung des Neutronenkonverters genauer erläutert.