

Spurmessung von Myonen kosmischer Strahlung mit Driftrohrkammern

Oliver Kortner

10. Mai 2004

Zusammenfassung

Driftrohrkammern werden in modernen Teilchendetektoren zur Messung der Flugbahnen geladener Teilchen eingesetzt. Sie zeichnen sich durch ihre hohe Ortsauflösung in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$ für die Messung eines einzelnen Spurpunktes und hohe Effizienz im Nachweis der geladenen Teilchen aus. Im Praktikumsversuch wird eine kleine Kammer mit Driftrohren wie im Myonspektrometers des ATLAS-Experiments am Large Hadron Collider betrieben, mit der die Spuren von Myonen aus der Höhenstrahlung gemessen werden. Mit dem Versuch wird die Funktionsweise einer Driftrohrkammer (siehe Abb. 8), die Wahl ihrer Betriebsparameter und die erreichbare Ortsauflösung vermittelt.

1 Einleitung

Gasionisationsdetektoren waren die ersten elektronischen Geräte für den Strahlungsnachweis. In diesen Geräten werden die Ionisationselektronen und -ionen gesammelt, welche die den Detektor durchdringende Strahlung in dessen Gasvolumen erzeugt. Im wesentlichen wurden drei Detektortypen verwendet, nämlich die *Ionisationskammer*, der *Proportionalzähler* und der *Geiger-Müller-Zähler*. Einen Wendepunkt im Einsatz von Gasionisationsdetektoren stellt die Entwicklung der Vieldrahtproportionalkammern Ende der sechziger Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts dar. Mit ihnen war es zum ersten Mal möglich, Flugbahnen geladener Teilchen schnell und elektronisch mit einer Genauigkeit unter 1 mm zu messen. Mit Driftkammern erreicht man inzwischen Auflösungen unter 0,1 mm. Gasionisationsdetektoren verschiedenster Bauart kommen heutzutage in allen modernen Teilchendetektoren in der Hochenergiephysik zum Einsatz. Die Driftrohrkammern des ATLAS-Experimentes, die im Praktikumsversuch verwendet werden, sind ein Beispiel für einen hochauflösenden Gasionisationsspurdetektor.

2 Grundlagen des Teilchennachweises

Um den Teilchennachweis verstehen zu können, muß man die grundlegenden Reaktionen beim Durchgang der Teilchenstrahlung durch Materie und die Effekte kennen, die diese Prozesse hervorrufen. Da die Funktionsweise aller Teilchendetektoren auf diesen Prozessen beruht, bestimmen sie die Empfindlichkeit und Effizienz der Detektoren.

Die Materie erscheint der durchdringenden Teilchenstrahlung als Ansammlung von Elektronen und Atomkernen sowie deren Bestandteile. Abhängig von der Art der Strahlung, ihrer Energie und dem bestrahlten Material kommt es zur Wechselwirkung mit den Atomen und Kernen als Ganzem oder ihren Bestandteilen. Wenn etwa ein α -Teilchen in eine Goldfolie eindringt, dann kann es unter anderem aufgrund der Coulombwechselwirkung an einem Kern elastisch gestreut werden oder an den Elektronen der Atomhülle, oder es kann gar in einer Kernreaktion weitere Strahlung erzeugen. Die Häufigkeit bzw. Wahrscheinlichkeit, mit welcher die einzelnen Prozesse auftreten, läßt sich quantenmechanisch berechnen. Es zeigt sich, daß geladene Teilchen und Photonen überwiegend elektromagnetisch mit der Materie in Wechselwirkung treten. Bei Neutronen, die an schwachen und wegen ihres magnetischen Moments auch an elektromagnetischen Reaktionen teilnehmen können, herrscht die starke Wechselwirkung vor. Auf die Wechselwirkung der Neutronen soll im folgenden nicht näher eingegangen werden.

2.1 Die Wechselwirkung von Photonen

Wenn hochenergetische Photonen (d.h. Röntgen- und Gammastrahlung) auf Materie treffen, können sich hauptsächlich die folgenden drei Prozesse abspielen:

1. *Photoeffekt*,
2. *Comptonstreuung* und
3. *Paarproduktion*.

Beim Photoeffekt schlägt das einlaufende Photon ein Elektron aus der Atomhülle, das Photon wird hierbei absorbiert. Der Photoeffekt herrscht bei Photonenergien unterhalb 1 MeV vor. Bei Photonenergien in der Größenordnung von 1 MeV überwiegt der Comptoneffekt, bei dem das Photon elastisch an einem Elektron der Atomhülle gestreut wird. Bei Energien oberhalb 2 MeV gewinnt schließlich die Paarproduktion die Oberhand, bei der das Photon in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt.

Da die Wirkungsquerschnitte aller drei Prozesse klein sind, können Röntgen- und Gammastrahlung tief in Materie eindringen. Alle drei Prozesse entfernen Photonen aus einem Photonenstrahl, weshalb die Intensität, aber nicht die Energie eines Photonenstrahls nach einem Materiedurchgang abgenommen hat.

2.2 Der Energieverlust von Elektronen und Positronen

Anders liegen die Dinge bei Elektronen und Positronen. Elektronen und Positronen verlieren Energie in Stößen an atomaren Elektronen und durch Aussendung von Bremsstrahlung, wenn sie im elektrischen Felde eines Atomkerns abgelenkt werden. Man spricht daher von *Stoß-* und *Strahlungsverlusten*. Bei der *kritischen Energie* sind die Stoßverluste genauso groß wie die Strahlungsverluste. Unterhalb der kritischen Energie überwiegen die Stoßverluste, oberhalb die Strahlungsverluste. Die kritische Energie E_k ist materialabhängig, sie sinkt mit zunehmender Kernladungszahl Z und genügt der Näherungsformel

$$E_k \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z + \frac{1}{2}} [1].$$

Eine ähnliche Größe ist die *Strahlungslänge*. Sie gibt die Strecke an, die ein Elektron im Mittel durchlaufen muß, bis seine Energie aufgrund der Strahlungsverluste auf $1/e$ des Ausgangswertes gesunken ist. Die Strahlungslänge X_0 fällt mit wachsender Kernladungszahl Z des Materials mit der Massenzahl A und kann mit Hilfe der empirischen Formel

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ g cm}^{-2} \cdot A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

berechnet werden [2].

2.3 Energieverlust schwerer geladener Teilchen

Bei schweren geladenen Teilchen – das sind Protonen, α -Teilchen, Pionen und Myonen, aber keine Schwerionen – ist der Strahlungsverlust wegen ihrer hohen Masse bis hin zu Energien von etwa 100 GeV vernachlässigbar. Energieverlust durch Stöße mit atomaren Elektronen herrscht vor. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel wiedergegeben, deren Verlauf in der Abbildung 1 für verschiedenen Materialien in Abhängigkeit des Impulses eines einlaufenden Myons, Pions und Protons (Masse M) dargestellt ist. Der Energieverlust ist umso größer je größer das Verhältnis Z/A des Absorbermaterials ist. Der Energieverlust pro durchlaufene Absorberstrecke steigt bei kleinen Impulsen des einlaufenden Teilchens quadratisch mit der Teilchengeschwindigkeit βc an. Bei einem Impuls von ungefähr $0,2 Mc$ ist der Energieverlust minimal. Im Bereich um das Minimum verläuft die Kurve sehr flach und steigt mit wachsendem Teilchenimpuls langsam an.

2.4 Vielfachstreuung schwerer geladener Teilchen

Die schweren geladenen Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie nicht nur Energie, sondern ändern im allgemeinen auch ihre Flugrichtung. Sie können

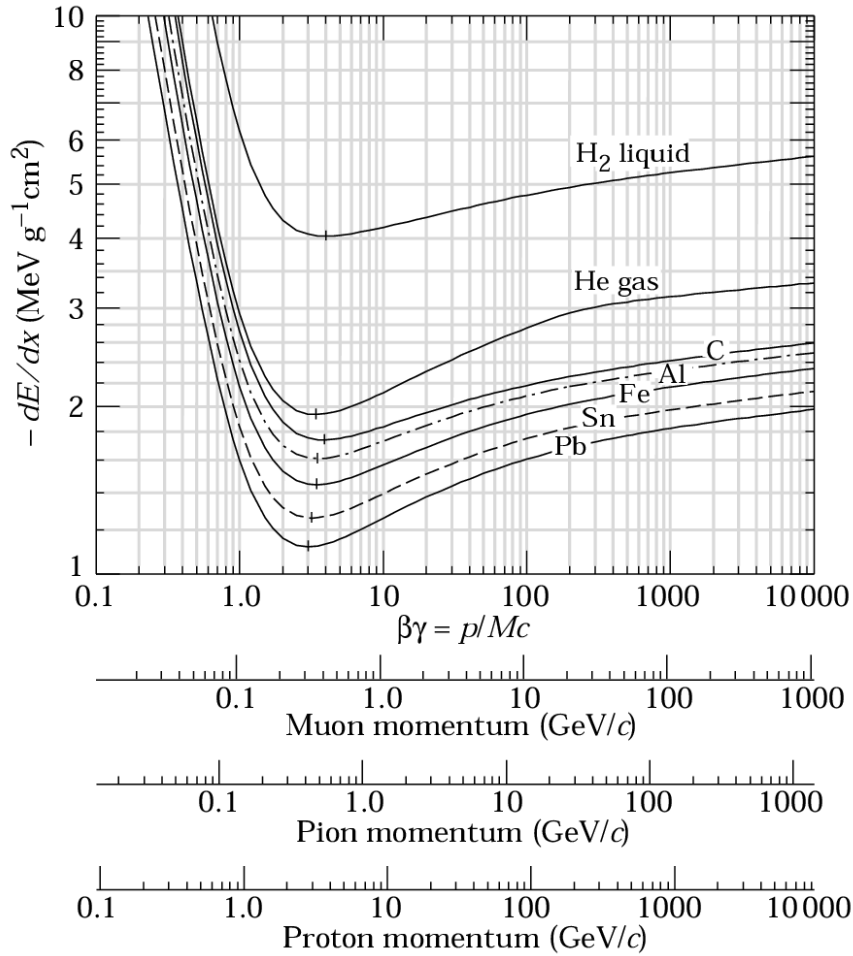


Abbildung 1: Mittlerer Energieverlust in flüssigem Wasserstoff, gasförmigem Helium, Kohlenstoff, Aluminium, Eisen und Blei. Strahlungsverluste sind nicht berücksichtigt. Quelle: [2].

im Coulombfeld der Atomkerne des Materials, das sie durchlaufen, abgelenkt werden. Auf ihrem Wege durch das Material weichen sie aufgrund mannigfacher Kleinwinkelstreuungen zunehmend von ihrer augenblicklichen Bahn ab. Man spricht daher von der *Vielfachstreuung* des einlaufenden Teilchens im Material.

Wenn ein schweres Teilchen mit der elektrischen Ladung ze eine Schicht der Dicke d durchläuft, wird es in dieser Schicht insgesamt um den Winkel θ_E aus seiner Anfangsflugrichtung abgelenkt und tritt überdies mit dem Versatz V_S aus der Schicht wieder aus, wie es in der Abbildung 2 skizziert ist. Der Index E deutet an, daß θ_E nicht der Winkel zwischen der ein- und auslaufenden Spur im Raume, sondern, wie eingezeichnet, in der Ebene ist. Für kleine Winkel ist θ_E in guter

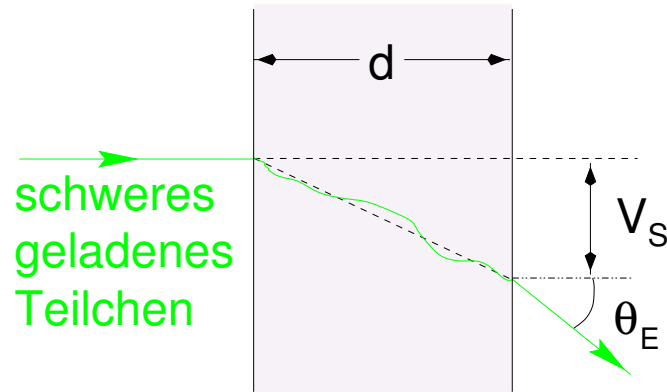


Abbildung 2: Vielfachstreuung eines Myons in einer Materieschicht.

Näherung normalverteilt um Null mit der Standardabweichung

$$\theta_0 := \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{d}{X_0}} \left(1 + 0,038 \ln \frac{d}{X_0} \right) \quad (1)$$

[2]. Hierbei ist βc die Geschwindigkeit des Teilchens, p sein Impuls und X_0 die Strahlungslänge des Schichtmaterials. Wenn die Schicht dünn ist, darf man annehmen, das Teilchen werde in der Mitte der Schicht um den Winkel θ_E gestreut. Falls man den Teilchenort in großer Entfernung von der Schicht betrachtet, kann man den Versatz V_S vernachlässigen.

3 Gasionisationsdetektoren

3.1 Betriebsarten eines Gasionisationsdetektors

Wir beenden die kurze Zwischenbetrachtung über den Durchgang von Teilchen durch Materie und kehren zu den Gasionisationsdetektoren zurück. Am Beispiel eines zylindrischen Gasionisationsdetektors sollen die verschiedenen Betriebsarten eines Gasionisationsdetektors beschrieben werden. Der zylindrische Gasionisationsdetektor ist in der Abbildung 3 schematisch gezeichnet. Der Zylinder hat elektrisch leitende Wände, die auf Erde gelegt sind. Entlang der Symmetrieachse des Zylinders ist ein Anodendraht mit dem Durchmesser $2a$ gespannt, der sich auf dem Potential U_0 gegenüber der Rohrwand, der Kathode, befindet. Das Innere des Zylinders ist mit einem geeigneten Zählgas, üblicherweise einem Edelgas wie etwa Argon gefüllt. Im Rohre mit dem Innendurchmesser $2b$ herrscht das radiale elektrische Feld

$$E = \frac{1}{r} \frac{U_0}{\ln \frac{a}{b}} \quad (2)$$

im Abstand r von der Symmetrieachse. Wenn Strahlung den Zylinder durchdringt, werden Elektron-Ion-Paare im Gas erzeugt. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode hin beschleunigt, wo sie gesammelt werden.

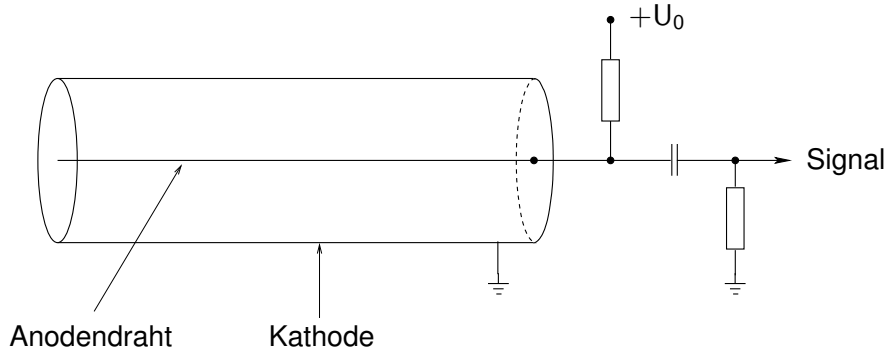


Abbildung 3: Schematische Zeichnung eines einfachen Gasionisationsdetektors.

Das beobachtete Stromsignal hängt allerdings von der Stärke des elektrischen Feldes ab. An den Graphen in Abbildung 4 soll dies erläutert werden. Wenn keine Spannung an dem Zählrohr anliegt, das elektrische Feld also verschwindet, mißt man kein Signal, denn die Elektronen und Ionen ziehen sich nach ihrer Trennung durch die eindringende Teilchenstrahlung an und rekombinieren. Wenn man nun eine hinreichend große Spannung anlegt, übt das elektrische Feld eine so große trennende Kraft auf die Elektronen und Ionen aus, daß die Elektronen nicht mit den Ionen rekombinieren. Der gemessene Strom ist umso größer, je mehr Elektron-Ion-Paare gesammelt werden, ehe sie rekombinieren können. Ab einer gewissen Spannung werden alle Paare gesammelt, und der gemessene Strom bleibt trotz Erhöhung der Spannung konstant. Dieses Verhalten zeigt sich in dem Bereich II, in dem ein Plateau deutlich erkennbar ist. Man nennt Gasionisationsdetektoren, die im Bereich II betrieben werden, *Ionisationskammern*, weil sie die gesamte Ionisationsladung aufsammeln, die die nachgewiesene Teilchenstrahlung verursacht.

Ab einer gewissen Spannung U_0 gelangt man zu elektrischen Feldstärken, welche die befreiten Elektronen so stark beschleunigen, daß deren Energie so groß wird, daß sie selbst Gasatome ionisieren können. Auch die befreiten Elektronen können Atome ionisieren. Es entsteht eine *Ionisationslawine*. Weil das elektrische Feld nach Gleichung 2 in Drahtnähe am stärksten ist, bildet sich die Lawine sehr schnell und fast ausschließlich im Bereich weniger Radien a um den Draht. Die Anzahl der Elektron-Ion-Paare in der Lawine ist direkt proportional zur Anzahl der Primärelektronen. Der Strom wird daher verstärkt, wobei der Verstärkungsfaktor von der Spannung U_0 abhängt und Werte bis zu 10^6 (vgl. Abbildung 4) annehmen kann. Der Bereich proportionaler Verstärkung endet im Punkte III.

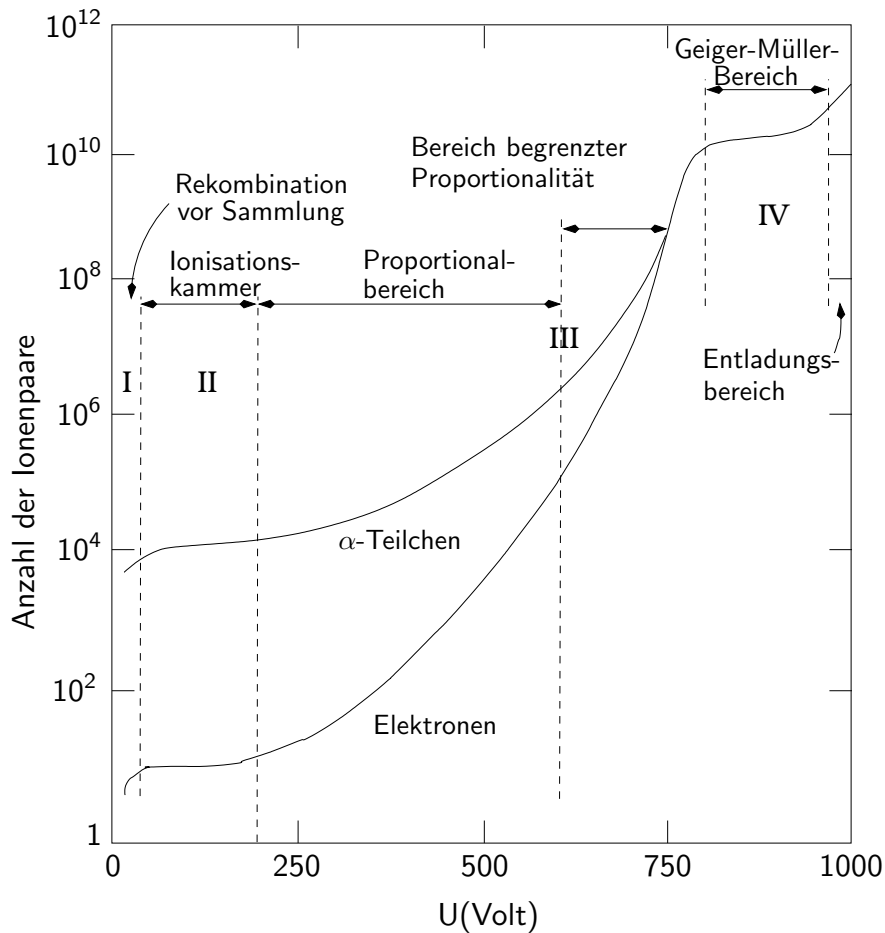


Abbildung 4: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung U_0 für α -Teilchen und Elektronen (nach [3]).

Detektoren, die in diesem Bereich betrieben werden, nennt man *Proportional-kammern*.

Erhöht man die Spannung über den Punkt III hinaus, werden so viele Elektron-Ion-Paare während der Lawinenbildung erzeugt, daß die Raumladung das elektrische Feld um die Anode verzerrt. Die Proportionalität geht teilweise verloren, man spricht vom Bereich *begrenzter* oder *eingeschränkter Proportionalität*. Wenn man zu noch größeren Spannungen geht, gelangt man in den Bereich IV. Dort wird im Gas anstelle einer einzelnen, lokalisierten Lawine an einer Stelle eine Kettenreaktion vieler Lawinen entlang des gesamten Drahtes ausgelöst. Diese Sekundärlawinen werden von Photonen verursacht, die beim Übergang angeregter Moleküle emittiert werden und zu anderen Punkten im Detektor wandern, wo sie Atome ionisieren. Der Signalstrom geht in völlige Sättigung. Um die Entladung zu unterbrechen, fügt man dem Zählgas einen sogenannten *Quencher* bei; Quencher

sind Gasmoleküle, die Photonen absorbieren und deren Energie in andere Kanäle umleiten. Detektoren, die im Bereich IV arbeiten, heißen *Geiger-Müller-Zähler*.

Wen man zu Spannungen außerhalb des Bereiches IV geht, kommt es zum Spannungsdurchbruch, der Zähler liefert einen andauernden Signalstrom auch ohne Bestrahlung.

3.2 Ionisations- und Transportphänomene in Gasen

Wie im Abschnitt 2.3 bemerkt wurde, verlieren schwere geladene Teilchen Energie in Stößen mit den Elektronen der Atome des Materials, das sie durchqueren. Hierbei kann es zu zwei Reaktionen kommen, nämlich zur Anregung und zur Ionisierung der getroffenen Atome. Die Anregung ist eine Resonanzreaktion, d.h. es ist ein ganz bestimmter Energieübertrag für den Prozeß nötig. Bei der Anregung werden zwar keine Hüllenelektronen freigesetzt, aber die angeregten Atome können an weiteren Reaktionen teilhaben, die letztendlich zur Ionisierung führen.

Wenn ein schweres geladenes Teilchen ein Atom ionisiert, ist ein kontinuierlicher Energieübertrag erlaubt. Daher ist der Wirkungsquerschnitt für die Ionisierung etwa zehnmal größer als für die Anregung. Da jedoch ein verhältnismäßig hoher Mindestenergieübertrag zur Ionisierung erforderlich ist und kleine Energieüberträge bevorzugt sind, überwiegen Anregungsreaktionen in vielen Fällen.

Die Elektronen und Ionen, die von der einfallenden Teilchenstrahlung selbst erzeugt werden, bezeichnet man als *Primärionisation*. In einigen dieser Primäri-ionisierungen wird den Elektronen so viel Energie übertragen, daß sie selbst Elektron-Ion-Paare erzeugen. Diese Ionisation nennt man *sekundär* und die Elektronen, die sie verursachen, auch δ -Elektronen.

Da Ionisierungsreaktionen statistischer Natur sind, setzen zwei identische Teilchen üblicherweise unterschiedlich viele Elektron-Ion-Paare frei. Im Mittel wird in Gasen etwa ein Elektron-Ion-Paar je 30 eV verlorene Energie erzeugt.

Doch nicht nur die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare ist eine wichtige Größe, genauso wichtig ist es, daß sie lange genug getrennt bleiben, damit sie aufgesammelt werden können. Die Prozesse der *Rekombination* und *Elektronenanlagerung* wirken dem entgegen. Bei der Elektronenanlagerung werden Elektronen von elektronegativen Atomen, das sind Atome mit einer nicht vollständig besetzten äußeren Schale, eingefangen, und ein negatives Ion entsteht. Elektronegative Gase sind zum Beispiel O_2 , H_2O und CO_2 .

3.3 Elektronen- und Ionenbewegung in Gasen

Die Bewegung der Elektronen und Ionen im Detektorgas setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen, der thermischen Bewegung und der Bewegung unter dem Einfluß des elektrischen Feldes.

In Abwesenheit des elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen und Ionen, welche die einfallende Teilchenstrahlung freisetzt, gleichförmig in alle Raum-

richtungen von ihrem Entstehungspunkte weg. Dabei stoßen sie mehrfach mit Gasmolekeln zusammen und verlieren Energie. Schnell geraten sie ins thermische Gleichgewicht mit dem Gas und rekombinieren schließlich. Im Bereich thermischer Energien ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen gleich

$$v := \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}},$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und m die Elektronen- und Ionenmasse bezeichnet. Bei Zimmertemperatur ist die mittlere Elektronengeschwindigkeit ungefähr 10^6 cm s^{-1} . Die Ionengeschwindigkeit ist wegen der größeren Ionenmasse deutlich kleiner, nämlich in der Größenordnung von 10^4 cm s^{-1} . Die mittlere freie Weglänge der Elektronen und Ionen zwischen zwei Stößen ist beim Gasdruck p

$$\lambda := \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 p}$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ_0 für das Zusammenstoßen mit einer Gasmolekel.

In Anwesenheit des elektrischen Feldes werden die befreiten Elektronen und Ionen entlang der Feldlinien zur Anode bzw. Kathode hin beschleunigt. Wenn t die Zeit seit dem letzten Stoß mit einer Gasmolekel und \vec{v}_0 die Geschwindigkeit nach dem letzten Stoß ist, dann hat das Elektron oder Ion zum Zeitpunkt t die Geschwindigkeit $\vec{v}_0 + \frac{q}{m} \vec{E} \cdot t$. Nach einem Stoß fliegt ein Elektron oder Ion zufällig in eine beliebige Richtung. Zur mittleren Geschwindigkeit \vec{u} trägt \vec{v}_0 also nichts bei, und es bleibt der Einfluß des \vec{E} -Feldes übrig. Daher ist

$$\vec{u} = \frac{q \vec{E}}{m} \cdot \tau, \quad (3)$$

worin τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen angibt. \vec{u} nennt man die *Driftgeschwindigkeit* der Elektronen bzw. Ionen. Sie ist nach Gleichung 3 proportional zur elektrischen Feldstärke \vec{E} . Der Proportionalitätsfaktor ist die *Mobilität* μ .

Die Driftgeschwindigkeit der Ionen ist klein gegenüber ihrer thermischen Geschwindigkeit. Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen ist demnach durch ihre thermische Bewegung bestimmt und gleich $\frac{\lambda}{v}$, was zu

$$\vec{u} = \frac{q}{4\sigma_0} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}} \cdot \frac{\vec{E}}{p}$$

führt. Die Mobilität der Ionen ist also unabhängig vom elektrischen Feld. Ihre Driftgeschwindigkeit ist proportional zu $\frac{\vec{E}}{p}$.

Weil die Elektronen viel leichter als die Ionen sind, erreichen sie viel größere Driftgeschwindigkeiten, die nicht mehr viel kleiner als ihre thermische Geschwindigkeit sind. Die Mobilität hängt bei Elektronen anders als bei Ionen im allgemeinen von der elektrischen Feldstärke \vec{E} ab.

3.4 Pulsentstehung und Pulsform

Wenn sich die Elektronen und Ionen aus dem Lawinenbereich in Richtung der Elektroden des Gasionisationsdetektors bewegen, induzieren sie auf diesen die Signalpulse. Dies soll am Beispiel des zylindrischen Zählrohres erläutert werden.

Im zylindrischen Zählrohr herrscht das elektrische Feld

$$E(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{r}.$$

In einem Rohr der Länge l ist dann die elektrostatische Energie

$$E_{e.st.} = \int_{r=a}^b \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{z=0}^l \frac{1}{2} \epsilon E^2(r) r dr d\phi dz = \frac{\pi \epsilon l}{\ln \frac{b}{a}} U_0^2$$

gespeichert. An einer elektrischen Ladung q , die sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes vom Abstand r zum Abstand $r+dr$ bewegt, verrichtet das elektrische Feld die Arbeit

$$dW = qE(r)dr.$$

Wenn die Bewegung der Ladung so schnell abläuft, daß die äußere Spannungsversorgung nicht unmittelbar darauf reagieren kann, darf man das System als abgeschlossen betrachten. In diesem Fall muß die Energie zur Verrichtung der Arbeit dW aus der elektrischen Feldenergie aufgebracht werden, d.h. es muß

$$qE(r) dr = dW = -dE_{e.st.} = -d \left(\frac{\pi \epsilon l}{\ln \frac{b}{a}} U_0^2 \right) = -\frac{2\pi \epsilon l}{\ln \frac{b}{a}} U_0 dU_0$$

sein. Die Spannungsänderung dU_0 ist gleich der von der Ladung q bei ihrer Bewegung induzierten Spannung.

Daraus kann man die von den Elektronen insgesamt induzierte Spannung U^- durch Integration berechnen:

$$U^- = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \int_{a+r}^a \frac{1}{r'} dr' = \frac{q}{2\pi \epsilon l} \ln \frac{a+r}{a}.$$

Für Ionen erhält man entsprechend

$$U^+ = -\frac{q}{2\pi \epsilon l} \ln \frac{b}{a+r}.$$

Da die Lawinenbildung auf einen sehr kleinen radialen Bereich um den Anodendraht beschränkt ist, also $r \sim a$ und $b \gg a$ ist, trägt U^- nur vernachlässigbar wenig zur gesamten induzierten Ladung $U = U^- + U^+$ bei. Das induzierte Signal rührt fast ausschließlich von der Ionenbewegung her.

Den zeitlichen Verlauf des induzierten Signals kann man leicht abschätzen, wenn man berücksichtigt, daß die Ionendriftgeschwindigkeit $\dot{r}(t)$ gleich $\mu E(r(t))$ ist. Man erhält hieraus $r(t) = \sqrt{a^2 + \frac{2\mu U_0}{\ln \frac{b}{a}} t}$. Aus

$$U(t) \approx U^+(t) = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{r(t)}{a}$$

ergibt sich schließlich für das induzierte Signal

$$U(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{2\mu U_0}{a^2 \ln \frac{b}{a}} t\right).$$

In Abbildung 5 ist der Verlauf von $U(t)$ skizziert. Da $U(t)$ nach einem steilen Anstieg zu Anfang sehr flach und lange verläuft – die Ionen driften etwa 1 ms vom Anodendraht zur Kathode –, schneidet man das Signal in der experimentellen Praxis mit Hilfe eines differenzierenden RC -Gliedes ab, was durch die gestrichelte Linie angedeutet ist.

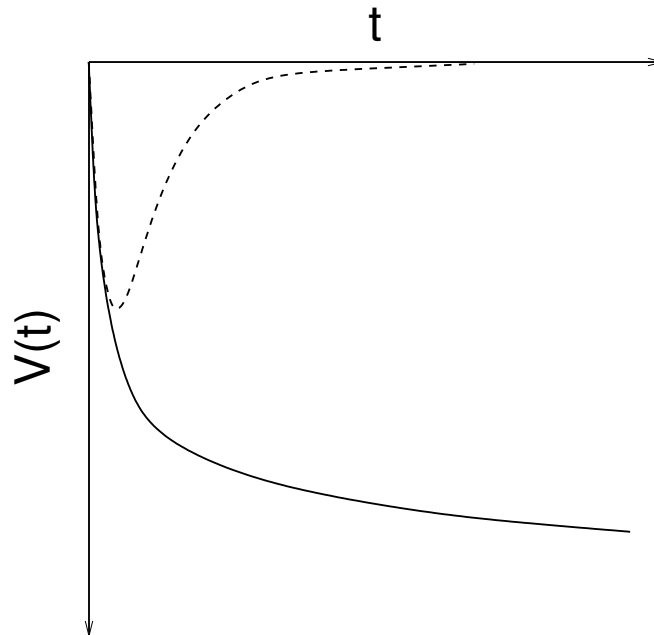


Abbildung 5: Verlauf des Signals eines zylindrischen Gasionisationsdetektors. Gestrichelt ist der Verlauf des Signals nach einem differenzierenden RC -Glieder skizziert.

3.5 Driftkammern

Das Ionensignal entsteht unmittelbar nach der Lawinenbildung. Die Zeitspanne zwischen dem Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Gasionisationsdetektor und der Lawinenbildung ist gleich der Driftzeit, die die Elektronen vom

Punkt der Primärionisation bis zum Anodendraht benötigen. Wenn man also die Driftgeschwindigkeit bzw. die sogenannte *Orts-Driftzeit-Beziehung*, das ist der Zusammenhang zwischen Ort der Primärionisation und der zugehörigen Driftzeit, kennt und die Driftzeit mißt, kann man aus der Driftzeitmessung auf den Punkt der Primärionisation zurückschließen. Im Fall eines zylindrischen Driftrohres fällt der Ort der Primärionisation, welche die Lawinenbildung auslöst, mit dem Abstand der Teilchenbahn vom Anodendraht (siehe Abbildung 6) zusammen. Denn bei hohen Energien ist die Teilchengeschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit, so daß die Primärionisation als prompt betrachtet werden kann. Die Primärelektronen, die den kürzesten Driftweg haben, lösen die Lawine aus. Der kürzeste Driftweg ist aber gerade der Abstand der Teilchenbahn vom Anodendraht.

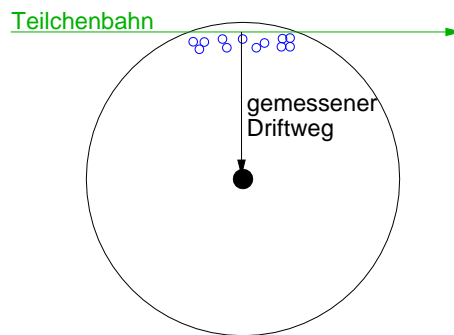


Abbildung 6: Bahn eines geladenen Teilchens und Primärionisation in einem zylindrischen Driftrohr.

In der Praxis mißt man den Zeitpunkt zwischen dem Durchgang des Teilchens durch einen Detektor, der unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs mit einer zeitlichen Schwankung im Bereich einer Nanosekunde oder weniger den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs mißt. Wenn die Strecke L , die die geladenen Teilchen zwischen diesem Detektor und dem Driftrohr zurücklegen, konstant ist, dann vergeht zwischen dem Teilchendurchgang durch diesen Detektor und dem Driftrohr die Zeit $\frac{L}{c}$. Dann ist die Zeitspanne zwischen dem Signal des Driftrohres und dem Signal des anderen Detektors gleich der Driftzeit plus einer Konstanten. Diese Konstante ist gleich der kleinsten gemessenen Zeitspanne.

Mit *Driftkammern* kann man Spurpunkte geladener Teilchen bis in den Bereich unter $100 \mu\text{m}$ messen. Daher werden Driftkammern in der Teilchenphysik als Spurkammern eingesetzt.

3.6 Wahl des Detektorgases

Die Höhe des Signals hängt von der Primärionisation und der Gasverstärkung ab. Je nach Detektorgas kann man eine andere Gasverstärkung erzielen. Hohe Signale sind elektronisch leichter nachweisbar. Daher achtet man bei der Wahl

des Detektorgases auf die erreichbare Gasverstärkung. Daneben legt man Wert auf eine niedrige Betriebsspannung, gute Proportionalität und die Fähigkeit, auch hohe Bestrahlungsraten zu bewältigen. Im Falle von Driftkammern spielen die Drifteigenschaften des Gases eine wichtige Rolle. Edelgase erlauben eine geringe Betriebsspannung, weil die Lawinenbildung schon bei kleinen elektrischen Feldstärken einsetzt. Wegen seiner hohen spezifischen Ionisation und dem niedrigen Preis setzt man üblicherweise Argon ein. Argon hat allerdings den Nachteil einer hohen Anregungsenergie (11,6 eV), was dazu führt, daß angeregte Atome, die in der Lawine entstehen, beim Übergang in den Grundzustand Photonen so hoher Energie aussenden, daß die Photonen selbst Atome ionisieren können. Mit reinem Argon als Zählgas sind Gasverstärkungen von nur 10^3 bis 10^4 möglich.

Höhere Gasverstärkungen erzielt man, indem man mehratomige Gase wie Methan oder Kohlendioxid hinzufügt. Diese Moleküle sind *Quencher*, sie absorbieren die Photonen und geben die aufgenommene Energie durch Dissoziation oder elastische Stöße ab.

Organische Quencher wie Methan müssen jedoch bei hohem Bestrahlungsfluß verworfen werden. Die Rekombination dissoziierter organischer Moleküle führt nämlich zur Bildung fester oder flüssiger Polymere, die sich auf der Anode und Kathode des Detektors ablagern. Positive Ionen, die zur Kathode gelangen, müssen dann langsam durch die Ablagerung diffundieren, ehe sie neutralisiert werden. Bei hinreichend großem Strahlungsfluß werden mehr Ionen pro Zeit gebildet, als über die Kathode abfließen können; eine positive Ladung baut sich auf. Im Detektor kommt es fortlaufend zu Entladungen, selbst ohne Bestrahlung. Der Detektor ist dann nicht mehr einsetzbar. Ablagerungen auf der Anode sind ebenfalls schädlich, da sie den Bereich für die Lawinenbildung einschränken und so die Gasverstärkung abnimmt. Dieser Effekt tritt in der Regel ein, bevor die Ablagerungen auf der Kathode zu permanenten Entladungen führen.

4 Driftrohrkammern als hochauflösende Spurenkammern für Myonen

Bei den Driftrohrkammern des ATLAS-Detektors, die Gegenstand des Versuches sind, verwendet man als Quencher daher Kohlendioxid. Denn im ATLAS-Experiment werden die Kammern einer hohen Photonenbestrahlung von bis zu 100 Hz cm^{-2} ausgesetzt sein. Der ATLAS-Detektor ist in der Abbildung 7 schematisch dargestellt. Er dient ab dem Jahre 2007 der Untersuchung von Proton-Proton-Stößen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV. Er weist die für Detektoren in der Hochenergiephysik übliche Schalenstruktur auf. In seiner innersten Schale befinden sich Detektoren, mit denen die Flugbahn geladener Teilchen in einem 2 T Magnetfeld gemessen werden. Aus der Krümmung der Spuren in dem Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse verläuft, erhält man den Impuls der Teil-

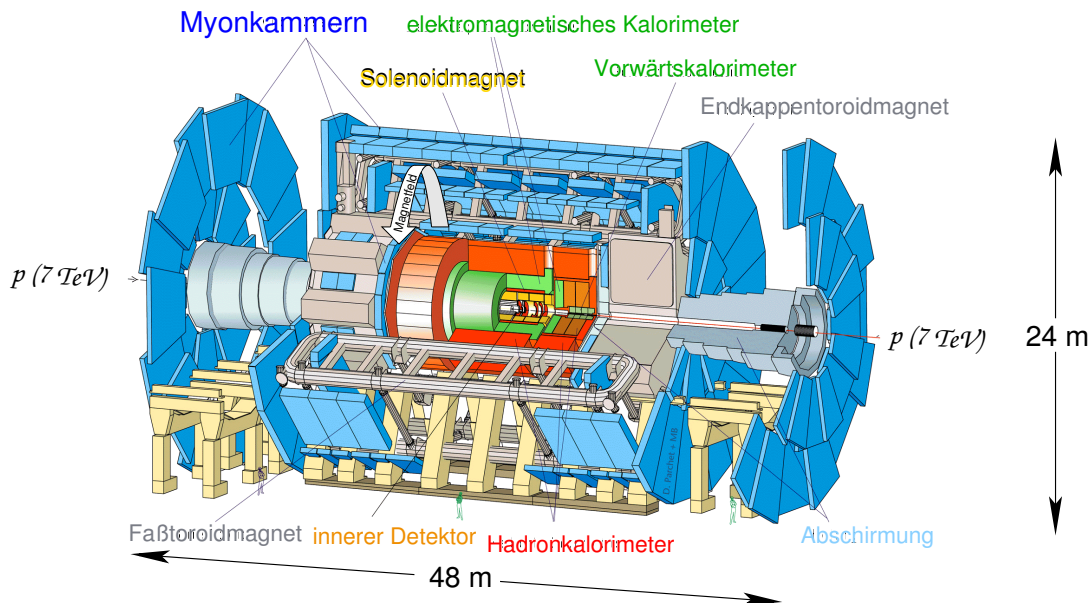


Abbildung 7: Der ATLAS-Detektor schematisch. Quelle: [4]

chen. Umgeben ist der innere Detektor vom elektromagnetischen Kalorimeter. In ihm werden alle eindringenden Elektronen, Positronen und Photonen absorbiert und die deponierten Energien gemessen. Myonen und geladene Hadronen verlieren wegen ihrer höheren Massen viel weniger Energie durch elektromagnetische Strahlung als Elektronen, so daß sie im elektromagnetischen Kalorimeter nicht steckenbleiben, sondern die nächste Detektorschale, das Hadronkalorimeter erreichen. Dort verlieren die Hadronen durch Kernreaktionen ihre gesamte Energie. Die Myonen jedoch nehmen an der starken Wechselwirkung nicht teil, sie verlassen auch das Hadronkalorimeter. Man weist sie in der äußersten Schale, dem Myonspektrometer nach. Aus der Krümmung ihrer Flugkurve im 0,4 T starken Magnetfeld, das im Myonspektrometer ringförmig um die Strahlachse verläuft, gewinnt man ihren Impuls. Man erwartet Myonenenergien bis in den TeV-Bereich. Ein 1-TeV-Myon wird allerdings nur sehr schwach im Magnetfeld abgelenkt. Die Abweichung von einer geraden Flugbahn beträgt auf der ungefähr 4 m langen Flugstrecke im Spektrometer 0,5 mm. Um diese Abweichung genau messen zu können, muß man hochauflösende Spurdetektoren einsetzen.

Dies leisten Kammern aus zylindrischen Proportionalzählrohren (siehe Abbildung 8). Die Kammern bestehen aus zwei Vielfachlagen, die je nach Kammertyp jeweils 3 oder 4 Rohrgagen enthalten. Die Rohre sind 1 bis 6 m lang, haben 30 mm Durchmesser. Die 0,4 mm dicken Rohrwände sind aus Aluminium. Sie sind mit Ar/CO₂(93/7) bei 3 bar absolutem Druck gefüllt. Der Anodendraht hat einen Durchmesser von 50 µm und liegt auf 3080 V. Diese Spannung entspricht einer

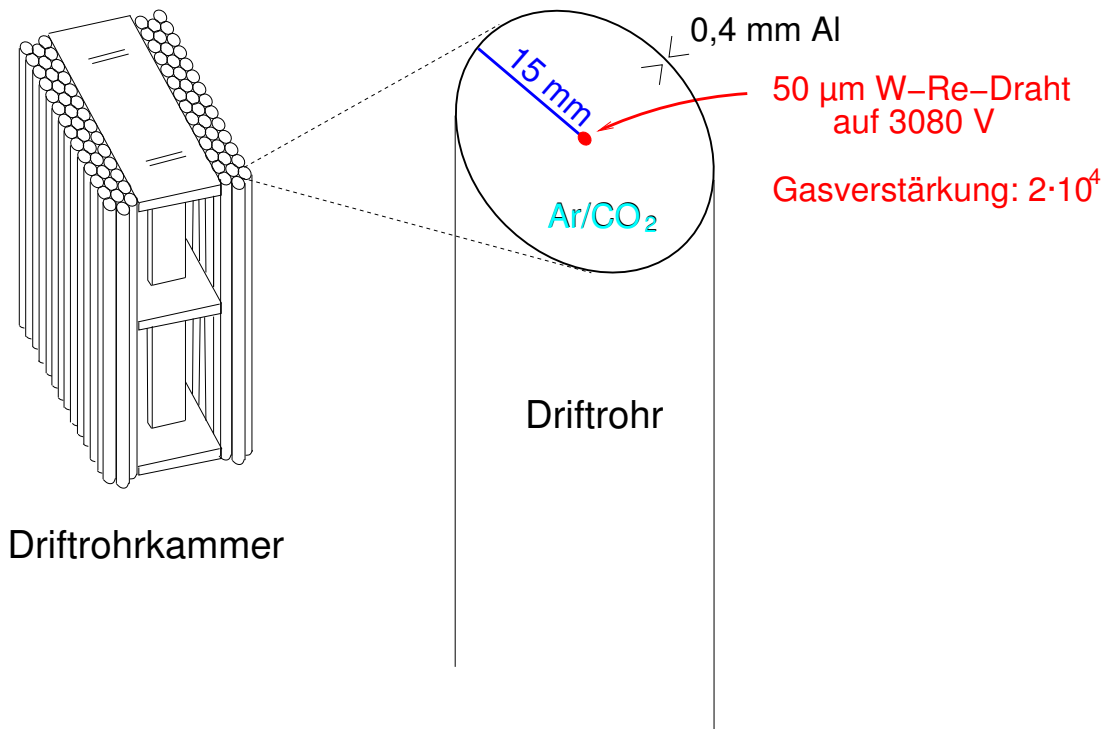


Abbildung 8: Eine ATLAS-Driftrohrkammer schematisch.

Gasverstärkung von $2 \cdot 10^4$. Wenn ein Myon zum Zeitpunkt t_0 durch ein Driftrohr fliegt, dann liefert das Rohr zum Zeitpunkt $t_0 + t(r)$ ein Signal. Die Zeit $t(r)$ ist die Zeit, die die Primärelektronen benötigen, um vom Abstand r zum Anodendraht zu driften. Daher nennt man die Zeit $t(r)$ die zum Radius r gehörige Driftzeit. Die Kammern des ATLAS-Myonspektrometers werden als sogenannte *Driftkammern* betrieben, d.h. man mißt die Zeit $t(r)$. Wenn man die *Orts-Driftzeit-Beziehung*, d.h. den Zusammenhang $t(r)$ bzw. $r(t)$ kennt, dann kann man hieraus den Abstand r berechnen. Dies ist mit einer Genauigkeit von etwa 80 bis 100 μm möglich. Mit dieser Einzelrohrauflösung kann man Myonimpulse bis in den TeV-Bereich auf wenige Prozent genau im ATLAS-Detektor bestimmen.

5 Signalarten

Signale können Informationen auf zweierlei Arten enthalten, nämlich in *analoger* und in *digitaler* Form. In einem Analogsignal sind die Informationen kontinuierlich verschlüsselt, etwa in Gestalt von Amplitudenänderungen oder Pulsformänderungen. Digitale Signale hingegen nehmen nur diskrete Zustände an, z.B. 0 oder 1, ja oder nein, wahr oder falsch. In der Elektronik weist man den Zuständen 0 und 1 Spannungsbereiche zu.

Analoge Signale tragen zwar mehr Informationen als digitale Signale mit sich, sie sind aber in der Praxis stets Verzerrungen und Rauschen ausgesetzt, was ihre Zuverlässigkeit mindert. Bei digitalen Signalen ist das anders. Da sie nur zwei Zustände annehmen können, die Spannungsbereichen zugewiesen werden, sind sie unempfindlich gegen Verzerrungen und Rauschen. Ein weiterer Vorteil ist, daß man digitale Signale logisch verknüpfen kann. So kann man ein Signal im Detektor 1 und ein Signal im Detektor 2, doch kein Signal im Detektor 3 verlangen. Das erlaubt, sich auf Ereignisse eines bestimmten Typs bei der Messung zu beschränken. Wie die Möglichkeit, digitale Signal logisch zu verknüpfen, im Praktikumsversuch genutzt wird, ist im nächsten Abschnitt erläutert.

6 Praktikumsversuch

6.1 Versuchsaufbau

Im Praktikumsversuch wird eine kleine Driftrohrkammer betrieben, mit der die Spuren kosmischer Myonen nachgewiesen werden. Unsere Erde steht unter ständigem Beschuß hochenergetischer Protonen, die aus dem Weltall auf die Erdatmosphäre prasseln. Dort entstehen aufgrund der starken Wechselwirkung dieser Protonen mit den Atomkernen in der Atmosphäre geladene Pionen, die schwach in Myonen und die zugehörigen Neutrinos zerfallen. Sehr viele Myonen sind energiereich genug, die Erdoberfläche zu erreichen. Die Rate dieser kosmischen Myonen mit einer Energie von mehr als 300 MeV ist grob $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ für horizontale Detektoren [2] oder – in die allseits bekannte Faustregel gepackt – ein Myon je Sekunde auf die geöffnete, parallel zur Erdoberfläche gehaltene Hand. Die Energie der Myonen folgt bis 10 GeV einem $1/E^2$ -Gesetz, darüber einem $1/E^{2,4}$ -Gesetz.

Eine Photographie des Praktikumsversuch findet sich in der Abbildung 9. Im Praktikumsversuch wird ein kleine Driftrohrkammer mit zwei Dreifachlagen aus insgesamt 5 Rohren eingesetzt. Die Kammer wird oben und unten von einem Szintillationszähler eingeschlossen. Die Szintillationszähler werden verwendet, um den Durchgang eines Myons durch den Aufbau schnell festzustellen und den Zeitpunkt des Durchgangs messen. Eine 75 mm dicke Bleiabschirmung über dem unteren Szintillationszähler absorbiert niederenergetische Elektronen und Photonen aus der kosmischen Strahlung und läßt Myonen oberhalb einer Energie von 200 MeV durch.

Die elektronische Auslese des Versuchs ist in der Abbildung 10 schematisch zusammengefaßt. Wenn ein kosmisches Myon durch den oberen Szintillationszähler fliegt, liefert er ein analoges Ausgangssignal. Diese Ausgangssignal wird auf einen *Diskriminator* gegeben. Ein Diskriminator ist eine elektronisches Gerät, das ein digitales Signal, das einer logischen Eins entspricht, ausgibt, wenn das analoge Signal eine gewisse Schwelle überschreitet. Anderfalls gibt der Diskriminator eine logische Null aus. Wenn das Myon auch durch den unteren Zähler läuft, liefert

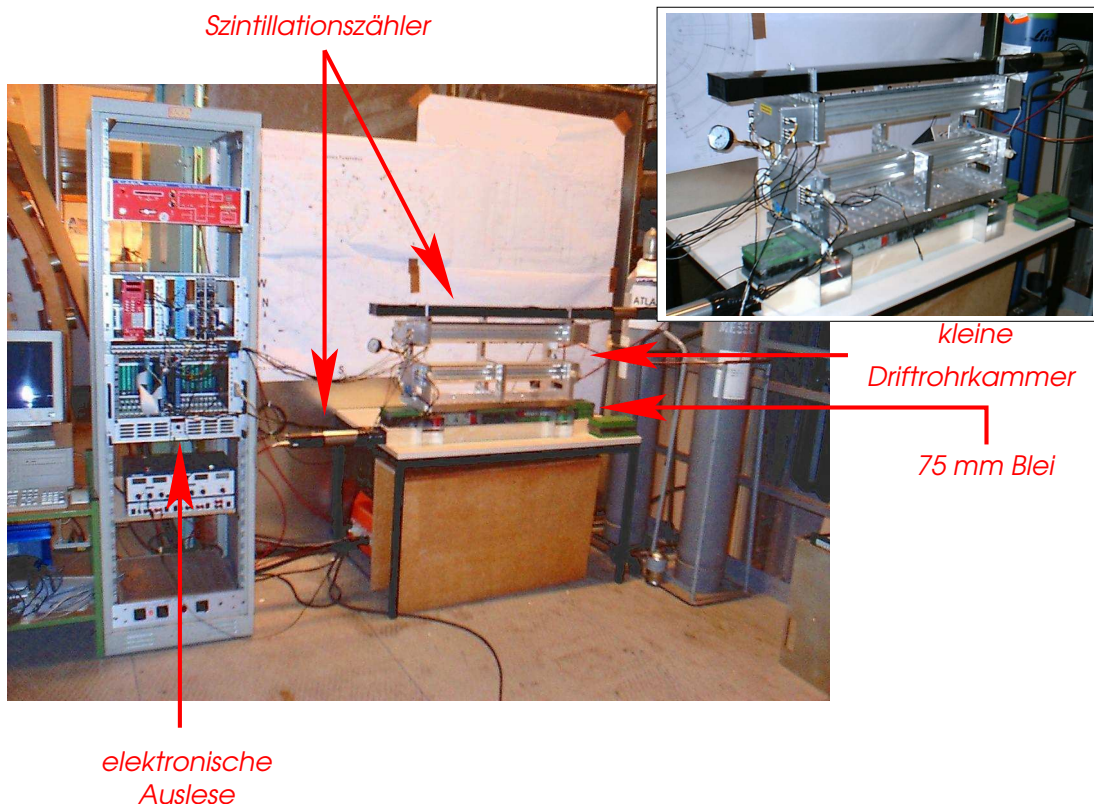


Abbildung 9: Der Versuchsaufbau.

auch er ein analoges Signal, das ebenfalls mit einem Diskriminator in ein digitales Signal umgewandelt wird. Die Breite und Länge der Szintillationszähler ist so gewählt, daß das Myon immer dann, wenn es durch beide Szintillationszähler fliegt, in zwei Dritteln aller Fälle auch die Driftrohrkammer durchquert. Daher verlangt man mit einer *Koinzidenzeinheit* eine Koinzidenz der digitalen Signale der Szintillationszähler. Die Koinzidenzeinheit gibt nur dann eine logische Eins aus, wenn sich die logischen Einsen der Szintillationszähler zeitlich überlappen. Mit dem Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit startet man nun die Uhren einer Zeit-Digital-Wandler-Einheit. Mit den Signalen der Driftrohre werden sie angehalten. *Zeit-Digital-Wandler* messen die Zeit zwischen zwei logischen Einsen und wandeln sie in eine computerlesbare Zahl um. Im Versuch messen die Uhren des Zeit-Digital-Wandlers die Zeiten zwischen der Koinzidenz und der Zeit der Signale der Driftrohre. Diese Zeitintervalle sind bis auf einen konstanten Versatz gleich den Driftzeiten $t(r)$ in den Rohren. Die analogen Signale der Driftrohre sind viel kleiner als die Signale der Szintillationszähler. Daher werden sie am Ausgang der Rohre verstärkt, ehe sie mit Diskriminatoren in digitale Signale umgewandelt werden.

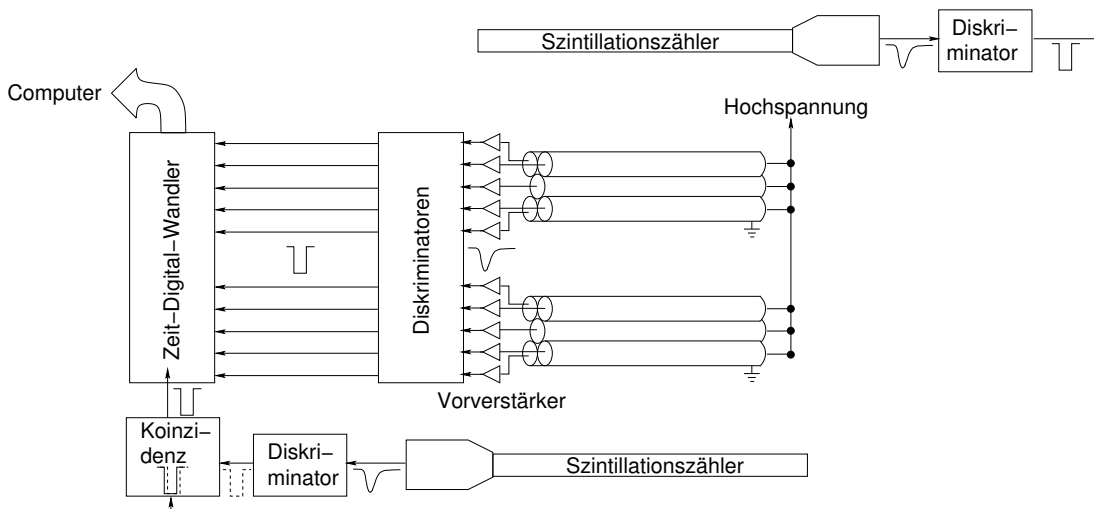


Abbildung 10: Elektronische Auslese des Versuch schematisch.

6.2 Aufgabenstellung

6.2.1 Verkabelung

Nach dem Einschalten des Aufbaus sollen der Auslöser überprüft und verkabelt werden. Als Leitfaden diene das Verkabelungsschema aus Abbildung 11. Nach dem Einschalten der Meßapparatur muß mit dem Oszilloskop geprüft werden, daß Signale von den Szintillationszähler eintreffen. Danach müssen die Kabel von den Szintillationszählern an den Diskriminator angeschlossen werden. Nun kann mit einem Oszilloskop überprüft werden, daß sich die logischen Signale der Szintillationszähler bei einem Myondurchgang durch den Aufbau zeitlich überlappen. Denn nur wenn sich die Signal überlappen, wird später die Datenaufnahme für ein Ereignis ausgelöst.

6.2.2 Betriebsparameter der Driftrohrkammer

Der Praktikumsversuch soll mit der Driftrohrkammer nacheinander in vier verschiedenen Betriebsbedingungen durchgeführt werden:

1. Gasfüllung Ar/CO₂(93/7) bei 3 bar, Betriebsspannung 3080 V ($\equiv 2 \cdot 10^4$ Gasverstärkung).
2. Gasfüllung Ar/CO₂(93/7) bei 3 bar, Betriebsspannung 3160 V ($\equiv 4 \cdot 10^4$ Gasverstärkung).
3. Gasfüllung Ar/CH₄/N₂(91/4/5) bei 3 bar, Betriebsspannung 3280 V ($\equiv 2 \cdot 10^4$ Gasverstärkung).

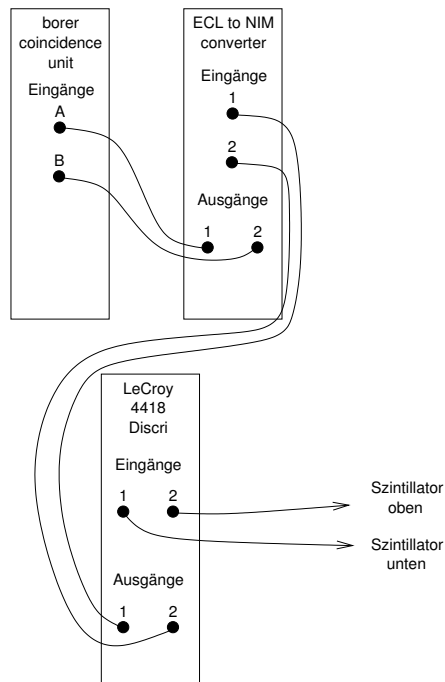


Abbildung 11: Auslöserverkabelungsschema.

4. Gasfüllung Ar/CH₄/N₂(91/4/5) bei 3 bar, Betriebsspannung 3400 V ($\equiv 4 \cdot 10^4$ Gasverstärkung).

Beide Gasmischungen unterscheiden sich deutlich in ihren Drifteigenschaften. In allen vier Fällen sollen daher die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, die Orts-Driftzeit-Beziehung, die Beweglichkeit und die Ortsauflösung bestimmt werden. Die vier Ergebnisse sollen einander gegenübergestellt und erörtert werden. Die Datenauswertung erfolgt weitgehend am Computer. Der Praktikumsbetreuer weist die Studenten in die Benutzung der Programme am Ort ein.

6.2.3 Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen $\dot{r}(t)$ und die Orts-Driftzeit-Beziehung $r(t)$ kann man in guter Näherung aus dem Driftzeitspektrum erhalten. Das Driftzeitspektrum ist die Häufigkeitsverteilung $\frac{dN}{dt}$ der gemessenen Driftzeiten (vgl. Abbildung 12). Nach der Kettenregel ist

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt}$$

Wenn ein Rohr gleichmäßig ausgeleuchtet ist, dann ist $\frac{dN}{dr}$ gleich der Zahl N der im Spektrum gesammelten Driftzeiten, geteilt durch den maximalen Driftradius

$r_{max} = 14.6$ mm. Die Driftgeschwindigkeit ist dann

$$\dot{r}(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{r_{max}}{N} \cdot \frac{dN}{dt} \quad (4)$$

und die Orts-Driftzeit-Beziehung

$$r(t) = \int_0^t \dot{r}(t') dt' = \int_0^t \frac{r_{max}}{N} \cdot \frac{dN}{dt'} dt'. \quad (5)$$

Im Versuch sind die mittleren Rohr gleichmäßig mit Myonen ausgeleuchtet, so daß man die Formeln 4 und 5 anwenden darf. Allerdings muß man sich dabei bewußt sein, daß die Annahme, $\frac{dN}{dr}$ sei eine Konstante, trotzdem nur näherungsweise erfüllt ist. Dies hängt damit zusammen, daß die Myonen δ -Elektronen aus den Rohrwänden schlagen können, die näher als die Myonen am Anodendraht vorbeifliegen und demnach früher ein Signal als die Myonen geben, sie also verdecken. Dies tritt etwa in 7% aller Fälle auf, was zu Anreicherung der Driftzeitspektren bei kleinen Zeiten führt.

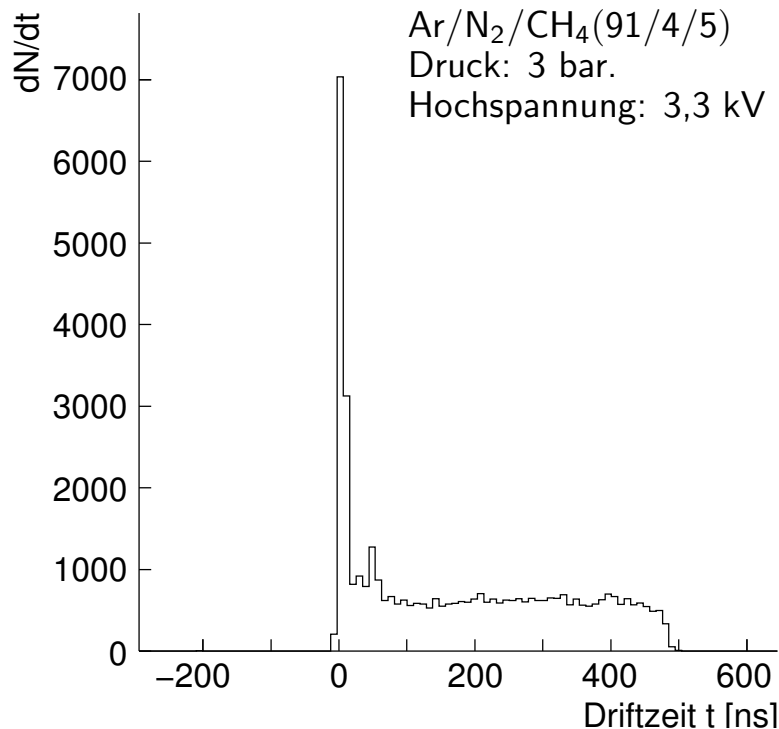


Abbildung 12: Beispiel eines Driftzeitenspektrums.

6.2.4 Abschätzung der Ortauflösung

Die Ortauflösung eines einzelnen Driftrohres kann man ebenfalls auf einfache Weise abschätzen. Wenn Myonen wie im Versuch und in der Abbildung 13 senkrecht durch die Driftrohrkammer laufen, dann sind aus geometrischen Gründen die Radien r_1 und r_3 gleich groß und ergeben zusammen mit dem Radius r_2 die Konstante D . Man definiert daher die Tripelsumme

$$\Sigma_T := \frac{1}{2}(r_1 + r_3) + r_2,$$

die gleich D ist. In der Praxis schwankt der gemessene Werte der Tripelsumme wegen der begrenzten Ortauflösung der Driftrohre um den Sollwert D . Wenn die Radien r_1 , r_2 und r_3 mit derselben Genauigkeit σ gemessen werden, dann ist die Schwankung $\sigma(\Sigma_T)$ um den Sollwert nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz gleich $\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma$ oder, was auf dasselbe hinausläuft, die Ortauflösung durch den Zusammenhang

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma(\Sigma_T). \quad (6)$$

Wendet man die Gleichung 6 ohne Korrekturen an, erhält man einen zu großen Wert für die Auflösung. Dies hat zwei Ursachen, die begrenzte Genauigkeit der durch die Integration des Driftzeitspektrum gewonnenen Orts-Driftzeit-Beziehung zum einen und der Vielfachstreuung der Myonen in den Wänden der Driftrohre zum anderen.

Weil man mit Hilfe der Integrationsmethode die Orts-Driftzeit-Beziehung nur näherungsweise erhält, ist die gemessene Tripelsumme keine Konstante, sondern abhängig vom Durchgangsort r_1 , wie man aus der gemessenen Tripelsumme in

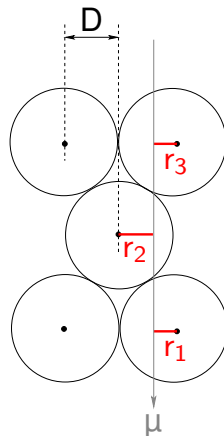


Abbildung 13: Trefferkonfiguration bei senkrechtem Myoneinfall.

der Abbildung 14 ersieht. Ignoriert man die Krümmung der Tripelsumme und projiziert die Verteilung auf die Ordinate gewinnt man eine zu breite Tripelsummenverteilung. Man muß daher die Tripelsumme auf ihre r_1 -Anhängigkeit hin korrigieren.

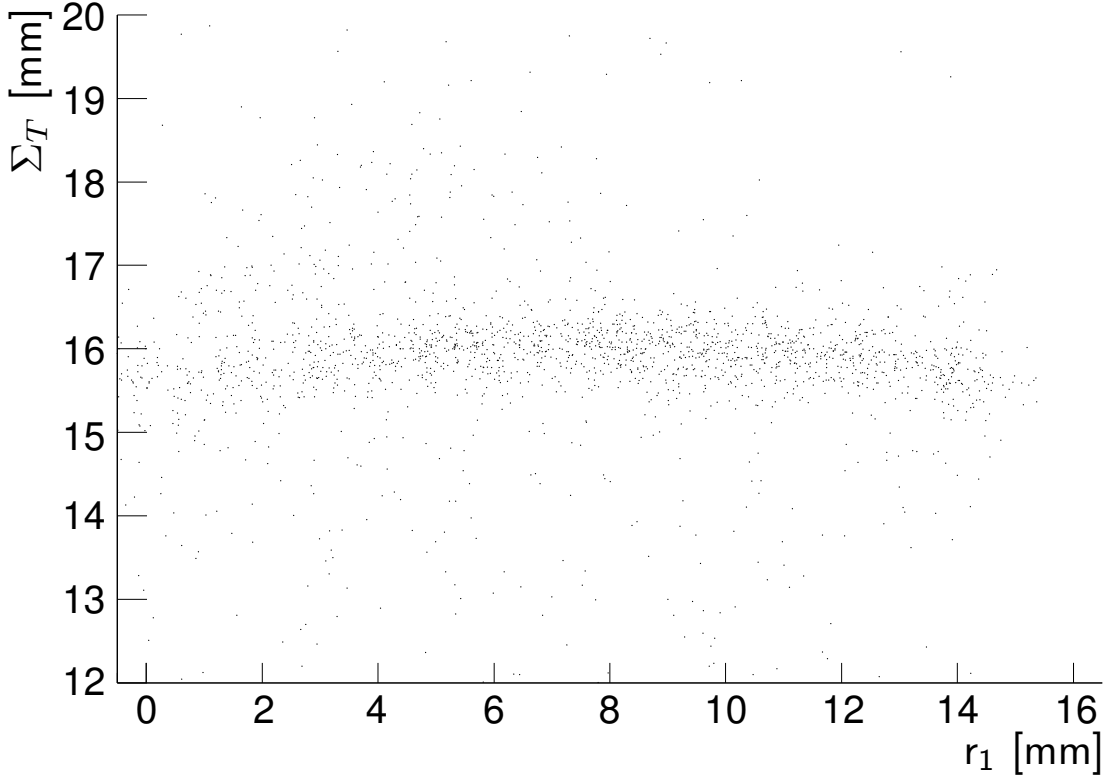


Abbildung 14: Mit einer Orts-Driftzeit-Beziehung aus der Integration der Driftzeitspektren gewonnene Tripelsumme in Abhängigkeit des Radius r_1 .

Die Breite der Tripelsumme ist danach die quadratische Summe aus $\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma(\Sigma_T)$ und einem Vielfachstreuungsanteil. Der Vielfachstreuungsanteil läßt sich leicht abschätzen. Wenn Myonen senkrecht durch die Kammer laufen, durchqueren sie zwischen den Gasvolumina der Rohre, die in die Tripelsummenberechnung eingehen, im Mittel eine Aluminiumschicht der Dicke $4 \cdot \frac{\pi}{2} 0,4 \text{ mm} = 2,5 \text{ mm}$. Die Winkelstreuung eines Myons mit der Energie E ist gemäß der Gleichung 1 gleich

$$\theta_0(E) = \frac{2.0 \text{ MeV}}{E},$$

wenn 89 mm für die Strahlungslänge von Aluminium [2] ansetzt und die Myonmasse vernachlässigt. Da die Myonenergien wie $1/E^2$ verteilt sind, muß man über

die Einzelstreuwinkel quadratisch mitteln. Man erhält dann

$$\bar{\theta}_0 = \sqrt{\int_{200 \text{ MeV}}^{\infty} \frac{4.0 \text{ MeV}^2}{E^2} \cdot \frac{200 \text{ MeV}}{E^2} dE} = \frac{1}{200}.$$

Die Höhendifferenz zweier Rohrlagen ist $\sqrt{3}$ -mal dem Rohrradius, also 26 mm. Die Winkelstreuung $\bar{\theta}_0$ überträgt sich daher in eine Ortsunsicherheit der Größe $26 \text{ mm} \cdot \bar{\theta}_0 = 0,130 \text{ mm}$, die man vor der Berechnung der Einzelrohrauflösung quadratisch von der Breite der Tripelsumme abziehen muß.

6.2.5 Arbeitsschritte

Der Praktikumsversuch besteht aus den folgenden Arbeitsschritten:

1. Einstündige Messung mit der Gasfüllung Ar/CO₂(93/7) bei 3 bar und der Betriebsspannung 3080 V.
2. Das Spektrum der Zeiten der Szintillationszähler soll erläutert und die Genauigkeit des Zeitpunkts des Auslösens der Datenaufnahme aus der Breite der Verteilung abgeschätzt werden.
3. Bestimmung der Orts-Driftzeit-Beziehung und der Driftgeschwindigkeit aus den Driftzeitspektren.
4. Berechnung der Mobilität aus der gemessenen Driftgeschwindigkeit und der elektrischen Feldstärke.
5. Bestimmung der Ortsauflösung mit Hilfe der Tripelsumme.
6. Wiederholung der Schritte 1 bis 5 bei den anderen, oben genannten Versuchsbedingungen.
7. Stimmt die Zahl der aufgezeichneten Spuren mit der Erwartung aus der bekannten Intensität kosmischer Myonen überein?

Während der Durchführung des Versuches sollten die folgenden Fragen beantwortet werden:

1. Wie unterscheiden sich die beiden Gase in ihrer Driftgeschwindigkeit und Ortsauflösung? Wie unterscheidet sich die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Betriebsspannung?
2. Welches Gas ist für die Messung von Myonen aus der Höhenstrahlung (d.h. bei niedriger Intensität) besser geeignet?

Begleitlektüre

K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Stuttgart 1992.

W.R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Heidelberg 1994.

Literatur

- [1] M.J. Berger and S.M. Seltzer, Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons, National Aeronautics and Space Administration Report NASA-SP-3012 (Washington DC 1964). [3](#)
- [2] Particle Data Group, C. Caso et al., European Physical Journal C3 (1998). [3](#), [4](#), [5](#), [16](#), [22](#)
- [3] W. Price, Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill, New York (1958). [7](#)
- [4] ATLAS-Arbeitsgemeinschaft, ATLAS Detector and Physics Performance – Technical Design Report, Genf 1999. [14](#)
- [5] CAEN - Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari spa., Internetseite: letzter Zugriff Mai 2004. [25](#)
- [6] CAEN - Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari spa., 4 Channel Programmable H.V. Power Supply, Mod. N 470 – Technical Information Manual, Viareggio 2002. [28](#)

A Bedienungsanleitung der Hochspannungsversorgung (CAEN Mod. N470)

Die Anodendrähte der Driftrohre der Myonkammer des Praktikumsaufbaus müssen je nach Versuchsbedingung (vgl. Abschnitt 6.2.2) auf einer Hochspannung von 3080 V bis 3400 V liegen. Dazu dient die Hochspannungsversorgung CAEN Mod. N470, deren Frontplatte mit den Bedienelementen in Abbildung 15 zu sehen ist.



Abbildung 15: Frontplatte des Hochspannungsversorgungsmoduls (CAEN Mod. N470) der Driftrohrkammer. Quelle: [5].

Im Abschnitt A.1 finden Sie alle Schritte zur Inbetriebnahme des Hochspannungsmoduls und zu seiner Einstellung Schritt für Schritt erläutert. Eine Zusammenstellung der für den Praktikumsversuch wichtigen Funktionen des Hochspannungsmoduls finden Sie in der Tabelle 1, die Frontplatte mit allen Elementen ist in Abbildung 16 als Referenz gegeben.

A.1 Einstellen der Versorgungsspannung

Zu Beginn des Ihres Praktikumstages sollten sowohl das Ausleserack als auch die verschiedenen Crates bereits in Betrieb sein. Sollte das nicht der Fall sein, wenden Sie sich bitte an den Betreuer des Versuchs.

Zunächst müssen Sie überprüfen, ob die Hochspannungsversorgung bereits richtig eingestellt (vgl. [A.1.1](#)), der Kanal 0 eingeschaltet (vgl. [A.1.2](#)) und die Hochspannung hochgefahren (vgl. [A.1.3](#)) worden ist.

A.1.1 Überprüfung der eingestellten Hochspannung

- Drücken Sie die Tasten [F] [6] [*] (die *-Taste dient als “Enter” oder “Return”) des Tastenblocks. In der Led-Anzeige [Function] (vgl. Abb. [16](#)) sollten Sie die Anzeige der gemessenen Spannung in Volt sehen (z.B. *Vm 3080*).

Falls die gemessene Spannung nicht auf ein paar Volt genau dem Sollwert entspricht, verfahren Sie wie unter Punkt [A.1.4](#) beschrieben.

A.1.2 Einschalten des Hochspannungskanals

Überprüfen Sie, ob in dem Leuchtdiodenfeld [Ch Status] links neben dem Tastenblock die Led “On” leuchtet (vgl. Abb. [16](#)). In diesem Fall ist der Kanal bereits aktiviert. Ansonsten verfahren Sie wie folgt:

- Drücken Sie die Tasten [F] [10] [*] des Tastenblocks. Im Leuchtdiodenfeld [Ch Status] leuchtet die Led mit der Bezeichnung “On”.
- Fahren Sie nun die Hochspannung, wie unter Punkt [A.1.3](#) beschrieben, hoch.

A.1.3 Hochfahren der Hochspannung

Überprüfen Sie, ob der Kippschalter [HV Enable], der direkt über dem Tastenblock liegt, bereits nach oben gekippt ist. In diesem Fall sollten die beiden darüber befindlichen Lämpchen (“HV On”) rot leuchten, und die Hochspannung ist bereits hochgefahren. Wenn Sie die unter Punkt [A.1.1](#) genannten Schritte durchführen, sollten Sie den Sollwert der Hochspannung in der Led-Anzeige [Function] sehen können. Ansonsten verfahren Sie folgendermassen, um die Hochspannung hochzufahren:

- Ziehen Sie den Kippschalter [HV Enable], der direkt über dem Tastenblock liegt, leicht heraus und kippen ihn nach oben. Die beiden darüber befindlichen Lämpchen (“HV On”) leuchten rot auf, und in der Led-Anzeige [Function] sehen Sie, wie die Hochspannung in Schritten von ca. 50 Volt hochgefahren wird. Warten Sie mit dem Beginn der Datennahme, bis die Hochspannung den eingestellten Sollwert erreicht hat!

A.1.4 Einstellen der Hochspannung

Sollte die Hochspannung bereits eingeschaltet sein (vgl. A.1.3), so kann diese ohne die Hochspannung abschalten oder den Kanal deaktivieren zu müssen auf einen neuen Sollwert eingestellt werden!

- Drücken Sie die Tasten [F] [1] [*] des Tastenblocks.
- Geben Sie den gewünschten Wert der Hochspannung in Volt mittels des Tastenblocks ein (z.B. 3080), und drücken sie [*] zur Übernahme des Wertes.

Das Gerät fährt die Hochspannung auf den entsprechenden Wert, was Sie in der Led-Anzeige [Function] verfolgen können (vgl. Abb. 16). Warten Sie mit dem Beginn der Datennahme, bis die Hochspannungsversorgung den Sollwert erreicht!

A.2 Zusammenstellung der wichtigsten Funktionen des Hochspannungsmoduls

Tasten-kombination	Led-Anzeige [Channel]	Led-Anzeige [Function]	Funktion
[F] [1]	Ch0 F 1	V0 - Set	Einstellen der Betriebs(hoch)spannung
[F] [6]	Ch0 F 6	V - Mon	Anzeige/Überwachung der angelegten Spannung im Led-Anzeigefeld [Function]
[F] [7]	Ch0 F 7	I - Mon	Anzeige/Überwachung des Stroms im Led-Anzeigefeld [Function]
[F] [10]	Ch0 F 10	On	Anschalten des ausgewählten Kanals
[F] [11]	Ch0 F 11	Off	Ausschalten des ausgewählten Kanals

Tabelle 1: Tabelle der für den Versuch benötigten Funktionen des Hochspannungsmoduls (CAEN Mod. N470) 15. Die Tastenkombinationen müssen mit der Taste [*] bestätigt werden, genauso wie die Eingabe von Werten (z.B. die anzulegende Spannung).

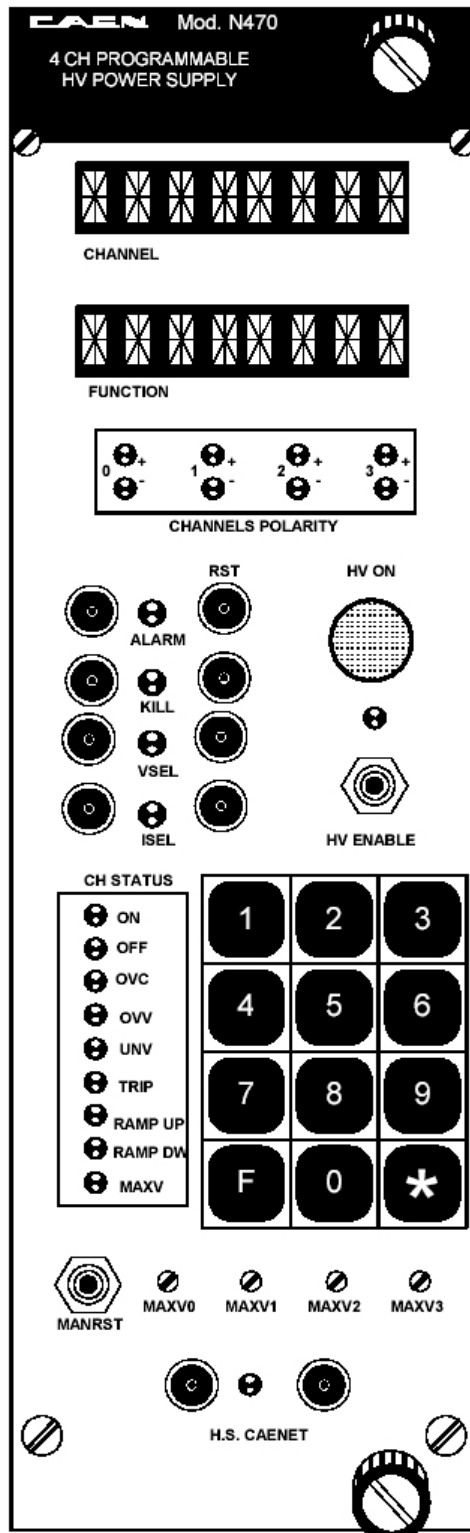


Abbildung 16: Skizze der Frontplatte des Hochspannungsversorgungsmoduls (CAEN Mod. N470) der Driftrohrkammer. Quelle: [6].