Analogauslese der Driftkammern des HERMES–Experiments

Diplomarbeit
von
Hans Russo

Physikalisches Institut
der
Friedrich–Alexander–Universität
Erlangen–Nürnberg

Dezember 1995

Alle widerspruchsfreien axiomatischen Formulierungen der Zahlentheorie enthalten unentscheidbare Aussagen.

Kurt Gödel 1931

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Quantenchromodynamik, kurz QCD, beschreibt die Strukturen der Hadronen. Die QCD beruht auf einer Eichfeldtheorie unter Berücksichtigung der speziellen Relativitätstheorie. Sie beschreibt die Eigenschaften der heute erkennbaren, fundamentalen Bausteine der Materie. Die elementare Kraftwirkung der QCD ist die „starke Wechselwirkung". Ihre Feldquanten sind 8 verschiedene Gluonen mit einer Reichweite von $(10^{-16} - 10^{-15})m$. Die QCD führt sechs Quarktypen , Up–, Down–, Strange–, Charm–, Bottom– und Top–Quark ein und erkärt damit die Struktur der Hadronen. Die Erkenntnis, daß Nukleonen aus mindestens drei punktförmigen Konstituenten gebildet werden, wurde schon häufig durch Streuexperimente bestätigt. Ein momentaner Gegenstand der Hochenergieforschung ist die Spinstruktur der Nukleonen. Der HERMES-Detektor wurde extra für eine solche Messung konzipiert. Die zum erstenmal verwendete Technik eines „internen polarisierten Gastargets" und eines internen polarisierten Leptonen–Strahls in einem Elektronen–Speicherring ermöglichen dem HERMES-Experiment genaueste Messungen der Spinanteile der Nukleonen. Für die Impulsmessung der gestreuten Elektronen wird ein Magnetspektrometer benutzt, in dessen hinterem Teil die HERMES–Driftkammern eingebaut sind. Um die Meßergebnisse und das Verhalten des gesamten Detektors richtig interpretieren zu können, müssen seine einzelnen Bestandteile vollständig verstanden sein und innerhalb vorgegebener Rahmenbedingungen ihre Funktion erfüllen.

Um dies für die Driftkammern im hinteren Teil des Spektrometers zu gewährleisten, wurden an diesen im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit mit einem digitalen LeCroy–Speicheroszilloskop Untersuchungen durchgeführt. Zuerst wird in Kapitel 2 das HERMES–Experiment vorgestellt. In Kapitel 3 wird auf den Aufbau der Driftkammern eingegangen. In Kapitel 4 werden dann die Physikalischen Grundlagen der Driftkammern erläutert. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messungen an den Kammern dargestellt und diskutiert.

2 HERMES–Experiment

Durch hochenergetische Elektronen werden bei der tiefinelastischen Streuung an Nukleonen elektromagnetische Wechselwirkungsfeldquanten ausgetauscht. Mit einem $30\,GeV$ Elektronenstrahl können Längenausdehnungen aufgelöst werden, die wenige Bruchteile eines Femtometers betragen. Damit kann die Unterstruktur des Nukleons, bestehend aus den Valenzquarks, dem Quark–Antiquark–See und den Gluonen, untersucht werden. Mit einem polarisierten Elektronenstrahl und polarisierten Targetnukleonen können Informationen über die Spinstruktur gewonnen werden. Durch die Verwendung einer neuartigen internen Speicherzellentechnik werden kernspinpolarisierte Gasatome permanent in den Elektronenstrahl eingebracht, wodurch die Spinstrukturfunktionen der Nukleonen mit hoher Genauigkeit ermittelt werden können. Über semi–inklusive Physik wird sogar erwartet die verschiedenen Spin–Anteile zum erstenmal separat vermessen zu können, wie zum Beispiel den Beitrag der polarisierten Gluonenverteilung.

2.1 Theoretischer Hintergrund

Mit Hilfe der QED wird der differentielle Wirkungsquerschnitt der polarisierten Lepton–Nukleonstreuung über die spinabhängige Strukturfunktion ausgedrückt [Her 90], [Dür 95]. Gleichung (1) zeigt die Differenz des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts für zwei Winkel α und $\alpha + \pi$ der Targetpolarisation.

$$\begin{aligned} \frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\phi} &= \frac{e^4}{4\pi^2 Q^2}\Bigg[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right) \\ &\quad -\sin\alpha\cos\phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Bigg]. \end{aligned} \tag{1}$$

Dabei ist

E,E'	:=	Energie des einfallenden bzw. gestreuten Elektrons
ν	:=	E–E' Energieübertragung des virtuellen Photons
Q^2	:=	negatives Quadrat des Viererimpulsübertrags
M	:=	Masse des Nukleons
x	:=	$\frac{Q^2}{2M\nu}$ Bjørkensche Skalenvariable
y	:=	$\frac{\nu}{E}$ Skalenvariable
γ	:=	$\frac{\sqrt{Q^2}}{\nu}$
$g_1(x,Q^2)$	:=	spinabhängige Strukturfunktion
$g_2(x,Q^2)$	:=	spinabhängige Strukturfunktion
α	:=	Winkel zwischen Impulsvektor $\vec{k}$ des einfallenden Leptons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets (vgl. Abb. 1).

ϕ := Winkel zwischen der Streuebene und Polarisationsebene.
Die Streuebene wird vom Impulsvektor des Leptons vor und nach der Streuung $\vec{k}$ und $\vec{k'}$ aufgespannt.
Die Polarisationsebene wird von $\vec{k}$ und $\vec{p}$ aufgespannt

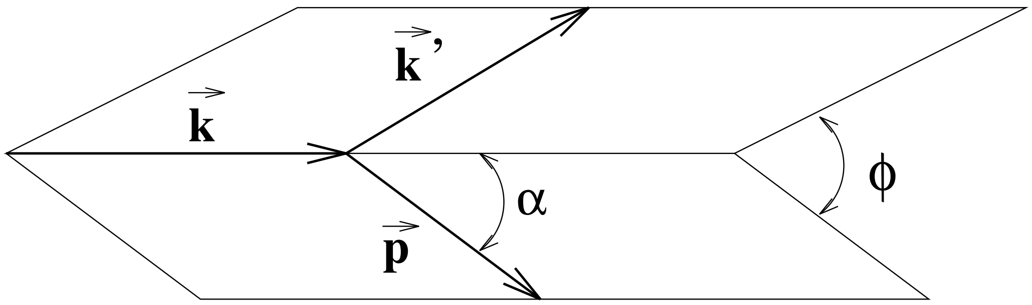

Abbildung 1: *Definition der Winkel α und ϕ.*

Im Quark–Parton–Modell wird die Strukturfunktion $g_1(x,Q^2)$ anschaulich als Differenz von q_f^+ und q_f^- angegeben.
Es gilt:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 \left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] \ . \tag{2}$$

Dabei gibt $q_f^\pm$ die Quarkzahldichte an, mit der man einen Quarktyp parallelen (+) oder antiparallelen (–) Spins zur Spinrichtung des Nukleons findet. e_f gibt die elektrische Ladung des Quarks in Einheiten der Elementarladung e wieder.
Der experimentelle Zugang zu den Spinstrukturfunktionen erfolgt in der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung über Asymmetrien für verschiedene Polarisationszustände der Targetnukleonen, welche sich aus dem spinabhängigen Teil des Wirkungsquerschnitts [Jaf 90], [Her 93] ergeben:

$$A_{||}(x,Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad \text{und} \quad A_{\perp}(x,Q^2) = \frac{\sigma_{\uparrow\rightarrow} - \sigma_{\uparrow\leftarrow}}{\sigma_{\uparrow\rightarrow} + \sigma_{\uparrow\leftarrow}} . \tag{3}$$

Unter Verwendung der kinematischen Faktoren D, d, η, ξ mit R als dem Quotient aus dem longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt,

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)}, \quad \eta = \frac{2\gamma(1-y)}{2-y}, \quad d = D\sqrt{(}\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}, \quad \xi = \eta\frac{1+\epsilon}{2\epsilon} \tag{4}$$

können aus diesen experimentellen Größen die Photon–Asymmetrien A_1 und A_2 durch die Gleichungen

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2) \quad \text{und} \quad A_{\perp} = d(A_2 - \xi A1) \tag{5}$$

bestimmt werden, welche nur noch von x und Q^2 abhängen und in direkter Beziehung zu den Wirkungsquerschnitten der Photonabsorption am Quark stehen:

$$A_1 = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{g_1 + \gamma g_2}{F_1}; \qquad A_2 = \frac{2\sigma_{TL}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1} . \tag{6}$$

Dabei bezeichnen $\sigma_{3/2}$ bzw. $\sigma_{1/2}$ die Absorptionsquerschnitte für den Fall paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung (Gesamtspinprojektion 3/2 bzw. 1/2) des Photonspins zum Nukleonspin. Die spinunabhängige Strukturfunktion $F_1(x, Q^2)$ beschreibt die Impulsverteilung der einzelnen Quarks im Nukleon, der Term σ_{TL} beschreibt die Interferenz longitudinaler und transversaler Wechselwirkungsamplituden.
Die experimentell zu bestimmenden Strukturfunktionen ermöglichen eine Überprüfung theoretisch vorhergesagter Summenregeln und damit eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellen der inneren Struktur des Nukleons.

1. Bjørken–Summenregel [Bjø 66], [Kod 79], [Kod 80], [Lar 91]

   Zu ihrer Herleitung wird nur die Isospinsymmetrie zwischen Proton und Neutron unter Verwendung der Stromalgebra benutzt.

   Sie lautet in führender Ordung QCD:

$$I_1^p - I_1^n = \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\, dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) . \tag{7}$$

   Sie gibt die Differenz der nullten Momente I_1^p und I_1^n der Strukturfunktionen des Protons $g_1^P(x)$ und des Neutrons $g_1^n(x)$ in erster QCD–Ordnung wieder. Dabei ist g_A der Koeffizient des paritätsverletzenden axialvektoriellen Teils, g_V der Koeffizient des vektoriellen Teils der semileptonischen Prozesse und α_s die Konstante der starken Wechselwirkung. Aus der Bjørken–Summenregel kann somit auch α_s bestimmt werden.

2. Ellis–Jaffe–Summenregel [Ell 74], [Jaf 90]

   Unter der Annahme, daß die s–Seequarks keine Spinanteile tragen, lautet die Ellis–Jaffe–Summenregel des Protons [Jaf 90]:

$$I_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)\, dx = 0.185 . \tag{8}$$

Wie Tabelle 1 zeigt kann die Bjørken–Summenregel als experimentell gesichert angesehen werden. Die Ellis–Jaffe–Summen–Regel konnte bisher nicht bestätigt werden. Aus den experimentellen Daten können dann die Spinanteile der Quarks

Ellis–Jaffe				
Experiment	Target	Experiment (Proton) Werte±(stat)±(syst)	Theoretische Vorhersage Ellis–Jaffe $\int_0^1 g_1^p(x)\,dx$.	$\langle Q^2 \rangle$ $[GeV]^2$
EMC	NH_3	0.126±.010±.015	0.189±.005	10
SMC	C_4H_9OH	0.136±.011±.011	0.176±.006	10
E143	NH_3	0.127±.004±.010	0.160±.006	3
		Werte (Deuterium)		
SMC	C_4D_9OD	0.023±.020±.015	0.085±.005	4.6
E143	ND_3	0.042±.003±.004	0.069±.004	3
		Werte (Neutron)		
EMC	NH_3	–0.08±.04±.04	0.002±.005	4.6
SMC	C_4D_9OD	–0.08±.04±.04	0.002±.005	4.6
E142	^3He	–0.022±.007±.009	–0.021±.018	2
E143	$ND_3\&NH_3$	–0.37±.008±.011	–0.021±.018	2
Bjørken		Werte	Bjørken $I_1^p - I_1^n$	
SMC/EMC	C_4D_9OD/NH_3	0.20±.05±.04	0.191±.002	4.6
SMC E142	$C_4D_9OH\&C_4D_9OD$ ^3He	0.163±0.17	0.185±.004	5
E142/EMC	$^3He/NH_3$	0.146±.014	0.171±.008	2
E142/E143	$^3He/NH_3$	0.149±.014	0.171±.008	3
E143/E143	ND_3/NH_3	0.163±.010±.016	0.171±.008	3

Tabelle 1: *Vergleich verschiedener experimenteller und theoretischer Werte der Bjørken und Ellis–Jaffe–Summenregel [Dür 95].*

u, d und s am Nukleonenspin berechnet werden. In [Ell 95] werden diese für $Q^2 = 10\,GeV^2$ angegeben:

$$\Delta u = 0.85 \pm .03, \quad \Delta d = -0.41 \pm .03, \quad \Delta s = -0.08 \pm .03, \quad \Delta q = 0.37 \pm .07\,, \quad (9)$$

wobei Δq der Spin–Anteil der Valenzquarks zum Nukleon ist. Diese Werte sind jedoch nicht unumstritten. In [Vos 95] werden als Werte $\Delta q \approx 0.2$ und $\Delta s \approx 0.1$ angegeben. Wie auch immer erfüllen diese Ergebnisse nicht die Erwartungen, daß der Nukleonenspin alleine von den Quarkspins getragen wird und das s–Seequark keine Spin–Anteile besitzt. Anscheinend tragen Gluonen und Bahndrehimpulse weitere Spinanteile bei. Eine exakte theoretische Beschreibung der Verhältnisse ist momentan ein Gegenstand weltweiter Forschung.

2.2 Experimenteller Aufbau

Das HERMES–Experiment wird am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg durchgeführt. In dem $6,335\,km$ umfassenden Speicherring (siehe Abb. 2) werden Elektronen bzw. Positronen auf maximal $35\,GeV$ (zur Zeit $27.5\,GeV$) und Protonen auf maximal $820\,GeV$ beschleunigt. Der Speicherring kann mit bis zu

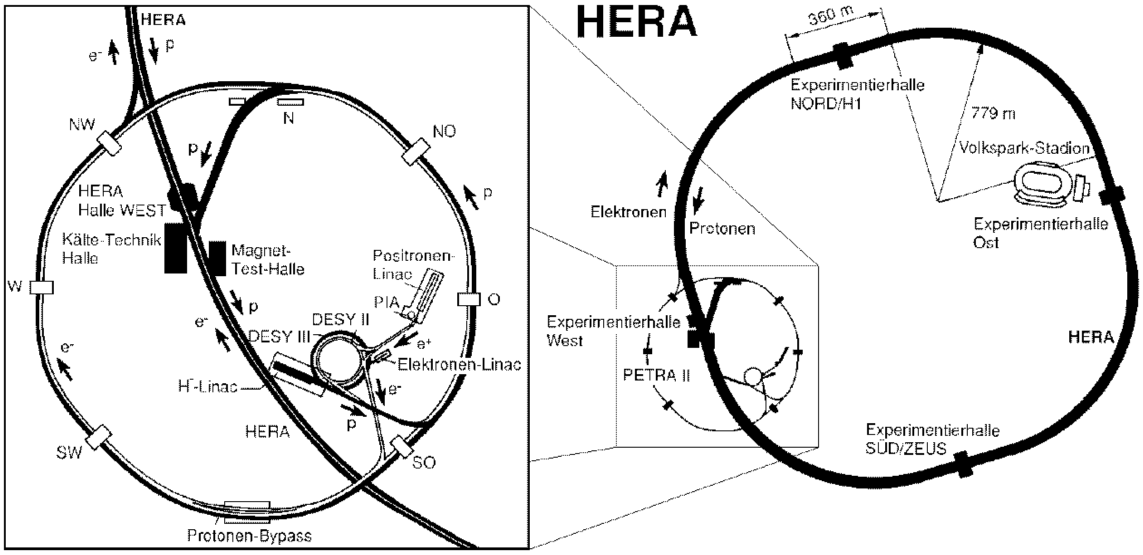

Abbildung 2: *Speicherringe am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg.*

210 Positronenpaketen à $3,8 \cdot 10^{10}$ Positronen gefüllt werden. Das entspricht einem zeitlichen Abstand von $96\,ns$ zwischen den Paketen und einem maximalen Strahlstrom von $60\,mA$. Während die beiden anderen Experimente am HERA–Ring, Zeus und H1, mit Kollisionen beschleunigter Positronen und Protonen arbeiten, werden beim HERMES–Experiment die Positronen an nahezu ruhenden Nukleonen gestreut. Der HERA–Protonenring wird für das HERMES–Experiment also nicht benutzt. Die Targetnukleonen werden im HERMES–Experiment durch ein sich permanent im Strahl befindliches polarisierbares Gastarget bereitgestellt, siehe Abbildung 3. Die kernspinpolarisierten Targetatome werden in ein elliptisches

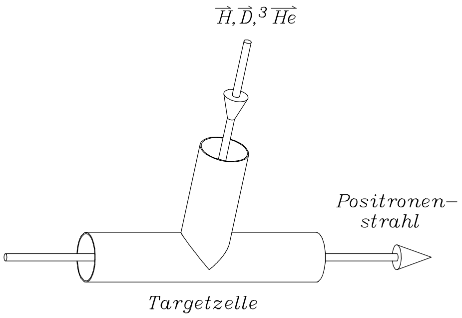

Abbildung 3: *Schematische Darstellung der Speicherzelle des internen Gastargets, die eine Querschnittsfläche von* $29.0 \times 9.8\,mm^2$ *und eine Länge von* $400\,mm$ *besitzt.*

an den Enden offenes Rohr von ca. $40\,cm$ Länge eingebracht, wo sie relativ lange verweilen können. Diese zum ersten Mal in einem Hochenergiebeschleuniger verwendete Technik bietet mehrere Vorteile. Alle Gastargets besitzen gegenüber dem Festkörpertarget den Vorteil, daß anteilig mehr Nukleonen polarisiert werden können. Beim internen Gastarget wird im Vergleich zum Strahlgastarget zusätzlich eine höhere Ereignisrate durch die vergrößerte Dichte der Atome im möglichen Vertex erzwungen. Weiter kann die Polarisation der Targetatome in Sekundenbruchteilen umgeschaltet werden. Eventuelle zeitliche Veränderungen der Apparatur mitteln sich dadurch heraus, was kleinere systematische Fehler zur Folge hat. Abbildung 4 zeigt den HERMES–Detektor.

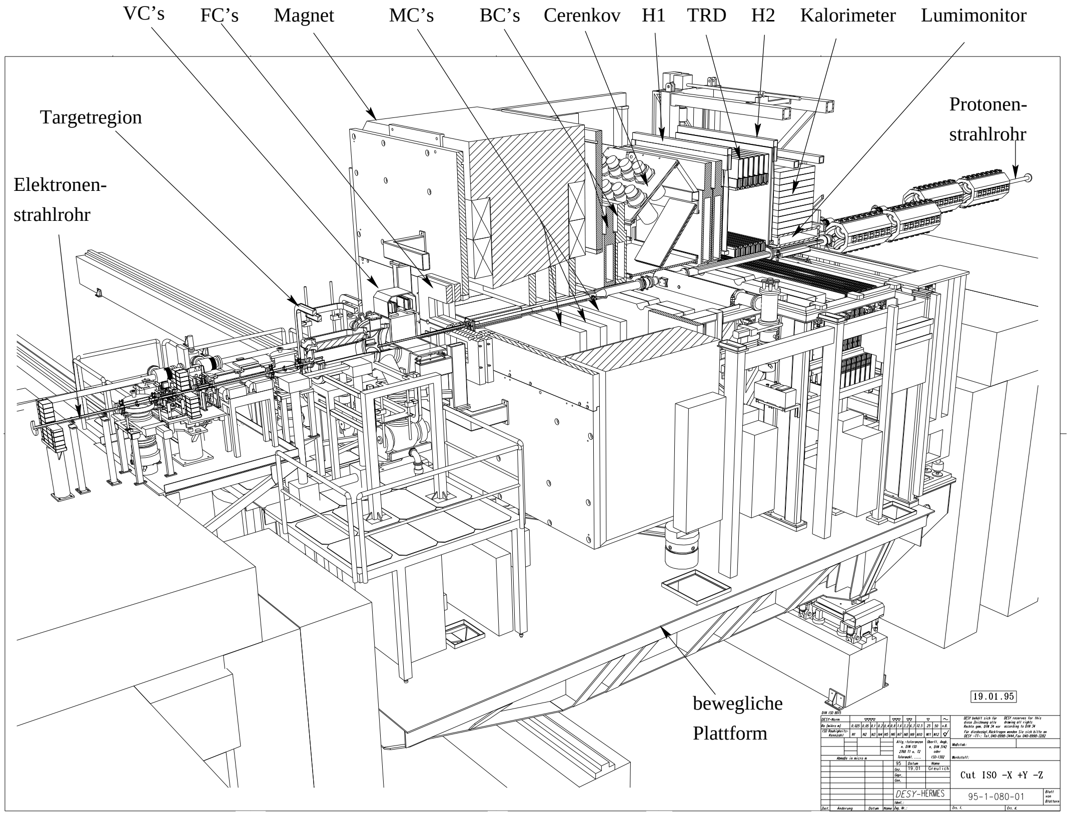

Abbildung 4: *Der HERMES–Detektor*

In Strahlrichtung von links nach rechts sind folgende Komponenten zu sehen:
Das interne Gastarget (Vertex–Bereich); die VC's (Vertex–Chambers); die FC's (Front–Chambers); der Magnet mit den innenliegenden MC's (Magnet Chambers); die BC 1/2 (in Erlangen hergestellte Driftkammern); der Cherenkov–Zähler; die BC 3/4 (in Zeuthen hergestellte Driftkammern); das erste Hodoskop H1; der Übergangsstrahlungsdetektor TRD; das zweite Hodoskop H2 und das Kalorimeter, welches ab $4.5\,GeV$ einen Triggerimpuls auslöst. Zwischen oberem und unterem Kalorimeterblock, sehr nahe am Strahlrohr, ist rechts und links der Luminositätsmonitor angeordnet, welcher zur Messung des Produkts von Strahlstrom und Targetdichte benutzt wird. Die Hodoskope, das Kalorimeter, der Cherenkov–Zähler

und der TRD dienen zur Teilchenindentifikation. Aus den Spurdaten der VC's und der FC's folgt der Streuwinkel eines Ereignisses. Die vom Magneten verursachte Winkeländerung ist zu dem Impuls eines geladenen Teilchens proportional, weshalb der Detektor auch „Magnetspektrometer“ genannt wird. Die Abänderung der Flugbahn wird von den MC's und den BC's detektiert. Aus Streuwinkel und Impuls wird der Wirkungsquerschnitt bestimmt.
Im Winter 94/95 wurde der Detektor in der Osthalle des HERA–Speicherrings installiert. Abbildung 5 zeigt vollständige Spurrekonstruktionen vom Vertex bis zum Kalorimeter für vier in einem Streuereignis erzeugte Teilchen. Eine ausführliche Beschreibung des HERMES–Detektors wird in [Her 93] gegeben.

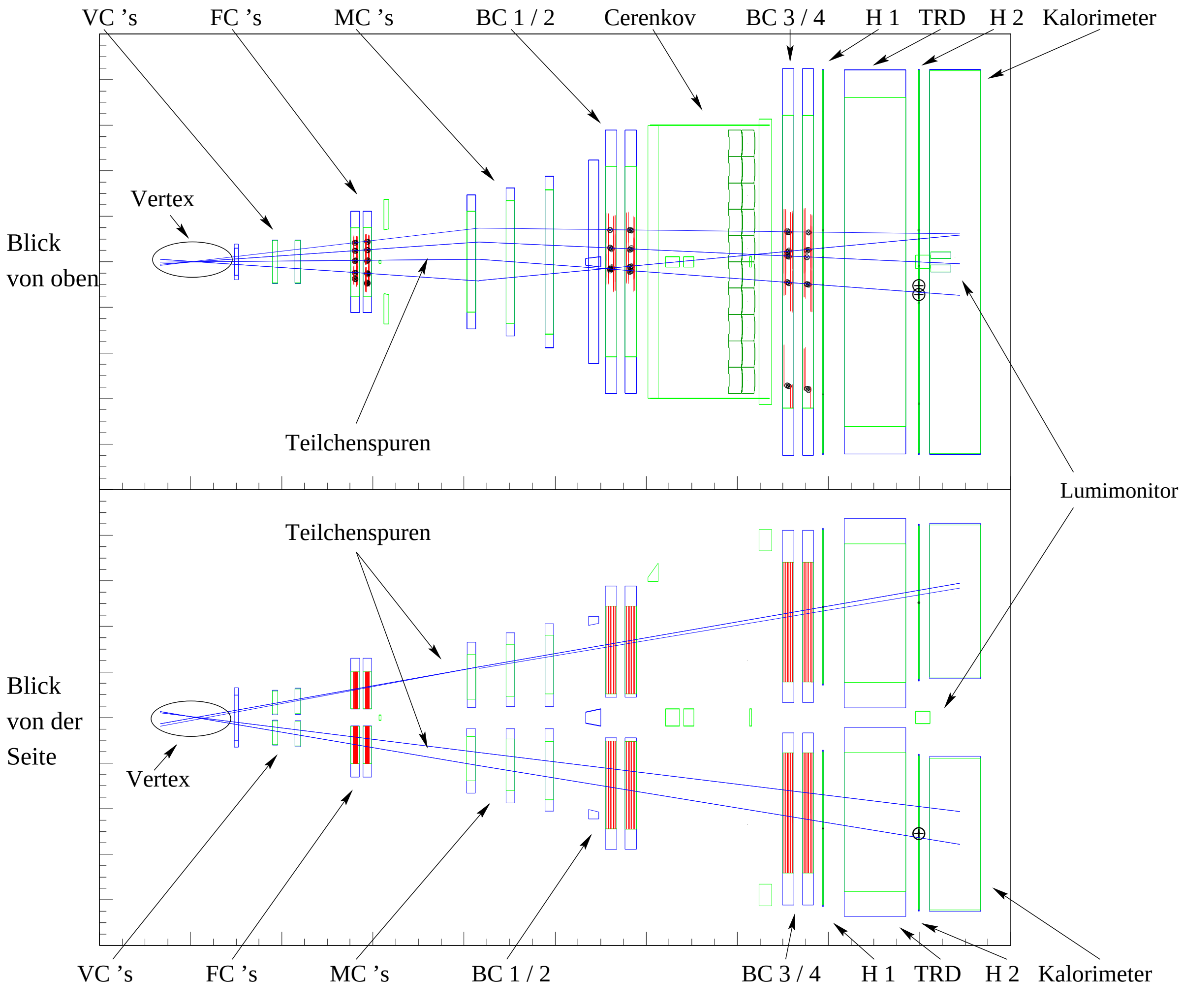

Abbildung 5: *Spurrekonstruktion im HERMES–Detektor*

3 HERMES Driftkammern

3.1 Aufbau der Driftkammern

Die Geometrie der aktiven Flächen der Driftkammern und somit ihre gesamten Abmessungen werden vom horizontalen und vertikalen Akzeptanzwinkel des HERMES–Spektrometers und der Position im Detektor bestimmt. Das Positronen– und Protonenstrahlrohr teilen den Detektor in zwei symmetrische obere und untere Hälften. Die vertikale Akzeptanz liegt in jeder Hälfte zwischen $40\,mrad$ und $140\,mrad$. In der Horizontalen liegt sie zwischen $-170\,mrad$ und $+170\,mrad$. Mit der Position der vorderen Kammer in $4052\,mm$ Entfernung vom Targetmittelpunkt ergeben sich notwendige aktive Flächen von $(1860 \times 520)\,mm^2$ (vgl. Abbildung 6). Die hinteren Kammern BC 3/4 haben eine aktive Fläche von $(2880 \times 710)\,mm^2$. Jede Kammer kann wegen ihres symmetrischen Aufbaus sowohl unterhalb als auch oberhalb der Strahlrohre eingebaut werden.

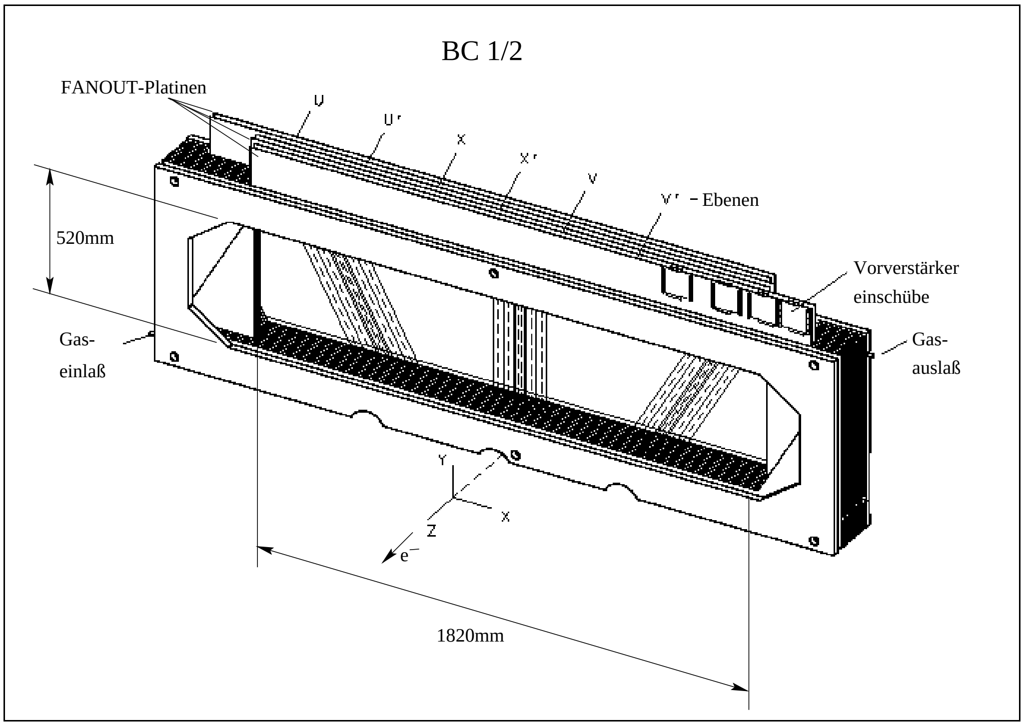

Abbildung 6: *Darstellung einer Driftkammer des Typs BC1/2 oberhalb der Strahlrohre. Die Drahtorientierungen sind schematisch angedeutet.*

Eine Kammer besteht aus zwei Stahlrahmen und sechs Ebenen, welche man in Richtung des Elektronenstrahls mit U0–, U1–, X0–, X1–, V0– und V1–Ebene bezeichnet. Eine Ebene wird von zwei Potentialfolien und einer Drahtebene gebildet. Dabei wird die Drahtebene von zwei graphitierten Oberflächen der Potentialfolien eingeschlossen. Folien wie Drähte sind auf Rahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) gespannt, die zwischen den Stahlrahmen montiert sind. Die Außenseite der ersten und letzten Folie wird von einer Mylarfolie verstärkt. Die Drähte der U– und V–Ebenen sind zu den Drähte der X–Ebenen über Kreuz um 30 Grad geneigt. Die U– und V–Ebenen bestehen jeweils aus 118 Driftzellen, die X–Ebene aus 120. Abbildung 7 zeigt den schematischen Aufbau einer Driftzelle.

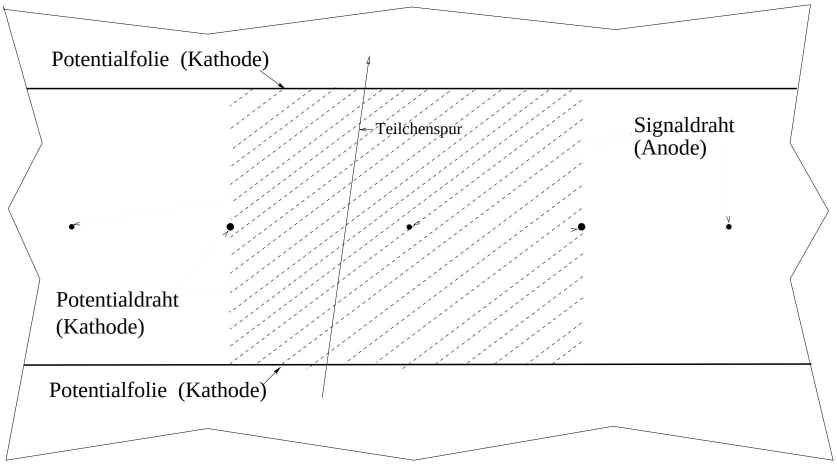

Abbildung 7: *Schematisches Bild einer Driftzelle. Das Volumen, das von den Potentialdrähten und den Potentialfolien eingefaßt ist, wird als Driftzelle bezeichnet.*

Die Drähte sind mit Lötfahnen auf gedruckten Schaltungen, welche in den Drahtrahmen eingelassen sind, verlötet. Positionsstifte sorgen für ihre korrekte Lage. In [Gut 94] wird gezeigt, daß alle Drähte bis auf 20μ genau positioniert sind. Die Lötfahnen sind mit mit einer Leiterplatine (FANOUT–Platine) verbunden, über die jeweils sechzehn Drähte an eine Verbindungsbuchse angeschlossen werden. In die Verbindungsbuchse wird der Verbindungsstecker der Vorverstärkerkarte eingeschoben. Tabelle 2 listet die verschiedenen Drahtlängen der Ebenen und Driftkammern auf:

	Drahtlänge BC 1/2	Drahtlänge BC 3/4
X0 Ebene:	$530\,mm$	$720\,mm$
V0 Ebene:	$612\,mm$	$831\,mm$

Tabelle 2: *Drahtlängen der verschiedenen Ebenen*

Die Signaldrähte haben einen Durchmesser von $24.7\,\mu m$, die Potentialdrähte von $127\,\mu m$. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Montage findet man in [Ber 95].

3.1.1 Hochfrequenzabschirmung und Massezuführung

Die vielen Drähte der Driftkammer wirken wie Antennen für störende Hochfrequenzen. Deshalb ist eine sehr gute Abschirmung gegen hochfrequente Störsignale notwendig. Die Front– und Rückflächen der Kammern werden durch die Stahlrahmen und die darauf aufgeklebten beidseitig aluminisierten, $50\,\mu m$ starken Mylarfolien abgeschirmt. Bei der BC 1/2 sind die seitlichen Teile der Kunststoffrahmen durch Messingbleche abgeschirmt, welche die Stahlrahmen miteinander verbinden. Die Elektronikhalterung, in der die Verstärkerkarten liegen, ist mit einem Messingkasten ummantelt, siehe Abbildung 8. Die Driftkammern BC 3/4 werden durch Kupferklebefolie abgeschirmt.

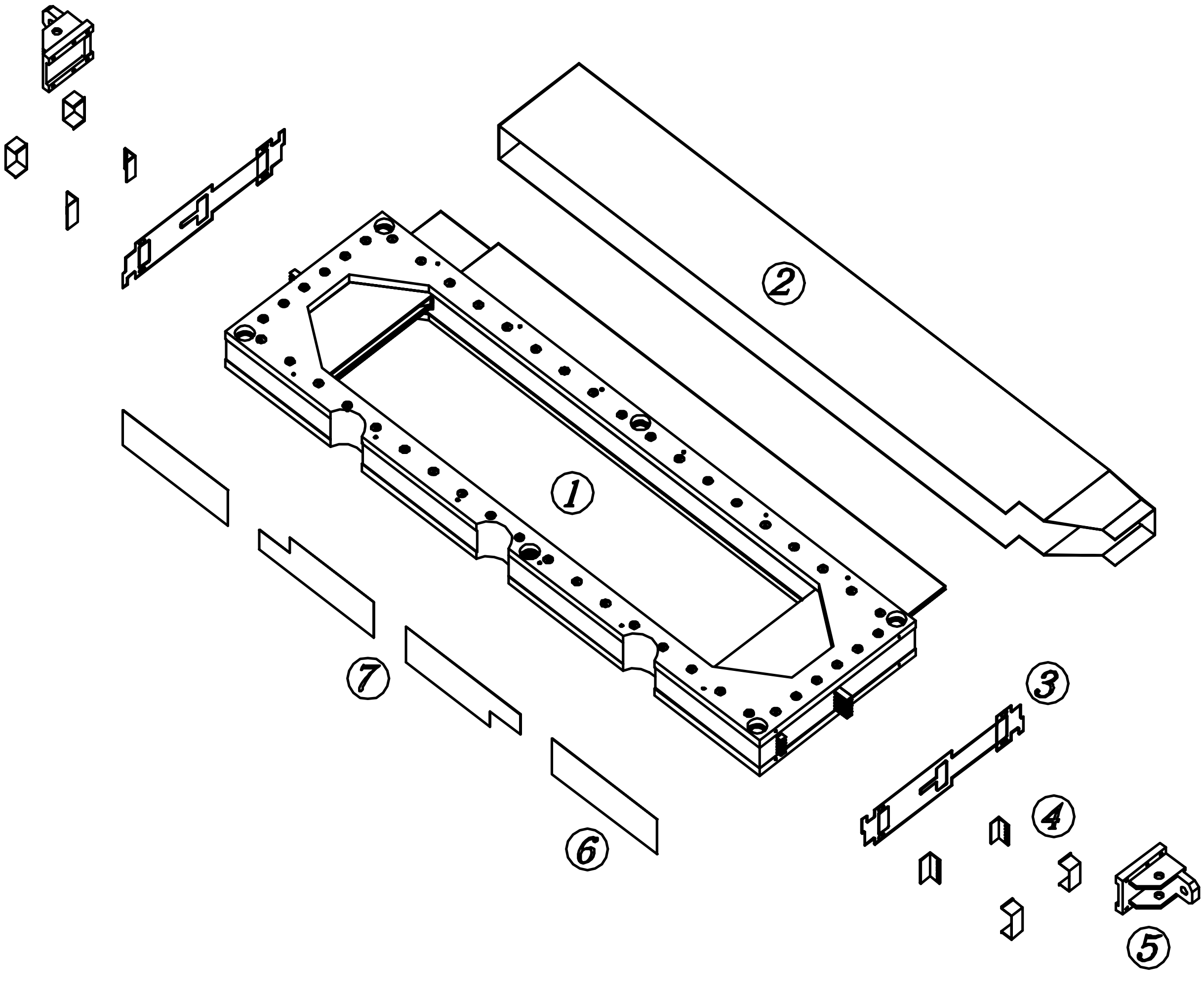

Abbildung 8: *Übersicht der Anbauteile der Driftkammer (1):*
(2) Kabelbleche und Elektronikabschirmung, (3) Seitenblech, (4) Winkel und Abdeckung der Hochspannungszuführung, (5) Kammeraufhängung, (6) Bodenblech, (7) Bodenblech mit Aussparung für die Vermessungsmarken [Ber 95].

Die Hochfrequenzabschirmung dient gleichzeitig auch als Massezuführung der Folien, Potentialdrähte und Verstärkerkarten. Die Folien sind mit einem $2.2\,nF$ Kondensator und die Potentialdrähte mit einem 3.3 nF Kondensator gegen Hochfrequenzeinflüsse über die Zuleitung abgeschirmt. Die Signaldrähte werden durch die Verstärkerkarten über einen $100\,k\Omega$ Widerstand auf Massepotential gelegt. Das HV–Netzgerät (CAEN) und die Niederspannungsnetzgeräte liegen auf dem gleichen Massenpotential. Um Potentialschwankungen der Kathoden zu vermeiden, wird das Massenpotential von den Niederspannungsnetzgeräten über Massekabel mit einem großen Querschnitt stabil gehalten. Die Kammern sind gegen die Detektormasse isoliert angebracht, um niederfrequente Störeinflüsse zu vermeiden.

3.1.2 Kapazität der Kammerdrähte

Die Kapazität eines Drahtes innerhalb einer Driftzellengeometrie, wie die der HERMES–Driftkammern, wird gegeben durch [Cha 70]:

$$C = \frac{4\pi\varepsilon}{ln\, sinh(\frac{\pi L}{s}) - ln\, sinh(\frac{\pi d}{2s})} \quad . \tag{10}$$

Dabei ist $L = 8\,mm$ der Abstand der Drähte zu den Potentialfolien und $s = 7.5\,mm$ der Abstand der Drähte zueinander. d ist der Durchmesser aller Drähte. Die Drähte der HERMES–Driftkammern besitzen verschiedene Durchmesser. Die Kapazität eines bestimmten Drahts ist jedoch hauptsächlich von seinem eigenen Durchmesser und der Zellgeometrie abhängig. Der Einfluß der Durchmesser der Nachbardrähte ist vernachlässigbar, da dieser am Feldlinienverlauf für den bestimmten Draht nichts ändert.
Die Kapazität eines Signaldrahts ist dann $7.03\,pF$, die eines Potentialdrahts $8.85\,pF$.

3.2 Spurrekonstruktion innerhalb der Driftkammer

Ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt in den Driftkammern eine Ionisationsspur. Die Aufgabe einer HERMES–Driftkammer ist es, den Abstand dieser Teilchenspur zu den Signaldrähten auf $200\,\mu m$ genau anzugeben. In Abbildung 9 bezeichnet P_{min} den Punkt, der den kürzesten Abstand zum Draht besitzt. Aus den Gleichungen (25) und (27) erhält man die Abschätzung, daß mit mehr als 99%iger Wahrscheinlichkeit nach einer zurückgelegten Strecke von $1.64\,mm$ mindestens ein Elektronencluster erzeugt wird. Da die Elektronen aus dem Ionisationsereignis, die den geringsten Abstand zum Draht besitzen, den Draht am schnellsten erreichen, folgt, daß der erste Cluster mit 99%iger Wahrscheinlichkeit aus dem Bereich der Ionisationsspur um den Punkt $P_{min} \pm 0.82\,mm$ stammt. Aufgrund der zu einem Ort korrelierenden Driftzeit kann daraus R_{min} berechnet werden. Die

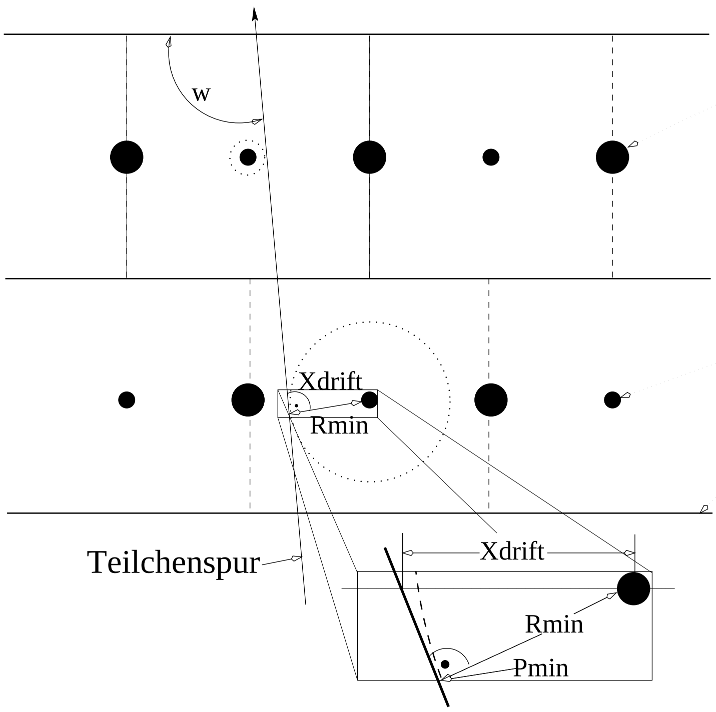

Abbildung 9: *Um die halbe Driftzelle versetztes Ebenen–Paar X0–X1,U0–U1 oder V0–V1 in Drahtrichtung betrachtet.*

statistische Abweichung der Ionisationsorte von P_{min} ist ein die Auflösung begrenzender Faktor (Kapitel 4.2.2). Die Orts–Driftzeitbeziehung (SDTR) einer gesamten Zelle ist elementarer Bestandteil der Spurrekonstruktion. Sie wurde an einem Elektronenteststrahl am DESY (vgl. Kapitel 5.1.2) mit Hilfe von Mikrostreifendetektoren vermessen [Has 95]. Bei bekannter Orts–Driftzeitbeziehung folgt aus der Driftzeitmessung eines Drahtes der X–Ebene die x–Koordinate x_{drift}. Die absolute Drahtposition in der X–Ebene plus x_{drift} ergeben dann die absolute x–Koordinate. Die y–Koordinate wird mit Hilfe der um $\pm 30°$ geneigten Drähte gefunden. Aus der gesamten Information werden dann die x– und y–Koordinaten im HERMES–Koordinatensystem errechnet.

3.3 Die Vorverstärkerelektronik

Die 716 Signaldrähte der Driftkammern BC 1/2 werden von 48 Vorverstärkerkarten ausgelesen. Es werden immer 16 Drähte über die FANOUT–Platine zu einer 16–poligen Verbinderbuchse geführt. Dort wird das Signal an den Verbindungsstecker weitergegeben, welcher in die Verstärkerplatine integriert ist, siehe Abbildung 12 am Ende des Kapitels. In Abbildung 10 wird eine Übersicht der vier Hauptstufen der Verstärkerkarte gegeben. Sie besteht aus insgesamt 16

Verstärkerkanälen. Jeweils vier der Kanäle werden in einem Verstärkerbaustein (Fujitsu) zusammengefaßt, der die Signale analog verstärkt und an vier getrennte Transistoren übergibt. Jeweils zwei dieser Transistoren speisen einen Diskriminatorbaustein, der Signale, die größer als eine bestimmte Schwelle (V_TH) sind, in ein digitalisiertes Rechtecksignal umwandelt. Der ECL–Treiberbaustein erzeugt dann zu diesem Signal noch ein komplementäres Rechtecksignal (ECL–Signal). Dies dient dem anschließenden fehlerfreien Transfer des Signals über ein $30\,m$ langes Twisted–Pair–Kabel zu der Ausleseelektronik. Am Ende des Kapitels wird in Abbildung 11 ein detaillierter Schaltplan eines Kanals der Verstärkerkarten gezeigt.

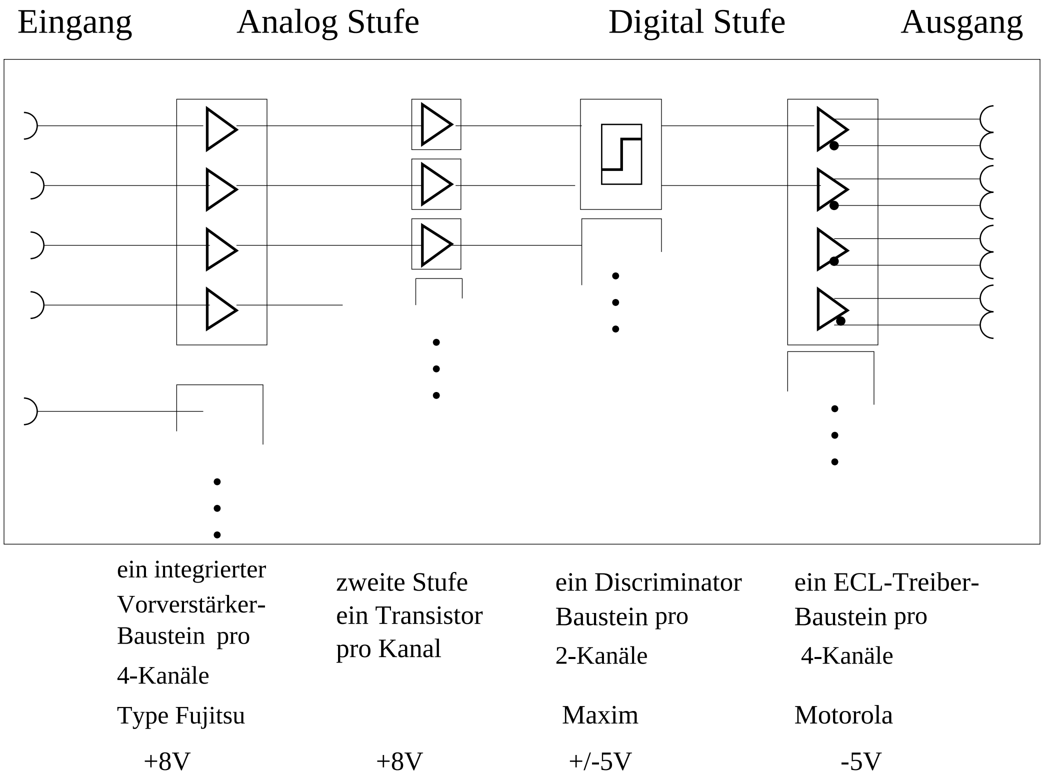

Abbildung 10: *Skizze der Verstärkerkarte*

Eine Verstärkerkarte hat eine mittlere Leistung von $(7.60 \pm 0.44)\,W$. Tabelle 3 zeigt den gemittelten, anteiligen Verbrauch der drei Versorgungsspannungen. Hochgerechnet verbraucht die Driftkammer BC 1/2 insgesamt $(365 \pm 21)\,W$. Da die Verstärkerkarten auf engstem Raum untergebracht und von einem Messingkasten eingeschlossen sind, muß die Wärmeenergie der Karten mittels einer ventilatorbetriebenen Luftkühlung abgeführt werden. Um bei eventuellen Problemen den Einfluß der Vibrationen, die von den Ventilatoren ausgehen, systematisch erfassen zu können, befindet sich am Elektronikgehäuse ein Mikrophon, welches die Vibrationen in elektrische Pulse umsetzt. Die Pulse werden durch einen Miniverstärker analog verstärkt und nach außen übertragen.

Spannung in Volt	Stomverbrauch in Ampere	Leistung in Watt
$+5.2 \pm 0.1$	0.29 ± 0.01	1.51 ± 0.05
$+8,0 \pm 0.1$	0.17 ± 0.01	1.36 ± 0.04
-5.2 ± 0.1	0.91 ± 0.02	4.73 ± 0.17
Gesamt	1.37 ± 0.02	7.60 ± 0.44

Tabelle 3: *Stromverbrauch der drei verschiedenen Versorgungsspannungen über zehn Verstärkerkarten gemittelt.*

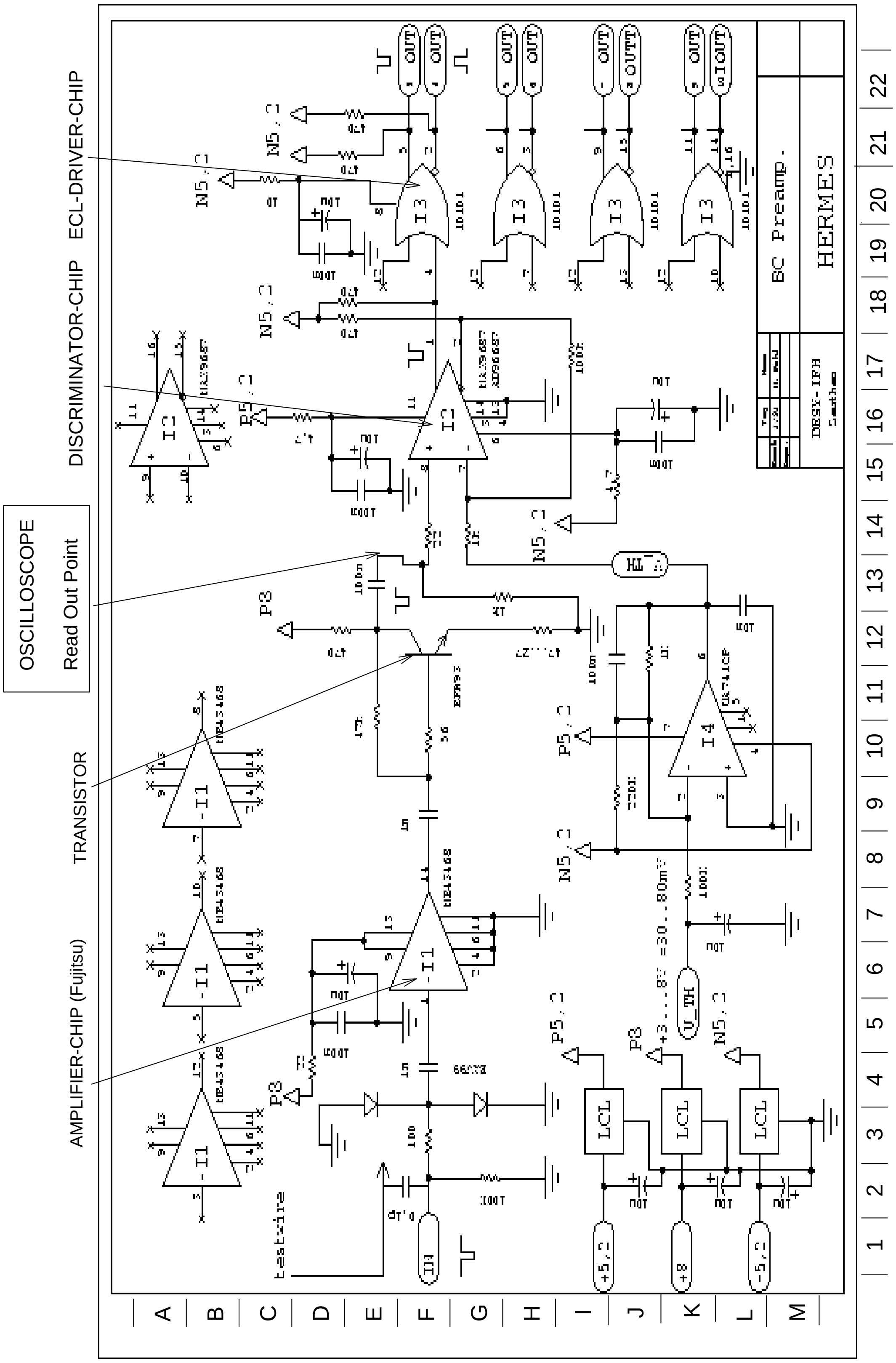

Abbildung 11: *Schaltplan eines Kanals der Verstärkerkarte. Alle Messungen wurden mit 4V oder 5V an (U_TH) bei (K:5) durchgeführt.Dies entspricht einer Schwelle von 40 bis 50 mV am Diskriminator, siehe (V_TH) bei (J,K:13,14). Die Schwelle unterdrückt die Eigenschwingung der Verstärkerkarte, gute Hochfrequenzabschirmung vorausgesetzt. Masseplatinen, um die Verstärkerkarte installiert, gewährleisteten diese.*

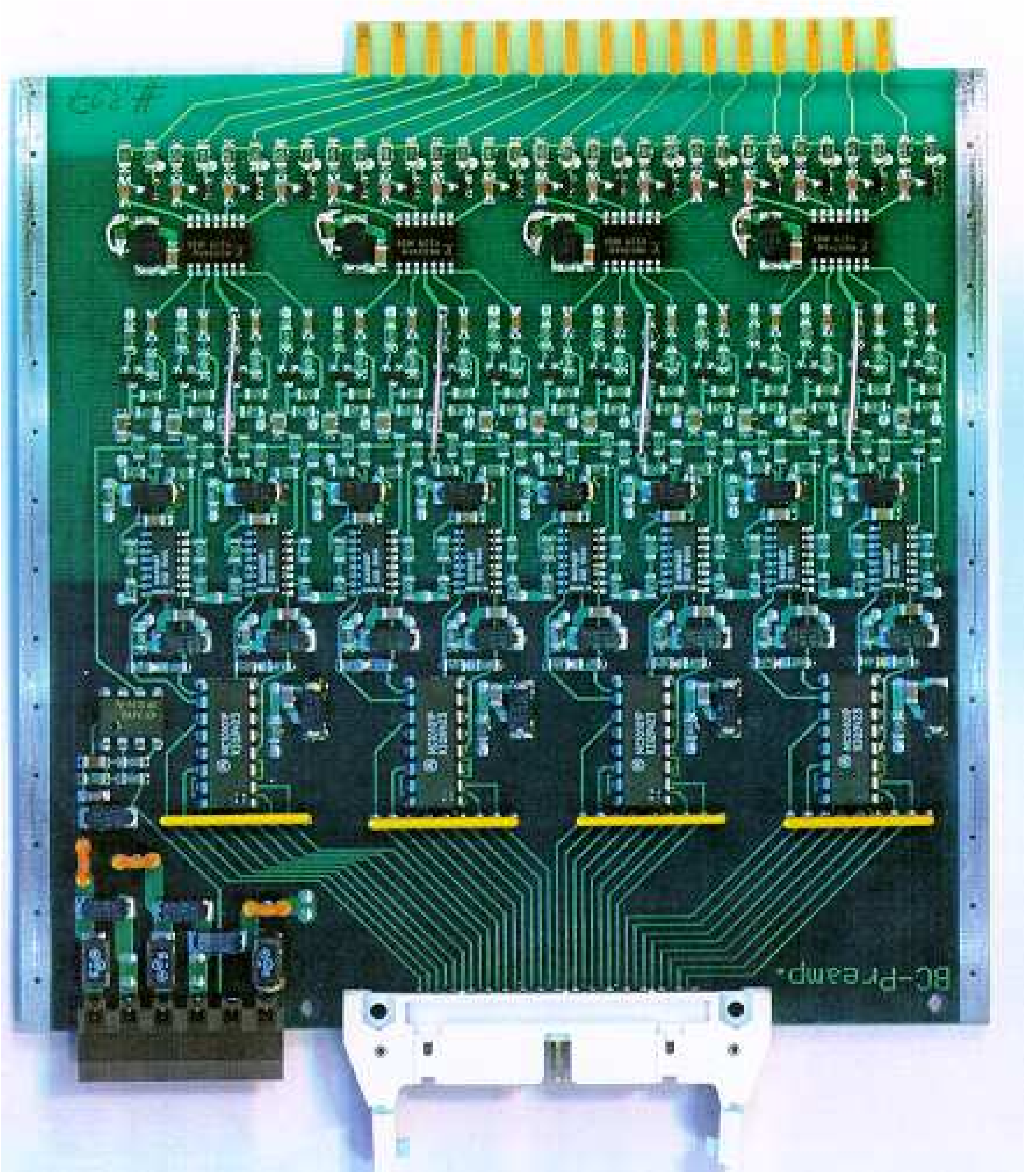

Abbildung 12: *Photo einer Verstärkerkarte. Oben sind die signaltransportierenden Leiterbahnen des Verbindungssteckers erkennbar. Die Massezuleitung erfolgt über umseitige nicht erkennbare Leiterbahnen des Verbindungssteckers, über die verzinnten Seitenführungen der Karte sowie über die Stromversorgungbuchse links unten. Die Karte wird mit den Spannungen* $+8V$, $+5.2V$ *und* $-5.2V$ *versorgt. Ein Stift der Buchse führt die Schwellenspannung des Dikriminatorbausteins. Die Karte ist ca. 14.2cm breit, 17cm lang und einschließlich der höchsten Bauteile und Lötstifte ca 1.3cm hoch. Auf die einzelnen Bauteile wird im Text eingegangen.*

4 Physikalische Grundlagen von Driftkammern

Durchdringt ein schnelles, geladenes Partikel ein Medium, so kann es auf vielfache Art und Weise mit diesem in Wechselwirkung treten. Um die physikalischen Vorgänge in gasgefüllten Driftkammern zu beschreiben, genügt es, die elektromagnetische Wechselwirkung heranzuziehen. Durch das elektrische Feld des Partikels wird Energie auf die Gasmoleküle übertragen. Dies führt zu Anregungszuständen bzw. zur Ionisation der Gasmoleküle. Die Driftkammern sind so konstruiert, daß bei einem Teilchendurchgang mit einer statistischen Wahrscheinlichkeit von 1 mehrere Gasmoleküle ionisiert werden. Die dabei freigesetzten Elektronen werden durch elektrische Felder beschleunigt und driften mit nahezu konstanter Geschwindigkeit zu einem Signaldraht hin. In unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes setzt der Gasverstärkungsprozeß ein, wodurch ein meßbares Signal erzeugt wird. Mittels einer hochsensiblen Verstärkerelektronik werden diese Signale nachgewiesen. Aus der Zeit, welche die Elektronen vom Ionisationsort bis zum Signaldraht benötigen (Driftzeit) kann der Abstand, in dem ein Partikel den Signaldraht passiert, auf $\pm 200\,\mu m$ genau berechnet werden. Aus der geometrischen Anordnung mehrerer, versetzter, hintereinander angeordneter Drahtlagen kann der Ortsdurchgang im Raumkoordinatensystem bestimmt werden. Die großen Driftkammern des HERMES–Spektrometers sind für die Bestimmung der Flugbahn eines Partikels im hinteren Teil des Detektors entworfen. Die physikalischen Abläufe, die sich auf die Berechnung des Abstandes auswirken, lassen sich in drei Abschnitte unterteilen:

1.	Ladungsentstehung	(Ionisation)
2.	Ladungstransport	(Drift)
3.	Ladungsnachweis:	Gasverstärkung - Signalentstehung
		$\Rightarrow$ elektronische Verstärkung.

4.1 Ladungsentstehung

4.1.1 Bethe–Bloch–Gleichung

Bethe [Beth 30] berechnete 1930 mit der von Born aufgestellten, nicht relativistischen quantenmechanischen Stoßtheorie den Energieverlust für schnelle Teilchen durch Wasserstoff. Für Medien mit höheren Ordnungszahlen benutzte Bloch [Blo 32] die Näherung der Thomas–Fermi–Kugel für das Atom, um die Formel zu modifizieren. Kleinere Korrekturen der Energieverlustformel sind der Dichteeffekt (δ) und die Hüllenkorrekturen (C). Weitere Abweichungen (um 1%) werden in [All 80/82] angegeben. Für Partikel, die schwerer als Elektronen sind, ergibt sich nach [Leo 94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a mc^2 r_e^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2mv^2\gamma^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]. \qquad (11)$$

Dabei ist:

r_e	:=	klassischer Elektronenradius $= 2.817 \times 10^{-13}\,cm$
m	:=	Elektronenmasse
N_a	:=	Avogadro–Konstante $= 6.022 \times 10^{23}\,mol^{-1}$
I	:=	mittlere Anregungsenergie
Z	:=	Atomladungszahl des Absorbermaterials
A	:=	Atommassenzahl des Absorbermaterials
ρ	:=	Dichte des Absorbermaterials
z	:=	Ladung des stoßenden Partikels in Einheiten der Elementarladung
β	:=	Geschwindigkeit des stoßenden Partikels in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
γ	:=	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ relativistischer Faktor
δ	:=	Dichtekorrektur
C	:=	Hüllenkorrektur
W_{max}	:=	maximal möglicher Energieübertrag $\simeq m_e e^2\beta^2\gamma^2$.

In Gleichung (11) hängt der Energieverlust nicht von der Masse der Partikel, sondern allein von deren Geschwindigkeit ab. Für Elektronen oder Positronen als stoßende Partikel muß insbesondere die Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner und die veränderte Kinematik berücksichtigt werden. Nach [Leo 94] gilt für Positronen:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 mc^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{E_k^2(E_k + 2mc^2)}{2I^2mc^2}\right)2ln2 - \frac{\beta^2}{12}\left(23 + \frac{14}{E_k + 2} + \frac{10}{(E_k+2)^2} + \frac{4}{(E_k+2)^3} - \delta - 2\frac{C}{Z}\right)\right]. \qquad (12)$$

Hierbei ist E_k die kinetische Energie. Bei kleinen Energien ist der Energieverlust proportional zu $1/\beta^2$ und erreicht bei $1.5\,MeV$ ein relatives Minimum bei $3100\,eV/cm$ (vgl. Abb. 13). Mit zunehmender Geschwindigkeit steigt der Energieverlust wieder leicht an und geht für sehr hohe Energie in ein relativistisches Plateau über.

4.1.2 Bremsstrahlung

Das Partikel erfährt aufgrund der Coulombfelder der Elektronen der Hülle und des Atomkerns eine Beschleunigung, wodurch es zur Aussendung von Photonen kommt, welche die Gasmoleküle ionisieren können. Der Energieverlust durch

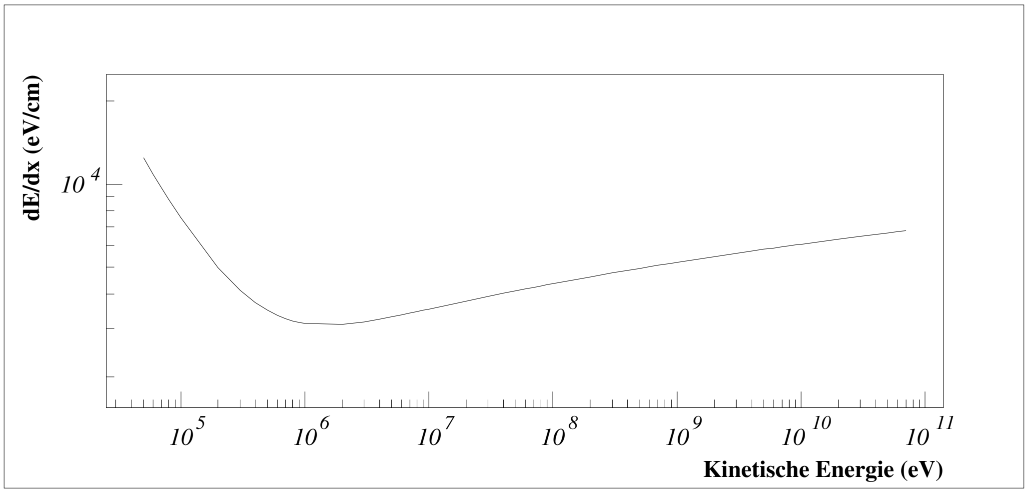

Abbildung 13: *Mittlerer Energieverlust von Positronen in Argon als Funktion der kinetischen Energie ohne Hüllen- und Dichtekorrekturen.*

Bremsstrahlung im Kernfeld ist proportional zu Z^2 und bei Berücksichtigung der Elektronenhülle proportional zu $(Z^2 + Z)$. Bei der kritischen Energie sind Bremsstrahlungsverluste und Energieverluste, die durch Ionisation und Anregung verursacht werden, gleich groß. Der Bremsstrahlungsverlust steigt jedoch linear mit der kinetischen Energie weiter an. Für Elektronen mit $3\,GeV$ kinetischer Energie sind die Bremsstrahlungsverluste ca. dreimal größer als bei Ionisations– und Anregungsverlusten. Für die Erzeugung von Ionenpaaren fallen diese Verluste kaum ins Gewicht. Der geringe Wirkungsquerschnitt für die Generation von Bremsstrahlungsphotonen erklärt, daß nur wenige Photonen pro Zentimeter Wegstrecke emittiert werden. Das heißt, daß die gesamte Energie in Photonen höherer Energie emitiert wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese durch einen Photo–, Compton– oder Paarbildungseffekt ein freies Elektron erzeugen, ist vom Absorptionskoeffizienten μ abhängig. Die Intensitätsabnahme $d\dot{N}$ ist gegeben durch:

$$d\dot{N} = -\mu \dot{N}\, dx\ . \tag{13}$$

Für Luft bei Normaldruck ist μ im Energiebereich von $0.01\,MeV$ bis $100\,MeV$ kleiner als $0.021\,m^{-1}$ [Grup 93][1]. Das bedeutet, daß ein einzelnes Photon im Mittel erst nach $47\,m$ ein Elektron freisetzt. Bremsstrahlungsverluste spielen demnach beim Teilchennachweis in Driftkammern eine untergeordnete Rolle. Wird dennoch einmal in einer Driftzelle ein zusätzliches Elektron durch Bremsstrahlungsphotonen freigesetzt, können natürlich mehr Elektronen entstehen als allein durch Anregungs– und Ionisationsprozesse im Gas, da ein zweites minimal ionisierendes Teilchen in Strahlrichtung erzeugt werden kann, vgl. Abbildung 14 und deren

[1] Dies wurde aus Abbildung 1.14 b) abgeleitet.

Erklärung.

4.1.3 Energiefluktuationen

Der mittlere Energieverlust eines durch ein dünnes Driftkammervolumen der Länge L gehenden Strahls wird in guter Näherung mit Hilfe der Bethe–Bloch–Formel angegeben. Die Energiemenge Δ, welche bei einem realen Teilchendurchgang im Volumen deponiert wird, weicht jedoch von der mittleren deponierten Energie $\overline{\Delta}$ ab. Die Anzahl aller Ionenpaare n_t steht in direktem Zusammenhang zur im Volumen deponierten Energie:

$$n_t = \frac{\Delta}{W_{eff}} . \tag{14}$$

Dabei ist W_{eff} die mittlere notwendige Energie, die zur Ionisation eines Ionenpaares führt. Sie beträgt für minimal ionisierende Elektronen in Argon $26.3\,eV$ [Blu 93]. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen bestimmt die zeitliche Entwicklung und die Größe des Signals. Die Messung dieser Parameter korreliert also mit der Verteilung des Energieverlustes. Die Verteilung kann theoretisch in guter Näherung für die folgenden drei Bedingungen berechnet werden:

1. Der mittlere Energieverlust $\overline{\Delta}$ innerhalb einer Strecke L ist klein gegen den maximal möglichen Energieübertrag W_{max} .

$$\frac{\overline{\Delta}}{W_{max}} \longrightarrow 0 \qquad \text{mit} \qquad \overline{\Delta} = \int_0^L (-\tfrac{dE}{dx})\,dx . \tag{15}$$

2. Die Wechselwirkungsenergie zwischen Partikel und Hüllenelektronen ist so groß, daß das Hüllenelektron näherungsweise als frei angesehen werden kann.

3. Der Geschwindigkeitsverlust des Partikels ist vernachlässigbar klein.

Es gilt dann für die Landauverteilung $f(\Delta)$ [Lan 44]:

$$f(\Delta) = \frac{1}{\pi\overline{\Delta}} \int_0^\infty e^{-u\,lnu - u\lambda(\Delta)} sin\pi u\,du . \tag{16}$$

Dabei ist:

$$\lambda(\Delta) = \frac{1}{\overline{\Delta}}[\Delta - \overline{\Delta}(ln\overline{\Delta} - ln(\tfrac{(1-\beta^2)I^2}{2mc^2\beta^2}) + \beta^2 + 1 - K)]$$

$$\text{mit } K = 0.577 \ldots \,(Euler'sche\ Konstante) .$$

Abbildung 14 zeigt den prinzipiellen Verlauf einer Landauverteilung. Charakteristisch für die Landauverteilung ist die relativ große Abweichung des wahrscheinlichsten Wertes vom mittleren Energieverlust. Die Energiewerte, die größer als W_{max} sind, stammen von den Bremsstrahlungsphotonen.

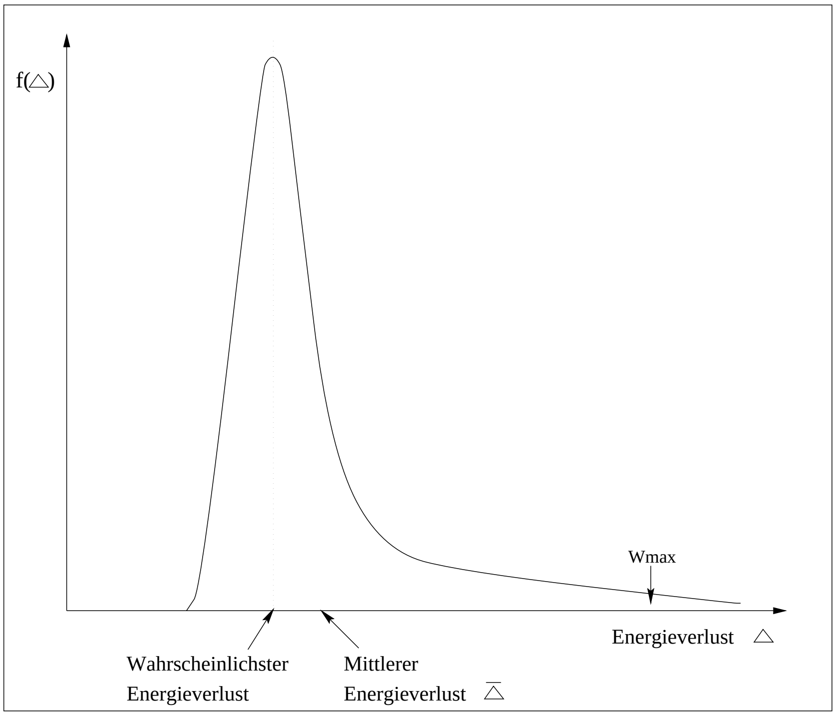

Abbildung 14: *Landauverteilung*

4.1.4 Ionisationsmechanismen

Die von einem Partikel in einem Medium deponierte Energie kann auf unterschiedliche Weise Ionenpaare freisetzen.
Gleichung (17) beschreibt den Vorgang der Primärionisation. Der Energieübertrag des stoßenden Partikels π auf ein Gasmolekül A ist so groß, daß ein oder mehrere Elektronen herausgeschlagen werden

$$\pi A \longrightarrow \pi A^{+} e^{-}\ ,\ \pi A^{++} e^{-} e^{-}\ ,\ \dots\ . \qquad (17)$$

Ist der Energieübertrag unterhalb der Ionisationsschwelle (ca. $10\,eV$), wird das Gasmolekül in einen angeregten Zustand A^* versetzt:

$$\pi A \longrightarrow \pi A^*\ . \qquad (18)$$

Durch sekundäre Prozesse werden weitere Ionenpaare erzeugt. Die Elektronen, die nach Gleichung (17) freigesetzt werden, können sehr hohe kinetische Energien kleiner oder gleich W_{max} aufweisen. Für Elektronen als Partikel kann W_{max} die Hälfte der kinetischen Energie betragen. Der Energieübertrag könnte zwar noch größer sein, allerdings wird wegen ihrer Ununterscheidbarkeit das Elektron, welches nach dem Stoß die größere kinetische Energie besitzt, als das stoßende Partikel betrachtet. Ist die kinetische Energie der nach Gleichung (17) erzeugten Elektronen (Primärelektronen) groß genug, können diese weitere Moleküle ionisieren

(Gleichung (19)) oder anregen (Gleichung (20)).

$$e^- A \longrightarrow e^- A^+ e^- \ , \ e^- A^{++} e^- e^- \ , \ \ldots \tag{19}$$

$$e^- A \longrightarrow e^- A^* \ . \tag{20}$$

Wurde ein Molekül angeregt, so besitzt es die Möglichkeit, mit einem weiteren Gasmolekül B eine Verbindung (AB) einzugehen. Besitzt das neue Molekül eine niedrigere Ionisationsenergie als A, so kann ein Elektron freigesetzt werden:

$$A^* B \longrightarrow (AB)^+ + e^- \ . \tag{21}$$

Ein sehr häufiger Prozeß in Gasgemischen wird in Gleichung (22) und (23) beschrieben:

$$A^* \longrightarrow A + \gamma \tag{22}$$

$$\gamma + B \longrightarrow B^* \longrightarrow B^+ + e^- \ . \tag{23}$$

Das angeregte Molekül geht unter Aussendung eines Photon wieder in den Ausgangszustand zurück. Wird dieses Photon von einem Molekül mit einer Ionisationsenergie niedrigerer als die Photonenenergie absorbiert, wird dieses ionisiert. Ist B ein komplexeres Molekül mit Rotations– und Schwingungsmoden wird diese Reaktion gedämpft und

$$B^* \longrightarrow B + Energieabgabe \, , \tag{24}$$

wobei die Energie als kinetische Energie bzw. als Wärmestrahlung abgegeben wird. Driftkammergase, die aus solchen Molekülen bestehen, werden als Quenchergase (Dämpfergase) bezeichnet (z. B. CO_2,CF_4). Treffen die Photonen aus Gleichung (22) auf kein anderes Gasmolekül, sondern auf eine Kathodenoberfläche, können sie dort aufgrund des Photoeffekts Elektronen aus dem Leitermaterial freisetzen, welche wiederum zum Signaldraht driften und ein unkorreliertes Signal auslösen.

4.1.5 Primärionenstatistik und Clusterbildung

Die Tatsache, daß bei einer Wechselwirkung eines stoßenden Partikels mit einem Gasmolekül ein Ionisationsereignis eintritt oder nicht, kann als statistische Zufallsgröße X dargestellt werden. Es sei p die Wahrscheinlichkeit für ein eingetretenes Ionisationsereignis x und q für das Gegenereignis. Dann gilt $p + q = 1$. Da die einzelnen Begegnungen voneinander unabhängig sind, stellt X eine binomialverteilte, diskrete Zufallsgröße dar. Ist die Wahrscheinlichkeit p für ein Ereignis sehr klein, so daß bei häufiger Wiederholung des Versuchs der Erwartungswert

$EX = \sum x \cdot p$ eher klein ist, dann gilt die Poissonstatistik als eine sehr gute Näherung der Binomialverteilung. Der Erwartungswert $\langle n \rangle$, der angibt, wieviele Elektronen auf einer Wegstrecke L durch ein Gas ionisiert werden, ist eher klein. Zum Beispiel werden für $L = 1\,cm$ bei $1.5\,MeV$ in Argon 28 [Erm 69], in CO_2 34 [Sau 77] und in CF_4 41 [Fish 85] Primärelektronen freigesetzt. Demnach gilt für die Wahrscheinlichkeit $P(\langle n \rangle, k)$, daß bei einem Teilchendurchgang genau k Primärelektronen enstehen:

$$P(\langle n \rangle, k) = \frac{\langle n \rangle^k}{k!} e^{-\langle n \rangle} \,. \tag{25}$$

Der Mittelwert $\langle n \rangle$ ist eine stoffspezifische Größe. Es gilt:

$$\langle n \rangle = L N \sigma_I \,. \tag{26}$$

Dabei ist N die Elektronendichte und σ_I der Ionisationswirkungsquerschnitt. Gleichung (26) läßt sich mit der Beziehung der mittleren freien Weglänge $\lambda = \frac{1}{N\sigma_I}$ umschreiben zu

$$\langle n \rangle = \frac{L}{\lambda} \,. \tag{27}$$

In Tabelle 4 werden weitere experimentelle Werte von $\langle n \rangle$ für $L = 1cm$ aufgelistet.

Gas	$1cm/\lambda$	γ	Gas	$1cm/\lambda$	γ
H_2	5.32±0.006	4.0	Ar	27.8±0.3	4.0
	4.55±0.35	3.2		28.6±0.5	3.5
	5.10±0.8	3.2		26.4±1.8	3.5
He	5.02±0.06	4.0	Xe	44	4.0
	3.83±0.11	3.4	N_2	19.3	4.9
	3.50±0.2*	3.6	O_2	22.20±2.3	4.3
Ne	12.4±0.13	4.0	Air	25.40	9.4
	11.6±0.3*	3.6		18.50±1.3	3.5

Tabelle 4: *Messung der Anzahl der primären Ionisationen pro Zentimeter Spurlänge in verschiedenen Gasen bei Normaldruck. Der relativistische Faktor γ des ionisierenden Teilchens wird ebenfalls angezeigt [Erm 69]. Die mit * gekennzeichneten Werte stammen von [Söc 79].*

Die Primärelektronen verlieren ihre kinetische Restenergie aus dem Ionisationsprozeß, indem sie weitere Moleküle anregen oder ionisieren (Kapitel 4.1.4). Um den Ort der Primärionisation entsteht eine Ladungswolke mit der Ausdehnung $R(E)$ und der Ladung von $(n+1)$ Elementarladungen. Diese Ladungswolke wird im allgemeinen Cluster genannt. Die Clustergrößenverteilung wurde für einige Gase empirisch in der Arbeit von [Fisl 91] ermittelt. Tabelle 5 führt die Ergebnisse

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$w(n)$	65.6	15.0	6.4	3.5	2.25	1.55	1.05	0.81	0.61	0.49
n	11	12	13	14	15	16	17	18	19	$\geq$20
$w(n)$	0.39	0.30	0.25	0.20	0.16	0.12	0.095	0.075	(0.063)	$(21.6/n^2)$

Tabelle 5: *Verteilung der Anzahl der Elektronen auf die Cluster n in Prozent nach [Fisl 91] in Argon. Die Werte in Klammern sind extrapolierte Werte.*

für Argon auf. Dabei steht $w(n)$ für die prozentualen Verhältnisse der jeweiligen Elektronenanzahl n.
Die folgenden Zahlenbeispiele sind auf diese Tabelle bezogen und gelten also nur für Argon. Läßt man nur Primärelektronen zu, die weniger als 1000 weitere Elektronen ionisieren, besteht nach Tabelle 5 durchschnittlich jeder Cluster aus 2.8 Elektronen. Die räumliche Ausdehnung $R(E)$ entspricht der Reichweite des Primärelektrons und stellt einen physikalisch begrenzenden Faktor für die Ortsauflösung der Kammer dar (Kapitel 4.2.2). Die Reichweite der Primärelektronen in Abhängigkeit ihrer Energie wird von [Blu 93] als Parametrisierung zu den experimentellen Daten von [Kob 68] angegeben:

$$R(E_{kin}) = AE_{kin}\left(1 - \frac{B}{1 + CE_{kin}}\right) . \tag{28}$$

Dabei ist

$$A = 5.37 \times 10^{-4} \frac{g}{cm^2\, keV}, \quad B = 0.9815, \quad C = 3.123 \times 10^{-3} \frac{1}{keV} .$$

Mit der Clustergrößenverteilung aus Tabelle 5 und der Energie W_{eff} (vgl. Gl.14), die ein Primärelektron im Mittel benötigt, um ein Molekül zu ionisieren, kann die mittlere Mindestenergie der Primärelektronen abgeschätzt werden. Die entsprechenden Werte der effektiven Energie W_{eff} für die Primärelektronen werden der Abbildung 15 entnommen. Ab $40\,eV$ kann ein einzelnes Primärelektron die Energie W_{eff} alleine tragen und ein Molekül ionisieren, ab $73\,eV$ reicht die Energie für zwei Ionisationen, ab $104\,eV$ für drei weitere usw.. Mit Gleichung (28) wird dann die zurückgelegte Strecke berechnet und der Ausdehnung der Ladungswolken in Argon gleichgesetzt. Hat also ein Primärelektron zum Beispiel $104\,eV$ Restenergie, entsteht ein Cluster mit vier Elektronen. Für diesen ergibt sich damit aus Gleichung (28) eine Ausdehnung von $5.9\,\mu m$. Abbildung 16 zeigt die so abgeschätzte Ausdehnung für die ersten 20 Elektronen.
Primärelektronen, die mehr als 20 weitere Elektronen erzeugen können, besitzen kinetische Energien, die größer als $613\,eV$ sind. Üblicherweise werden diese Deltaelektronen[2] genannt. Deltaelektronen werden überwiegend senkrecht zur Parti-

[2]Der Name stammt aus der Zeit der Blasenkammerdetektoren, wo Elektronen aus diesem Energiebereich scheinbar deltaartige Spuren hinterließen.

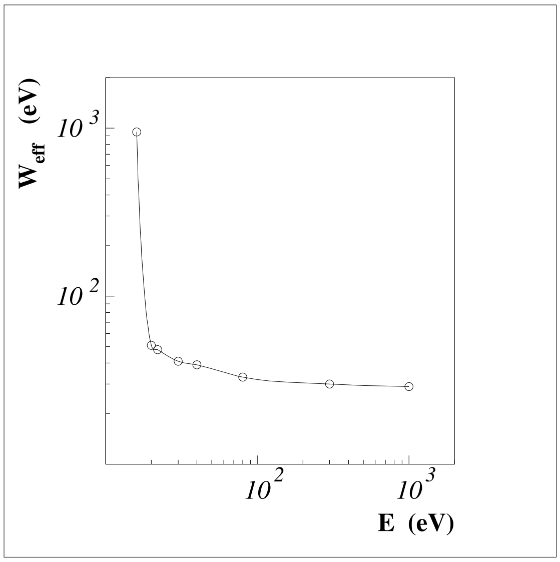

Abbildung 15: *W_{eff} von Argon über die Energie E aufgetragen. Ab 2000 eV bleibt W_{eff} konstant bei 26.3 eV [Blu 93].*

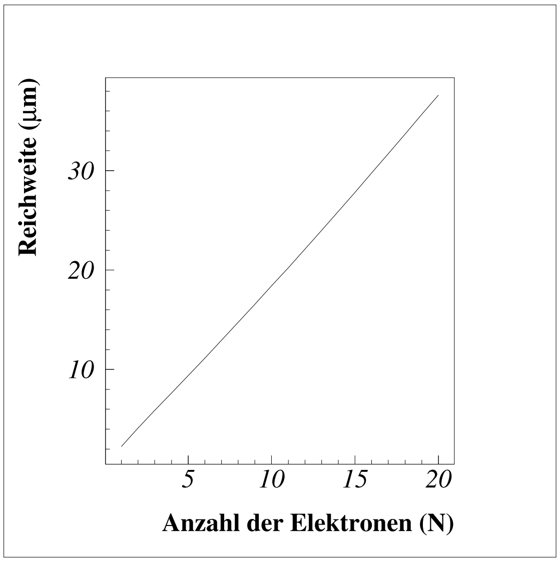

Abbildung 16: *Mindestreichweite der Primärelektronen in Abhängigkeit von der Anzahl der zusätzlich ionisierten Gasmoleküle N. Die Clustergröße ist also $N+1$.*

kelspur emittiert und haben hier eine Reichweite von mehr als 37.6 μm. 1.1% aller Cluster werden von Deltaelektronen erzeugt.
Mit den Informationen aus Abbildung 15, Tabelle 5 und Gleichung (13) kann die Gesamtanzahl der in Argon freigesetzten Elektronen abhängig von der Partikelenergie berechnet werden (vgl. Abb. 17). Bei der Berechnung wurden nur Cluster mit weniger als 1000 Elektronen berücksichtigt, was für 99.333% aller Cluster zutrifft. Für dieses Ensemble besteht dann jeder Cluster im Mittel aus 2.8 Elektronen mit einer mittleren Reichweite von 3.96 μm. Bei 1.5 $MeV \Leftrightarrow \gamma = 4$ werden auf einem Zentimeter Wegstrecke 88 Elektronen freigesetzt. Das entspricht 31 Primärelektronen. Damit ist gezeigt, daß die Berechnung die experimentellen Daten (vgl. Tabelle4) in guter Näherung wiedergibt. Die Differenz erklärt sich aus der Tatsache, daß die Beiträge der seltenen Cluster, die mehr als 1000 Elektronen enthalten, nicht vernachlässigbar sind. Bei 3 GeV werden nach den Berechnungen 165 Elektronen freigesetzt, was ca. 60 Primärelektronen entspricht.

4.2 Ladungstransport

4.2.1 Drift

Zwischen der Anode (Signaldraht) und den Kathoden (Potentialdraht und Potentialfolien) wird eine Hochspannung von $1600V - 1800V$ angelegt. Eine Verteilung

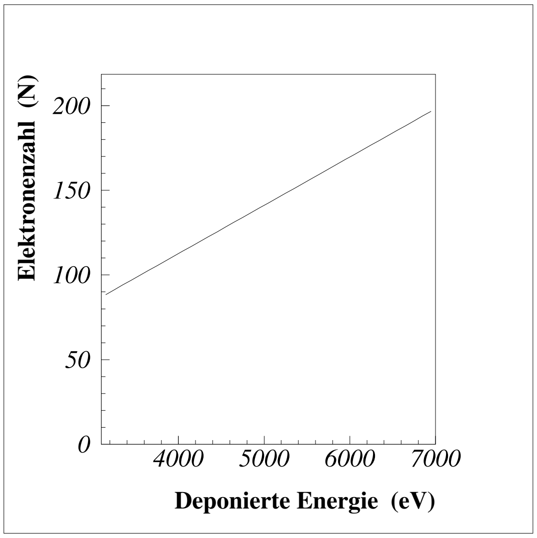

Abbildung 17: *Gesamtzahl der in Argon freigesetzten Elektronen.*

von Potentiallinien für 1800V zeigt die Abbildung 18 links. Eine durchgezogene Linie steht für ein Potential bestimmter Größe. Die Richtungsvektoren des E–Feldes stehen senkrecht zu den Äquipotentiallinien und weisen auf die Kathoden hin. Mit dem Vektor (x,y) wird im folgenden ein Punkt in der Driftzelle beschrieben, wobei y die Koordinate senkrecht zur Drahtebene und x die dazu Parallele ist. In der Mitte (0,0) der Abbildung befindet sich der Signaldraht, links (-7.5,0) und rechts (7.5,0) die Potentialdrähte.

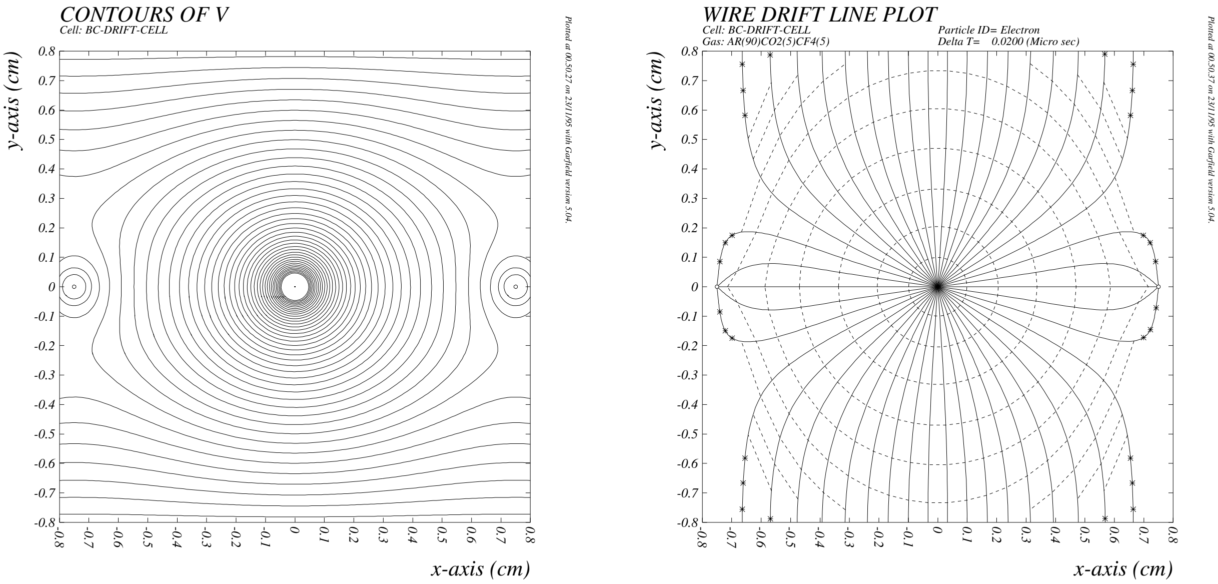

Abbildung 18: *Äquipotentiallinien (links) und das daraus resultierende Gradientenfeld (rechts) mit [Gar 95] generiert.*

Die Ionen werden in Feldrichtung auf die Kathoden hin beschleunigt und die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung zum Signaldraht hin. Die Elektronen bewegen sich zunächst mit der stetig steigenden momentanen Geschwindigkeit $v_e(\epsilon)$, wobei ϵ ihre kinetische Energie ist. Das Gradientenfeld zeigt den prinzipiellen Bahnverlauf der Elektronen und Gasionen. Nach der mittleren Stoßzeit $\tau = \langle \lambda / v_e \rangle$ kollidieren sie in einem elastischen Stoßprozeß mit den Gasatomen, wobei der Impuls in Beschleunigungsrichtung vermindert wird. Für größere Driftstrecken resultiert daraus eine mittlere Driftgeschwindigkeit v_{Drift}. In guter Näherung wird v_{Drift} durch die Lösung der Boltzmann'schen Transportgleichung der kinetischen Gastheorie ermittelt.

$$v_{Drift} = \frac{eE}{m}\tau = \frac{eE}{m}\left\langle \frac{\lambda}{v_e(\epsilon)} \right\rangle = \frac{eE}{mN}\left\langle \frac{1}{v_e(\epsilon)\sigma(\epsilon)} \right\rangle . \tag{29}$$

Die Driftgeschwindigkeit wird einmal durch die Streuung des Elektrons an Edelgasatomen erreicht. Dabei verliert das Elektron wegen des großen Massenunterschieds nur wenig Energie. Es wird lediglich die Richtung des Impulsvektors geändert. Dieser Prozeß ist rein statistisch. Das Elektron wird dann vom E–Feld wieder in Richtung des Signaldrahts beschleunigt. Der Betrag der momentanen Geschwindigkeit $v_e(\epsilon)$ ändert sich nur im kleineren Maße. Damit bleibt die mittlere Stoßzeit jedoch klein, was einer kleineren Driftgeschwindigkeit entspricht. Sind jedoch Gasmoleküle im Volumen vorhanden, die Rotations– und Schwingungsmoden besitzen, gibt das Elektron bei einem Stoß kinetische Energie an diese ab. Es wird abgebremst und anschließend weiter in die Driftrichtung beschleunigt. Der Betrag der momentanen Geschwindigkeit $v_e(\epsilon)$ ändert sich im größeren Maße, wodurch die Stoßzeit zunimmt und demgemäß auch die Driftgeschwindigkeit. So können Driftkammergase, wie CO_2 und CF_4, wegen ihrer niedrigen mittleren Elektronenenergie (vgl. Tabelle 20), als Zusätze zu einem Edelgas wie Argon die Driftgeschwindigkeit erhöhen.
Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke E in der Driftzelle wird in Abbildung 19 veranschaulicht. Im Abstand $0.3\,cm$ bis $0.5\,cm$ nimmt die Potentialliniendichte (vgl. Abb. 18) und damit die Feldstärke leicht zu. Die Driftgeschwindigkeit steigt ebenfalls. Mit kleiner werdendem Abstand nimmt die Feldstärke immer stärker zu. Trotzdem sinkt die Driftgeschwindigkeit. Der verlangsamende Effekt einer erhöhten Momentangeschwindigkeit und der mit der kinetischen Energie zunehmende Wirkungsquerschnitt wirken sich stärker auf die Driftgeschwindigkeit aus als die Zunahme durch die größere Feldstärke.

4.2.2 Einflüsse auf die Ortsauflösung

In der funktionellen Beziehung zwischen Ort und Driftzeit folgt aus einer gemessenen Driftzeit ein bestimmter Abstand zum Draht. Die Genauigkeit, mit der dieser Ort ermittelt werden kann, wird Ortsauflösung genannt. Die vier größten Beiträge zur Ortsauflösung sind Effekte aus den statistischen Fluktuationen des Gas-

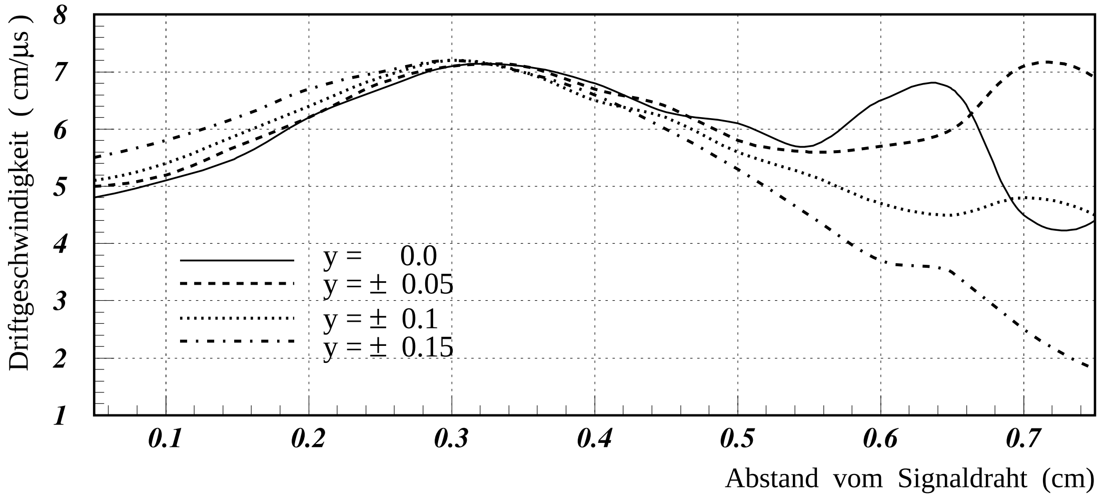

Abbildung 19: *Aus Garfield-Daten berechnete Driftgeschwindigkeit [Has 95] .*

Gas	$\langle \varepsilon \rangle$ (eV) $f\ddot{u}r$ $\frac{E}{p}$ $ca.$ $0.2{-}0.5 \frac{V}{cm \cdot Torr}$	v_{Drift} $(\frac{cm}{\mu s})$
Ar	$1-5$	3
CO_2	$\simeq 0.1$	–
CF_4	$0.1-0.5$	–
$ArCO_2CF_4$[a]	–	4.5

Abbildung 20: *Mittlere Elektronenenergie $\langle \varepsilon \rangle$ für verschiedene Gase [Chr 91], [Demi 91], [Fish 85].*

[a] im Verhältnis 90-5-5

verstärkungsprozesses, der Diffusion, der Primärionenstatistik und der Elektronik. Die räumliche Ausdehnung der Ladungswolke eines Clusters bedingt einen kleineren Effekt.

1) Einfluß der Gasverstärkung:

Da der Gasverstärkungsprozeß (vgl. Kapitel 4.3.1) ein statistischer Vorgang ist, unterliegt er statistischen Schwankungen. In [Blu 93] werden verschiedene theoretisch entwickelte Wahrscheinlichkeitsdichten für den Verstärkungsprozeß sowie einige Meßergebnisse aufgeführt. Die wichtigste Schlußfolgerung dieser Darstellungen ist, daß die Standardabweichung in der Größenordnung des mittleren Verstärkungsfaktors selbst liegen kann. Das bedeutet, daß die Gasverstärkung eines konkreten Verstärkungsereignisses „oft“ unterhalb der Nachweisschwelle liegen kann. Folglich kann das aus der Gasverstärkung resultierende Signal eines ankommenden Driftelektrons groß genug sein, um registriert zu werden oder auch nicht. Dies beeinflußt wesentlich die Beiträge, welche die Primärionenstatistik und die Diffusion zur Auflösung beisteuern. Hier wird angenommen, daß im Mittel

beim vierten oder sechsten Elektron die Nachweisschwelle überschritten wird.
2) Primärionenstatistik:
Bei der Berechnung des Abstands einer Teilchenspur vom Signaldraht wird die Driftzeit mit Hilfe der Orts–Driftzeit–Beziehung in eine Ortsinformation umgerechnet. Dabei wird vorausgesetzt, daß es im kürzesten Abstand zum Draht ein Ionisationsereignis gegeben hat. Der tatsächliche Entstehungsort der Primärionen ist jedoch statistisch um diesen Punkt verteilt. Abbildung 21 veranschaulicht, wie eine bestimmte Clusterverteilung die Auflösung beeinflußt. Abbildung 21 a) und b) zeigen jeweils denselben Signaldraht, wobei in beiden Fällen die Partikelspur im Abstand a am Draht vorbeiführt und nur Spuren betrachtet werden, bei denen der Abstand der drahtnächsten Cluster hypothetisch gleich b ist. Die Konstellati-

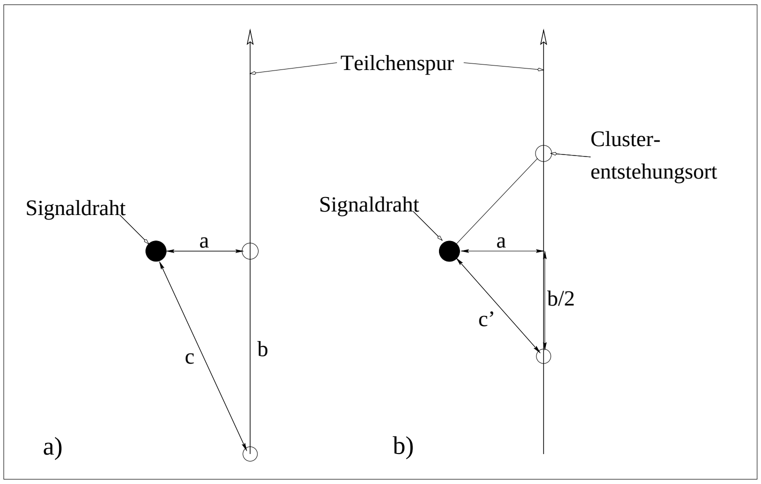

Abbildung 21: *Ortsauflösung aufgrund der Clusterverteilung und der Diffusion.*

on in a) zeigt die geometrische Clusteranordnung mit der kürzesten Driftstrecke, während b) die Anordung mit der längsten Driftstrecke zeigt. Es ergibt sich dann für die Differenz δ_{drift} der Driftstrecken zum Signaldraht:

$$\delta_{drift} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{4}} - a\,. \tag{30}$$

Wird im Mittel auf den zweiten Cluster getriggert, müssen die Ortsverhältnisse des ersten und des dritten Primärelektrons untersucht werden. Mit Gleichung (25) und (27) folgt für die Wahrscheinlichkeit $f(b)$, daß zu einem Cluster innerhalb eines Abstands kleiner b mehr als zwei weitere Cluster entstehen:

$$f(b) = 1 - P(\tfrac{b}{\lambda}, 0) - P(\tfrac{b}{\lambda}, 1) = 1 - e^{-\frac{b}{\lambda}} - \frac{b}{\lambda} e^{-\frac{b}{\lambda}}\,. \tag{31}$$

Für $b' = 400\,\mu m$ gilt die obere Abschätzung für mehr als 68% aller Ereignisse. Für Teilchenspuren, die zum Beispiel im Abstand von $a = 50\,\mu m$ den Draht passieren, beträgt die Abweichung δ_{drift} dann $156\,\mu m$. Aus Abbildung 18 ist ersichtlich, daß die

Driftelektronen bis zu einem Abstand von $6000\,\mu m$ in sehr guter Näherung senkrecht auf den Draht zudriften, was in der geometrischen Überlegung vorausgesetzt wurde.
3) Diffusion:
Die Driftbewegung wird von einer thermisch bedingten Diffusion überlagert. Wird nur die longitudinale Komponente σ_L betrachtet, welche die Abweichung entlang der Feldlinien meint, gilt zu einem vorgegebenen Abstand x [Sau 77]:

$$\sigma_L = \sqrt{2D_L t} = \sqrt{2D_L \frac{x}{v_{drift}(x)}} \,. \tag{32}$$

Die Elektronen eines Clusters haben alle die gleiche Driftstrecke zurückzulegen. Für diesen Fall senkt sich der Beitrag der Diffusion nach:

$$\sigma_{diff} = \frac{\sigma_L}{2\,ln\,n_c} \sum_{i=k}^{n_c} \frac{1}{i^2} \,, \tag{33}$$

wobei n_c die Anzahl der Elektronen im Cluster ist. Die Zahl k gibt an, auf welches Elektron des Clusters im Mittel getriggert wird. Mit Hilfe des Gasextrapolationsprograms [MAG 90] wird die longitudinale Diffusion $\sigma_L = 163\,\mu m$ pro Zentimeter Drift für Ar–CO_2–CF_4 bei $E/p = 0.109 \ldots 3.02\,V/cm \cdot Torr$ ermittelt. Für dieses σ_L beträgt der mittlere Diffusionskoeffizient D_L $0.664 \cdot 10^{-6}\,cm^2/s$. Für den Fall, daß im Mittel auf ein Elektron im zweiten Cluster getriggert wird, zeigt Abbildung 22 die quantitativ abgeschätzten Beiträge der Diffusion und der Primärionenstatistik. In der Nähe des Signaldrahts wird der größte Beitrag der Auflösung von

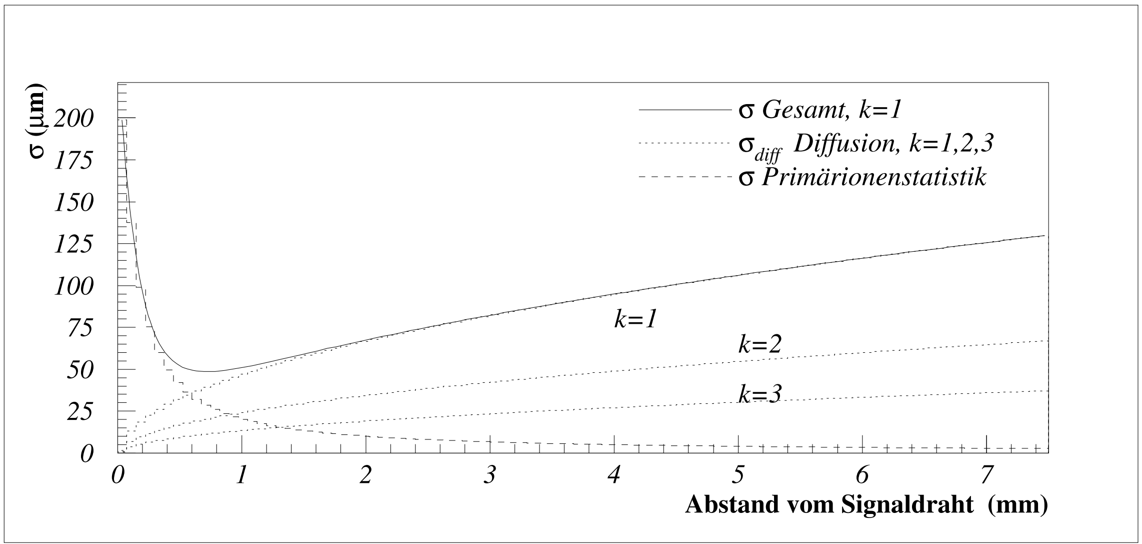

Abbildung 22: *Ortsauflösung*

der Primärionenstatistik verursacht, welche mit zunehmenden Abstand schnell abnimmt. Mit zunehmenden Abstand wird jedoch der Beitrag der Diffusion immer größer, wobei die Feldgeometrie am Potentialdraht nicht berücksichtigt wird. Die Gesamtauflösung ist für den Fall, daß auf das erste Elektron des zweiten Clusters getriggert wird, in der Abbildung eingezeichnet. Sie weist in einer Enfernung von $0.8\,mm$ ein Minimum von $50\,\mu m$ auf.

4.3 Ladungsnachweis

4.3.1 Gasverstärkung

Um die Ortsinformation zu erhalten, wird die Ankunftszeit des ersten Clusters benötigt. Da das Signal, das von den wenigen Driftelektronen erzeugt wird, praktisch nicht meßbar ist, wird der Prozeß der Gasverstärkung für den Nachweis genutzt.
Innerhalb der freien Beschleunigungsstrecke zwischen zwei Stößen nimmt die kinetische Energie der Elektronen stetig zu. In unmittelbarer Nähe ($x_0 \approx 50\,\mu m$) des Signaldrahts sind die beschleunigenden elektrischen Felder so groß, daß der Energieübertrag ausreicht, um Gasmoleküle zu ionisieren. Die daraus entstehenden Elektronen ionisieren im Mittel nach der Strecke $1/\alpha$ wiederum weitere Moleküle. α wird der erste Townsendkoeffizient genannt. Bei Kenntnis der Abhängigkeit von der Größe der Feldstärke kann der lawinenartige Prozeß der Gasverstärkung quantitativ berechnet werden:

$$M = exp\left(\int_{x_0}^{x_1} \alpha(x)dx\right) . \tag{34}$$

Der qualitative Verlauf der Gasverstärkung kann anhand einer Ratenmessung erläutert werden. Dafür wurde ein β–Strahler (Ru_{44}^{106}) auf eine Driftzelle gerichtet. Mit einem Szintillator wurde der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs festgelegt. Der Szintillator wurde im Abstand von $90\,cm$ hinter der Kammer plaziert. Aufgrund des Energieverlustes in der Luft, dem Material in der Kammer und dem Verpackungsmaterial zwischen der Elektronenquelle und dem Szintillator, wurde auf einen Energiebereich der β–Elektronen größer als $0.3\,MeV$ getriggert. Die in dem Zellvolumen deponierte Energie spiegelt sehr gut die Bedingungen für Elektronen bei $3\,GeV$ wieder (vgl. Abb. 60). Die Abhängigkeit der nachgewiesenen Teilchenrate als Funktion der angelegten Kathodenspannung ist in Abbildung 23 gezeigt. Wird die Spannung zwischen Signaldraht (Anode) und den Kathoden erhöht, wird bei $1200V$ eine Feldstärke erreicht, die nahe am Signaldraht ausreicht, um durch die Gasverstärkung genügend Moleküle für den Nachweis eines Teilchendurchgangs zu ionisieren. Die Elektronen aus den β–Zerfällen, welche sehr viele Gasmoleküle ionisieren, werden schon bei geringerer Kathodenspannung nachgewiesen. Mit steigender Kathodenspannung werden immer kleinere Signale erfaßt, bis schließlich fast alle durch die Zelle fliegenden Elektronen nachgewiesen werden.

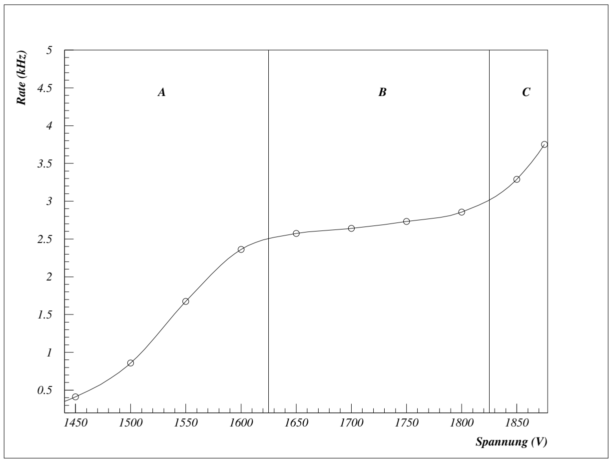

Abbildung 23: *Ratenmessung am Modul BC–5 bei 1800V Spannungsversorgung mit einem Ruthenium–β–Strahler.*

In Abbildung 23 ist dies der Bereich A, unterhalb von $1625\,V$. Darüber, im Bereich B, kann die Rate demzufolge nur wenig zunehmen. Der leichte Anstieg ist auf die Unterbindung von Rekombinations– und Anlagerungseffekten der Elektronen an Gasmoleküle und den Nachweis immer kleinerer Signale (auch Rauschen) zurückzuführen. Im Bereich C, oberhalb von $1825\,V$ werden mehr Ereignisse angezeigt, als tatsächlich Elektronen die Zelle durchdringen. Die physikalischen Prozesse in der Kammer führen zur Selbsterregung der Kammer. Das heißt zum Einen, daß die Photonen aus den Anregungsspektren der Atome, welche beim Gasverstärkungsprozeß angeregt werden (vgl. Gl (22)), nicht mehr von den Quenchergasen, durch den in Gleichung (23) und (24) beschriebenen Prozeß, aufgefangen werden. Diese Photonen treffen dann auf eine Kathodenwand und erzeugen neue Driftelektronen, welche ihrerseits $130 - 200\,ns$ später ein neues Signal erzeugen, womit der Prozeß erneut abläuft. Zum Anderen wird mit steigender Anzahl der Photonen die Häufigkeit erhöht, mit der Gasmoleküle, durch die Absorption der Photonen, in immer größerer Entfernung vom Draht ionisiert werden (Doppelpulsform). Wird die Ladung zu groß, kommt es zu einem direkten Ladungsaustausch zwischen Anode und Kathode (Funken).

Abbildung 24 zeigt die Monte–Carlo–Simulation einer kleinen Lawine, ausgehend von einem einzigen Elektron. Die Größe einer Ladungslawine, die von einem Elektron ausgelöst wird, hängt wiederum von statistischen Gesetzmäßigkeiten ab. Der Lawinenprozeß beginnt in ca. $50\,\mu m$ Abstand von der Drahtoberfläche. Die Driftgeschwindigkeit beträgt kurz vor dem Beginn des Lawinenprozesses ca. $45\,\mu m/ns$. Die Zeit, die der Lawinenprozeß beansprucht, ist also kleiner als $2\,ns$. Übliche Gas-verstärkungsfaktoren liegen in der Regel in der Größenordnung von 10^4 bis 10^6.

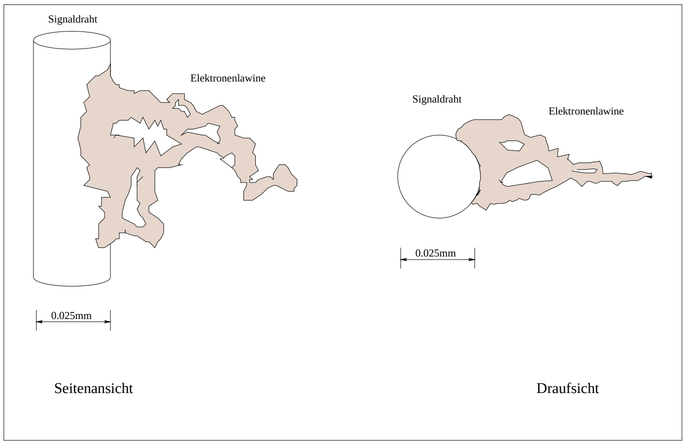

Abbildung 24: *Entstehung einer kleiner Elektronenlawine am Signaldraht; schematisch aus [Mat 85] entnommen.*

4.3.2 Signalentstehung

Abbildung 25 zeigt schematisch, wie eine Ladungswolke auf den Signaldraht trifft. Wenn ein Elektron in die Nähe des Anodendrahts gelangt, beginnt der im Kapitel

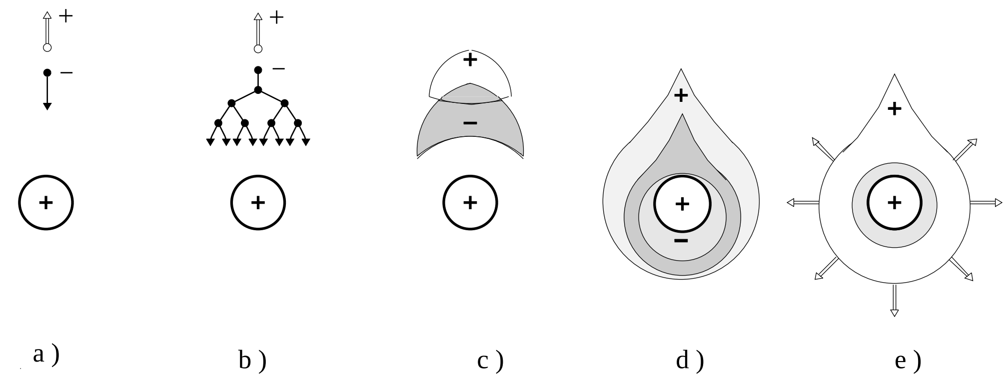

Abbildung 25: *Entstehung einer Ladungslawine am Signaldraht [Sau 77]*

.

4.3.1 beschriebene Lawinenprozeß . Da der Prozeß weniger als zwei Nanosekunden in Anspruch nimmt, treffen also innerhalb dieser Zeit 10^4–10^6 Elektronen auf den

Draht. Ab dem Zeitpunkt der Ladungsentstehung driften die Elektron–Ionenpaare in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen ist vernachlässigbar klein verglichen mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit ihrer Coulombfelder. Wird eine Ladung in einem System mit der Kapazität $C(\vec{r})$ bewegt, hat dies eine Potentialänderung am Signaldraht zur Folge. Die Potentialfolien, Potentialdrähte und die Signaldrähte der Driftkammer bilden ein System mit einer Kapazität $C(\vec{r})$, welche durch die Beziehung $Q = U(\vec{r})C(\vec{r})$ definiert wird. Die räumliche Kapazität eines Systems von Leitern wird allein durch ihre Geometrie bestimmt. Sie kann mit Hilfe der Laplacegleichung gefunden werden. Um den Sachverhalt einfach darzustellen, wird die Annahme gemacht, daß der funktionale Verlauf der Kapazität einer zylindrischen Geometrie gleicht. In der Abbildung 18 sind die Bereiche, in denen die Zylindergeometrie eine gute Näherung darstellt, ersichtlich. Die Kapazität einer zylindrischen Driftzelle ist [Sau 77]:

$$C(r) = \frac{Q}{U(r)} \qquad \text{mit} \qquad C(r) = \frac{2\pi\varepsilon l}{ln\frac{k\cdot r}{r_d}} \,, \tag{35}$$

wobei r_d der Drahtdurchmesser, r der Abstand der Gasionen vom Signaldraht und k eine eingeführte Proportionalitätskonstante ist. Diese wird so gewählt, daß die Gesamtkapazität der vorliegenden Driftzelle (vgl. Kapitel3.1.2) mit der fiktiven, zylindrischen Driftzelle exakt übereinstimmt, wenn r gleich dem Abstand zwischen Signaldraht und Potentialdraht ist. Die zeitliche Entwicklung der Potentialdifferenz $U(t)$ einer zylindrischen Driftzelle am Signaldraht der Länge l lautet [Sau 77]:

$$U(t) = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon l}\, ln\left(k^2 + \frac{k^2\mu^+ C V_0}{\pi a^2 \varepsilon P}\, t\right) , \tag{36}$$

wobei ε die Influenzkonstante des Vakuums, P der Gasdruck, V_0 die angelegte Kathodenspannung, a der Durchmesser des Signaldrahts und μ^+ die Beweglichkeit der Gasionen ist. Das Potential wird also am Anfang schnell abfallen und nach kurzer Zeit in ein langsam fallendes Plateau übergehen. Der Signaldraht ist über die Verstärkerkarte mit dem vorherigen Potential seiner Masse verbunden. Ein Potentialabfall wird demnach einen Stromfluß durch die Verstärkerkarte erzeugen, welcher in eine proportionale Ausgangsspannung umgesetzt wird.

Die oben beschriebenen Prozesse belegen, wie die einzelnen Clusterelektronen meßbare Signale erzeugen. Die Form eines realen Signals ist eine komplizierte Kombination der Anzahl der Elektronen im Cluster, sowie der Anzahl der Cluster selbst.

Es bestehen vielfältige Abhängigkeitsbeziehungen zwischen den vorgenannten Parametern. Die Ankunftszeitverteilung wird zunächst von der Statistik des Entstehungsortes der Primärelektronen und des Feldlinienverlaufs beeinflußt. So ist die Entfernung zwischen zwei Elektronen ausschlaggebend für die gegenseitige Beeinflussung ihrer Lawinenprozesse. Driften die Elektronen hintereinander an die gleiche Drahtregion, besteht die Möglichkeit, daß das nachfolgende Elektron mit den Gasionen des vorherigen Elektrons rekombiniert. Erreichen sie nebeneinander die Gasverstärkungsregion, so können sich je nach ihrem Abstand die Lawinen überlappen und gegenseitig abschirmen. Eine Abschätzung der Gewichtung der Clusterelektronen in Abhängigkeit von der Clustergröße, d.h. ihres effektiven Beitrages zum Signal ist höchst kompliziert und wird nicht berücksichtigt.

4.3.3 Signalübersprechen

Unter Signalübersprechen wird die Entstehung von Signalen an Auslesedrähten, die nicht zu der vom Teilchen angesprochenen Driftzelle gehören, verstanden. Das Übersprechen beruht auf einer Kombination physikalischer Prozesse der Signalentstehung, elektrostatischer Kopplung der Drähte oder elektronischer Bauelemente, auf die hier nicht eingegangen wird.
Die Ionendrift ist schon in der allerersten Phase an der Entstehung des Signals beteiligt. Abbildung 18 rechts zeigt die Driftwege der beim Gasverstärkungsprozeß entstandenen Ionen. Die Coulombfelder der Ionen können sich bis auf den Nachbardraht auswirken. Der Effekt der Influenz erzielt dort eine ähnliche Wirkung wie am Signaldraht. Da Gasionen, auf der dem Nachbardraht zugewandten Seite, in Richtung des Nachbardrahts driften, wird dort das Potential erhöht. Dieser Effekt erzeugt also ein positives Stromsignal. Die Ionen auf der anderen Seite des Signaldrahts werden, wegen ihrer unmittelbaren Nähe zum Draht in diese Richtung hin, abgeschirmt. Der gleiche Effekt erzeugt auch auf den Potentialfolien ein positives Signal, das sich kapazitiv auf den Nachbarsignaldraht auswirkt. Die Gasionen erzeugen also direkt und über die Folien ein positives Signal auf den Nachbardrähten. Die Größe des positiven Übersprechens ist ebenso wie der eigentliche Signalentstehungsprozeß von der Anzahl der Gasionen abhängig. Das negative Potential des signaltragenden Drahtes koppelt jedoch wie bei einem Kondensator über den dazwischen liegenden Potentialdraht ebenfalls mit dem Nachbarsignaldraht. Dies erzeugt eine Potentialabsenkung an den Nachbardrähten. Da beide Effekte gegenläufig sind, muß das resultierende Signal eine Bilanz von beiden darstellen.

5 Messungen

Um die Driftkammern in ihrer Funktion zu testen und ihre charakteristischen Parameter zu bestimmen, wurden die Driftkammern im Spätsommer 1995 am Beschleunigerring DESY II des Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg mit einem $3\,GeV$ Elektronenstrahl untersucht. In [Has 95] wird eine Übersicht der charakteristischen Größen der Kammer gegeben. Um physikalische Zusammenhänge zu erkennen und das Verhalten der Kammer deuten und optimieren zu können, wurden die Driftkammern mit einem Speicheroszilloskop analog ausgelesen. Im folgenden wird auf einzelne Eigenschaften, wie zum Beispiel die Zeit– und Ortsauflösung, die Gasverstärkung und das Übersprechverhalten der Kammer eingegangen. Die Beiträge der Verstärkerelektronik sind dabei von großem Interesse und werden näher untersucht.

5.1 Messungen am Teststrahl

5.1.1 Meßaufbau

Abbildung 26 gibt einen Überblick des Meßaufbaus.

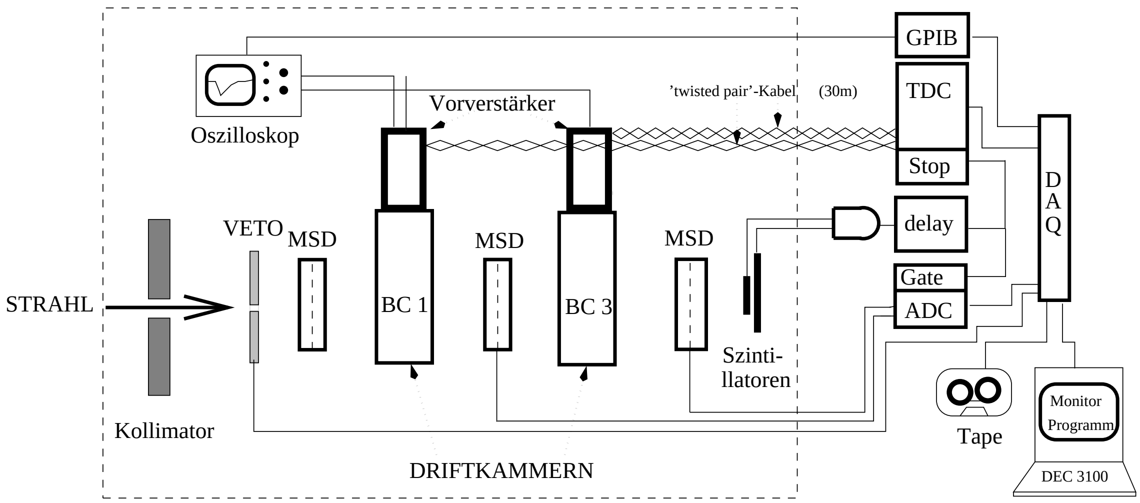

Abbildung 26: *Der Meßaufbau am Teststrahl 21*

Die gestrichelte Umrandung stellt das abgegrenzte Teststrahl–Gebiet dar. Zuerst wird der Elektronenstrahl vom Kollimator auf $(10 \times 10)\,mm^2$ begrenzt. Mit Hilfe des Vetozählers (VETO), der einen Durchmesser von $15\,mm$ hat, wird der Bereich erneut begrenzt. Die Mikrostreifendetektoren (MSD) dienen zur Spurbestimmung der Partikel, welche die Driftkammern BC 1 und BC 3 durchdringen [Has 95]. Der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs wird von den $30\,mm$ breiten überkreuz angeordneten Szintillatoren gegeben, welche am Ende des Aufbaus stehen. Sie liefern einen zeitlich konstant versetzten Bezugspunkt (Trigger) des Ereignisses. We-

gen zeitverzögernden Einflüssen der Triggerelektronik und den unterschiedlichen Kabellaufzeiten wird das Triggersignal weiter verzögert. Alle zeitlich konstanten Verzögerungen werden in der Größe (t_0) zusammengefaßt. Wenn nach den gesetzten Bedingungen ein Ereignis zu erwarten ist, löst die Triggerelektronik ca. $900\,ns$ nach dem Teilchendurchgang ein Stopsignal aus.
Die Vorverstärkerkarten der Kammer geben einen Rechteckpuls (ECL–Signal) aus, dessen ansteigende Flanke anzeigt, wann ein Signal einen bestimmten Schwellenspannungswert überschritten hat. Die Zeitentwicklung der ECL–Signale der Kammer innerhalb der $900\,ns$ wird vom 1876 TDC (Time Digital Converter) von LeCroy gespeichert. Dieser ordnet der ersten ansteigenden Flanke eines ECL–Signals einen Zeitwert zu. Mittels eines Hochgeschwindigkeitsdatenübertragungssystems, kurz Fastbus, wird die Zeitinformation an das Datennahmesystem (DAQ) übertragen und auf Magnetbänder abgespeichert bzw. an ein Rechnersystem (DEC 3100) weitergeleitet. Die Daten werden von dem Rechner sofort verarbeitet und können von den Teststrahlteilnehmern eingesehen und interpretiert werden. Die analoge Entwicklung der Kammersignale wurde zusätzlich von einem Lecroy–Digital–Speicheroszilloskop 9354 mit einer Abtastrate bis zu zwei Gigahertz ausgelesen. Eine Korrelation der Oszilloskopdaten mit den Ortsdaten der MSDs konnte, wegen fehlerhafter Informationen aus der Asemblerprogrammiergruppe nicht erreicht werden. Aktive Tastköpfe ($2.7\,pF - 1\,M\Omega$) ermöglichten die verlustfreie Abnahme der analog verstärkten Signale hinter der zweiten Verstärkerstufe (vgl. Abbildung 10 oder Abbildung 11). Die notwendigen Auslese– und Analyseprogramme wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt.

5.1.2 Meßergebnisse der TDC–Auslese

Abbildung 27 zeigt ein TDC–Zeit–Spektrum. Die Zeitskala reproduziert die zeitliche Aufnahme der Daten im TDC. Der TDC hat eine Abtastrate von einem Gigahertz pro Sekunde, womit ein Bin des TDC's einer Nanosekunde entspricht. Er zeichnet während der aktiven Phase auf, ob an seinem Eingang ein ECL–Signal angelegen hat. Empfängt er das Stopsignal, liefert er die Differenz der Binnummer 900 zur höchsten Binnummer innerhalb der ersten $900\,ns$, in denen ein ECL–Signal verzeichnet worden ist. Demgemäß haben die Signale, welche am Draht als erste ein ECL–Signal auslösen können, die höchste Binnummer. Zur Bestimmung der Driftzeit muß ein konstanter Referenzpunkt t_0 festgelegt werden. Die Driftzeit ergibt sich dann aus der Differenz zwischen t_0 und dem TDC–Zeiteintrag. Abbildung 28 veranschaulicht, wie in [Has 95] t_0 bestimmt wird. Ab der Hälfte des Maximums des Spektrums wird eine Gerade an die untere Flanke angepaßt. Der Schnittpunkt mit der Zeitskala wird als t_0 definiert. Der Zeitpunkt t_0 wird dem Ort des Signaldrahts gleichgesetzt. Wegen des zahlenmäßig geringen Anteils der

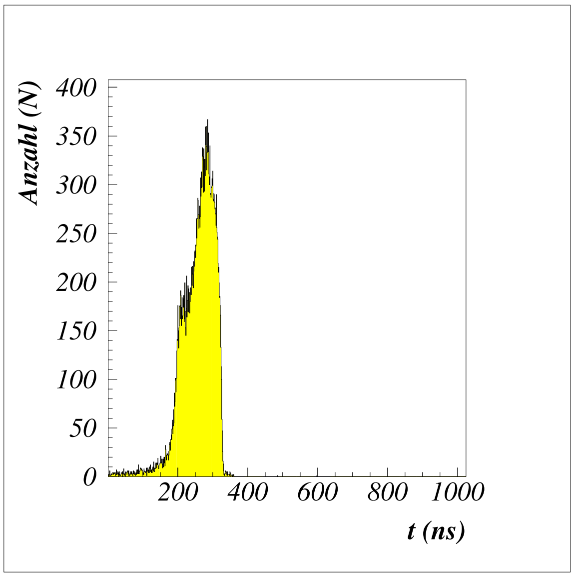

Abbildung 27: *TDC–Zeitspektrum*

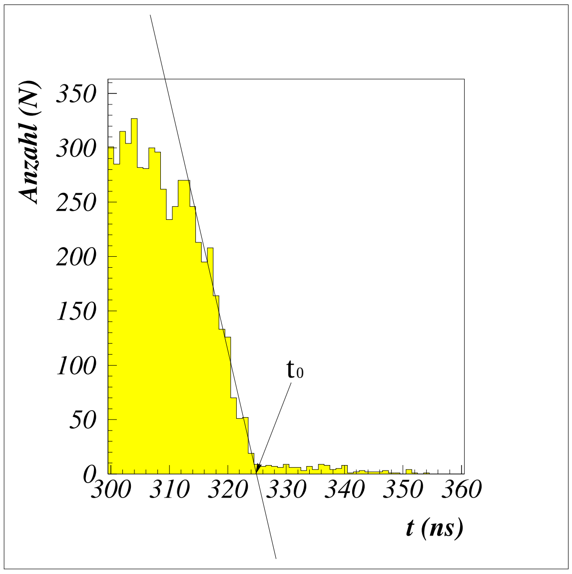

Abbildung 28: t_0–*Bestimmung*

Zeiteinträge vor t_0 und der nachfolgenden Einträge, scheint dieses Verfahren wohl berechtigt. Physikalisch tritt jedoch die Problematik auf, daß dieses Verfahren und alle anderen Verfahren, die eine Anpassungsfunktion an die Flanke des Driftzeitspektrums nutzen, ein t_0 ergeben, welches von der Ortsauflösung in unmittelbarer Nähe des Signaldrahts abhängig ist. Die statistische Standardabweichung σ einer Meßapparatur genügt einer Gaußverteilung:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-a)^2}{\sigma^2}} \quad . \tag{37}$$

Abbildung 29 zeigt die gemessene Beziehung zwischen den nach rechts aufgetragenen MSD–Koordinaten und der dazu gemessenen TDC–Zeit. Abbildung 28 ist die Projektion der Abbildung 29 auf die Zeitachse. Die Flanke, an der die Gerade angepaßt wird, setzt sich also aus Ereignissen zusammen, die vom Mittelwert a in der Region um den Signaldraht abweichen. Gerade diese Abweichung wird von der Standardabweichung beschrieben.

Die Ereignisse nach dem Wert am Fuß der Flanke sind verglichen zum Mittelwert der Verteilung zahlenmäßig völlig untergeordnet. Dies ist der Tatsache äquivalent, daß sie schon weit außerhalb der einfachen σ–Umgebung um den Mittelwert a liegen. Die Genauigkeit, mit der t_0 also bestimmt werden kann, korreliert mit der Genauigkeit, mit der diese mehrfache σ–Abweichung ermittelt werden kann. Ein weiterer Nachteil dieser Methode liegt wohl auch darin, daß eine relativ hohe Statistik notwendig ist, um t_0 zu bestimmen. Zweifellos ist es notwendig, in Abhängigkeit der Kammerparameter und des momentanen Zustands der Elektronik usw. den Zeitpunkt t_0 zu definieren. Die sicherste Methode t_0 zu bestimmen, wäre meiner Meinung nach die Gleichsetzung von t_0 mit dem Mittelwert der Verteilung, der auch die Drahtposition angibt, siehe unten, bzw. Abbildung 30. Da Einträge, die vor dem Zeitpunkt t_0 eintreffen, definitionsgemäß nicht beachtet werden, müßte programmtechnisch eine ein– oder zweifache σ–Umgebung vor dem Zeitpunkt t_0 betrachtet werden.

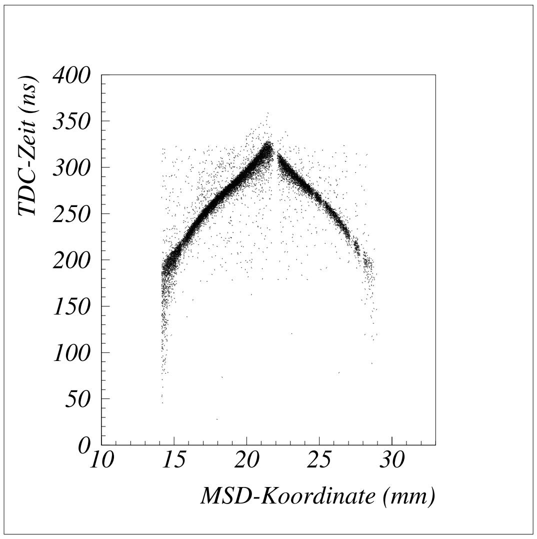

Abbildung 29: *Orts–Driftzeit–Diagramm: Die Ortsreferenz wird von den Mikrostreifendetektoren gegeben. [Has 95]*

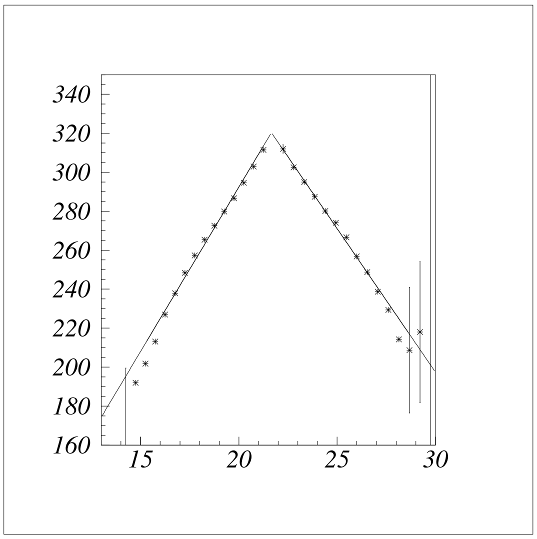

Abbildung 30: *Position des Signaldrahts.*

Abbildung 29 zeigt die gemessene Beziehung zwischen den nach rechts aufgetragenen MSD–Koordinaten und der dazu gemessenen TDC–Zeit. Die mittlere funktionale Orts–Driftzeit–Beziehung kann durch eine Anpassung einer Gaußverteilung an die „verschmierte“empirische Orts–Driftzeitbeziehung ermittelt werden. Der Mittelwert der Gaußverteilung gibt empirisch einen Funktionswert zu einer bestimmten Driftzeit an. Über die gesamte Driftzelle folgt daraus die Orts–Driftzeit–Beziehung (SDTR). In Abbildung 30 wird eine lineare Annäherung der SDTR gezeigt. Daraus kann mit hoher Genauigkeit die Position des Signaldrahts bestimmt werden. In der hier betrachteten X1–Ebene befindet sich der Signaldraht an der MSD–Koordinate $21.70 \pm\ mm$. Für den Bereich $17\,mm$ bis zum Signaldraht folgt aus der Steigung der Geraden für verschiedene Hochspannungen die mittlere konstante Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich, siehe Tabelle 6. Diese werden für die Bestimmung der Gasverstärkung in Kapitel 5.1.3 benützt. Das geringe Absinken der mittleren Driftgeschwindigkeit ist wahrscheinlich auf den in Kapitel 4.2.1 erläuterten Effekt zurückzuführen. Offensichtlich wirkt sich die Erhöhung des Feldes auf die Momentangeschwindigkeit und den Wirkungsquerschnitt aus Glei-

Kathodenspannung (V)	1700	1750	1800
$v_{drift}(\frac{\mu m}{ns})$	62.9±0.2	62.8±0.2	62.2±0.2

Tabelle 6: *Mittlere Driftgeschwindigkeit im Bereich null bis vier Millimeter Abstand zum Signaldraht.*

chung (29) so aus, daß die Driftgeschwindigkeit etwas abnimmt. Die Breite der empirischen SDTR in Abbildung 29 zeigt an, mit welcher Genauigkeit ein gemessener Zeitwert den Ort angeben kann. Die Standardabweichung σ wird als Maß für die Ortsauflösung definiert. Abbildung 31 zeigt die Ortsauflösung für 14 verschiedene Driftzeiten und drei verschiedene Kathodenspannungen bei einer Schwelle von $60\,mV$. Der Verlauf der Ortsauflösung kann nicht allein durch die physikalischen

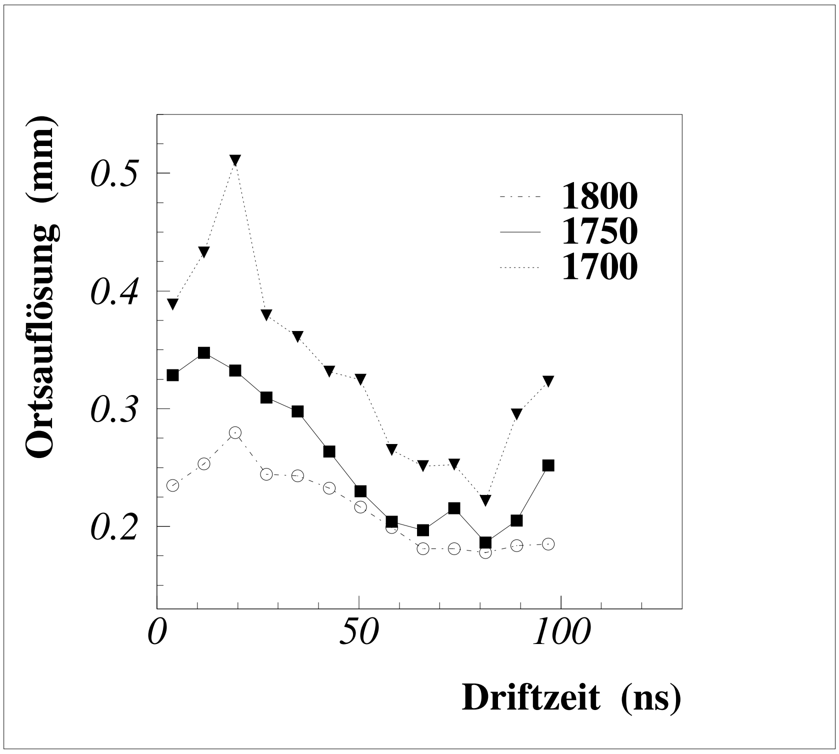

Abbildung 31: *Ortsauflösung einer Zelle für drei verschiedene Kathodenspannungen.*

Effekte der Primärionenstatistik und der Diffusion, welche in Abbildung 22 dargestellt sind, erklärt werden. Die experimentell ermittelte Ortsauflösung scheint den Erwartungen sogar zu widersprechen. Nahe am Signaldraht wäre aufgrund der Primärionenstatistik ein großer Anstieg der Ortsauflösung erwartet worden. Die experimentell ermittelte Ortsauflösung zeigt jedoch eine fallende Tendenz. Dies wird vermutlich von zwei Effekten bedingt. Zum Einen ist es klar, daß der Gasverstärkungsprozeß nicht die ausreichende Verstärkung erreichen kann, wenn die Partikelspur so nahe am Draht vorbeiführt, daß der kürzeste Abstand zum Draht (vgl. Abb. 21 Abstand a) innerhalb der Gasverstärkungsregion liegt.Dann definiert sich der Abstand a nicht mehr als kürzeste Strecke der Teilchenspur, sondern als Radius, bei dem der Gasverstärkungsprozeß einsetzt. Der andere Effekt korreliert mit Rekombinations– und Überlagerungseffekten. In Kapitel 4.1.5 wird gezeigt, daß die Ausdehnung eines Clusters im Mittel $3.96\,\mu m$ beträgt. Je näher eine Ladungswolke am Signaldraht entsteht, um so weniger können die Elektronen der Ladungswolke aufgrund von Diffusionseffekten auseinanderdriften. Die Entfernung zwischen zwei Elektronen ist der entscheidende Parameter, mit dem die Rekombinationseffekte und Überlagerungseffekte der Verstärkungslawinen korrelieren. Je näher die Elektronen beieinander sind, wenn sie den Draht erreichen, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron mit einem Gasion rekombiniert bzw. die Verstärkungslawinen sich überlagern. Je weniger Ladung entsteht desto kleiner ist das resultierende Signal. Das bedeutet, daß der erste Cluster mit geringerer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen wird. Dies führt zu einer Verschiebung der Gewichte, weshalb a nicht mehr als kürzester Abstand gezählt werden kann. Wird die kritische zeitliche Distanz, ab der diese Effekte vernachlässigbar sind, mit ca. $1\,ns$ abgeschätzt, dann müssen die Elektronen einen Abstand von ca. 50 bis $60\,\mu m$ besitzen, um separat gasverstärkt zu werden. Entsteht ein Cluster in einem Abstand von ca. einem Millimeter können seine Elektronen um ca. $50\,\mu m$ auseinanderdriften. Entsteht er näher am Draht, wirken sich zunehmend Rekombinations– und Überlagerungseffekte aus, was die abnehmende Auflösung ab ca. 15–$20\,ns$ Driftzeit erklärt.

Im Bereich größer $0.4\,mm$ bis $3\,mm$ wird gemäß Abbildung 22, aufgrund der physikalischen Effekte der Diffusion und Primärionenstatistik, ein Beitrag zur Ortsauflösung erwartet, der kleiner als $90\,\mu m$ ist. Diese Effekte lassen keine stark zunehmende Tendenz mit zunehmender Kathodenspannung erkennen, wie sie in Abbildung 31 erkennbar sind. Die restliche Auflösung zum Beispiel bei $1800\,V$ beträgt ca. $110\,\mu m$ und muß durch andere Effekte erklärbar sein. Bisher wurden in der Diplomarbeit die Beiträge der Elektronik zur Ortsauflösung nicht genauer untersucht. In Kapitel 5.2.3 wird dargelegt, daß der Beitrag der Elektronik wegen seiner Amplitudenabhängigkeit Verlauf und Größe der Auflösung erklärt.

5.1.3 Meßergebnisse der Oszilloskop–Auslese

Parallel zur TDC–Auslese wurden die Kammersignale mit zwei aktiven Tastköpfen hinter der zweiten Analogstufe der Karte ausgelesen. Der Signaldraht der Kammer ist über die Verstärkerkarte mit Masseniveau verbunden. Durch den Gasverstärkungsprozeß entsteht ein negatives Signal, welches über den Verstärker abfließt. Das vom Verstärker ausgegebene Signal ist entsprechend seiner Charakteristik modifiziert (vgl. Kapitel 5.2.2). Die Abbildungen 32–34 zeigen typische Pulsformen bei $1800\,V$ Hochspannungsversorgung der Kammer. Die Pulse fallen zunächst schnellstens mit $240\,mV/ns$ und erreichen einen Minimalwert, welcher im folgenden als Amplitude eines Signalpulses definiert wird.

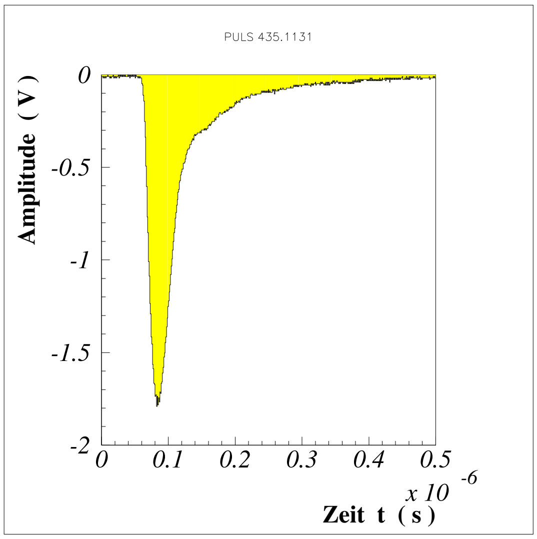

Abbildung 32:

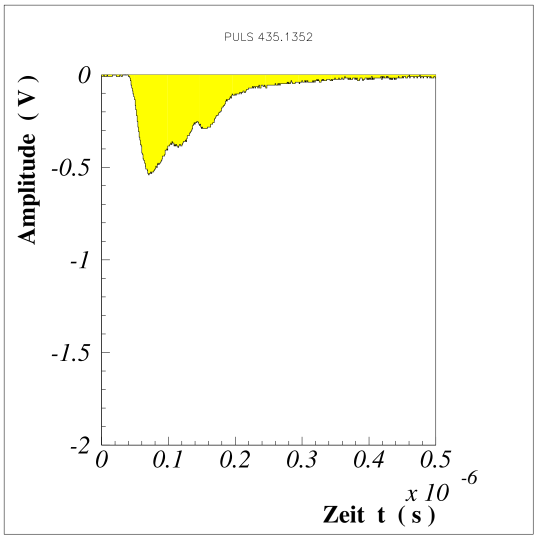

Abbildung 33:

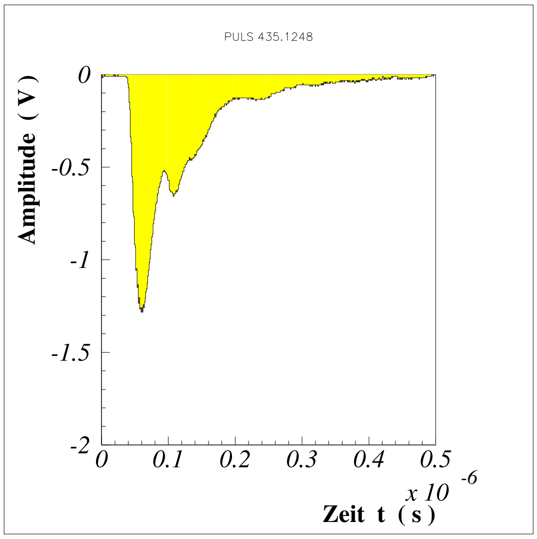

Abbildung 34:

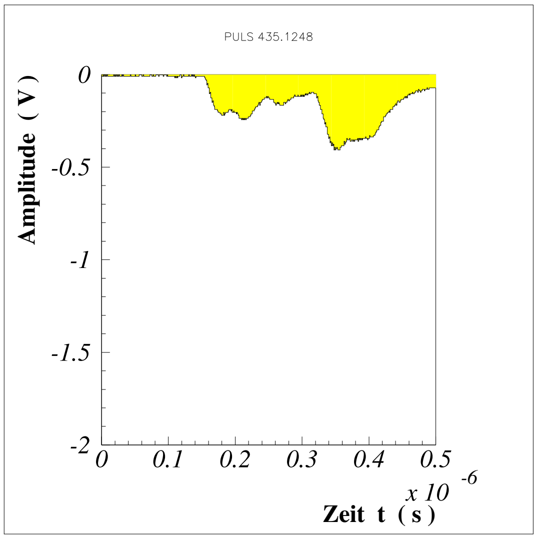

Abbildung 35:

56% aller Pulse erreichen 80% ihrer Amplitude innerhalb von $30\,ns$. 41% benötigen dazu zwischen 30 und $140\,ns$. Pulse, die länger als $160\,ns$ benötigen, gibt es praktisch nicht. Es handelt sich dann um Pulse, die von zwei hintereinander eintreffenden Partikeln erzeugt werden (vgl. Abb. 35).
Abbildung 36 gibt die Driftzeitverteilung von 4383 Ereignissen wieder und ist dem TDC–Driftzeit–Spektrum in Abbildung 27 äquivalent. Amplitudenverteilun-

gen für drei verschiedene Hochspannungen werden in Abbildung 37 gezeigt. Im Ausgabebereich von null bis ca. drei Volt arbeiten die Verstärkerkarten im Proportionalmodus. Die Amplitudenhöhe korreliert mit der Anzahl der pro Zeiteinheit am Draht eingetroffenen Elektronen, die einen Gasverstärkungsprozeß auslösen. Die Anzahl der Elektronen ist in guter Näherung proportional zur Energie, die im Gasvolumen vom Partikel deponiert wird. Die Energieverteilung folgt der Landauverteilung. Für alle Kathodenspannungen zeigt die Amplitudenverteilung den erwarteten landauförmigen Verlauf. Mit steigender Kathodenspannung erhöht sich der wahrscheinlichste Wert sowie der Mittelwert der Amplitudenverteilung.

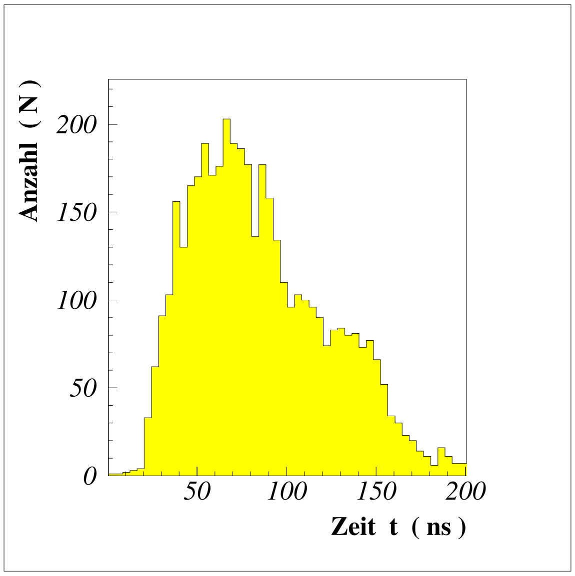

Abbildung 36:

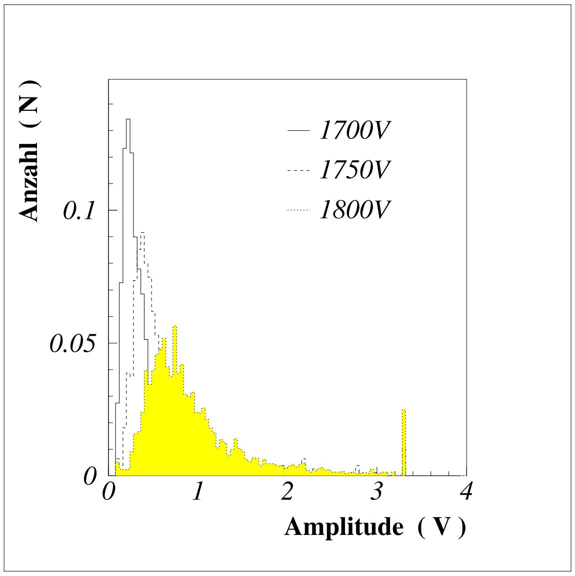

Abbildung 37:

Aus den Amplitudenverteilungen kann die mittlere Amplitudenhöhe ermittelt werden. Tabelle 7 listet diese für vier verschiedene Kathodenspannungen auf. Über die mittlere Amplitude kann dann die mittlere Gasverstärkung bestimmt werden. Die

Kathodenspannung (V)	1850	1800	1750	1700
Amplitudenhöhe (V)	1.524	1.014	0.614	0.431

Tabelle 7: *Mittlere Amplitudenhöhe.*

Gasverstärkung bezieht sich auf die Anzahl der Elektronen n_G, die im Mittel am Draht ankommen und den Strom $\langle i(t) \rangle$ auslösen, wenn ein einzelnes Elektron den Gasverstärkungsprozeß ausgelöst hat. Wenn $\langle I(t) \rangle$ der mittlere Strom ist, den n Driftelektronen erzeugen, dann ist der Strom eines einzelnen Elektrons gegeben durch:

$$\langle i(t) \rangle = \left\langle \frac{I(t)}{n} \right\rangle . \tag{38}$$

Die mittlere Gesamtstromaufnahme der Verstärkerkarte kann näherungsweise durch die allgemeine Beziehung $I = U/R$ berechnet werden. Dabei ist der Spannungswert U durch 80% des mittleren Amplitudenwertes gegeben, der bei einer bestimmten Kathodenspannung eingenommen wird. Die Ankunftszeit der einzelnen Cluster erzeugt langsamere Frequenzanteile in dem Eingangssignal. Die Signale, welche die Driftelektronen erzeugen, besitzen hochfrequente Anteile. Es wird deshalb ein mittlerer Widerstand der Karte von $300\,\Omega$ angenommen. Der Strom I(t) fließt für die Zeit $t_0 < t < t_m$. Dabei ist t_0 die Zeit, bei der das erste Driftelektron den Auslesedraht erreicht und t_m die Zeit, die der Kammerpuls benötigt, um 80% der maximalen Amplitude zu erreichen. Der Strom I(t) wird in diesem Bereich als konstant vorausgesetzt. Der weitere Ansatz setzt voraus, daß die erreichte Amplitudehöhe U der Anzahl n, der in der Zeit $dt = t_m - t_0$ eintreffenden Elektronen proportional ist. Wegen den schon vorher diskutierten Rekombinations– und Überlagerungseffekten von Elektronen, die in einer zeitlichen Differenz kleiner als $1\,ns$ den Draht erreichen, ist die Anzahl der Elektronen, welche effektiv einen Gasverstärkungsprozeß verursachen, kleiner als die Anzahl der Driftelektronen. Um den Verminderungsfaktor zu ermitteln, wären umfassende Monte–Carlo–Simulationen erforderlich, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden können. Der später angegebene Gasverstärkungsfaktor ist also in Wirklichkeit noch etwas größer. In der Abbildung 38 wird die Anstiegszeitverteilung einiger Pulse gezeigt, deren Amplitude um den Mittelwert liegen. Aus dieser folgt mit der Zeit, welche das verstärkte Signal benötigt, um die Nachweisschwelle zu überschreiten, die Zeit dt. Daraus kann dann die Anzahl n der Elektronen, die in dieser Zeit den Draht erreichen, berechnet werden.
Für den Zeitpunkt t_0 gilt die Gleichung (39) [Sau 77], mit der die Ladungsmenge in Abhängigkeit vom Eingangsstrom i und für Driftzeiten kleiner $30\,ns$ berechnet wird.

$$Q = \frac{i\,4\pi^2\varepsilon^2 a^2 P}{\mu^+ C^2 V_0}, \tag{39}$$

wobei ε die Influenzkonstante des Vakuums, P der Gasdruck, V_0 die angelegte Kathodenspannung, a der Durchmesser des Signaldrahts und μ^+ die Beweglichkeit der Gasionen ist. Für μ^+ wurde der Wert von Ar–CO_2 im Mischungsverhältnis 90:10 benutzt: $\mu^+ = 1.66\,m^2/sV$. $C = 7.03\,pF$ ist die Kapazität eines Signaldrahts pro Meter Drahtlänge. Abbildung 39 zeigt den relativen Verlauf der Gasverstärkung von 1700 bis 1850 Volt. Die Gasverstärkung steigt von 1700 bis $1850\,V$ auf das 3.4 Fache an. Die ca. 40%-igen Fehler der Werte ergeben sich hauptsächlich aus der Unbestimmtheit, mit der die Anzahl der Elektronen berechnet werden konnte. Rekombinationseffekte und Überlagerungseffekte könnten die Werte um einen Faktor zwei noch erhöhen. Die Näherung des konstanten Stroms

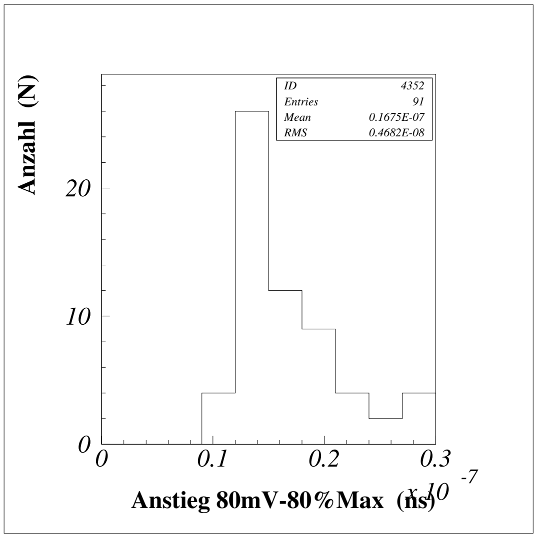

Abbildung 38: Anstiegszeit, die das verstärkte Signal benötigt, um von 80 mV (Nachweisschwelle) auf 80% der Amplitude zu gelangen.

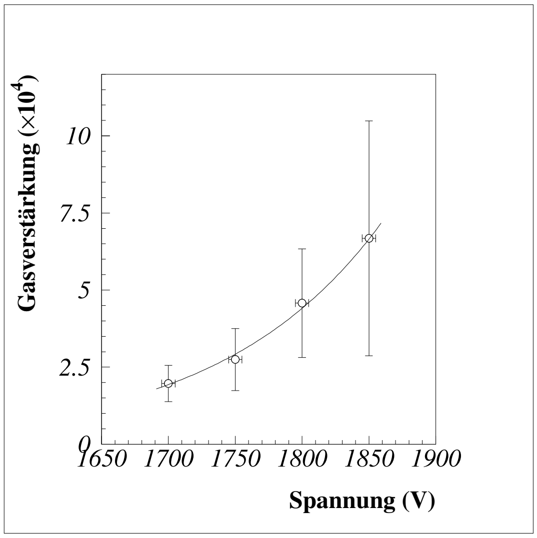

Abbildung 39: Gasverstärkungsfaktor

i während der Anstiegszeit des Signals kann ebenfalls die Werte um einen Faktor 3–6 erhöhen. Die berechneten Gasverstärkungswerte sind somit um einen Faktor 5–12 zu niedrig.

5.2 Messungen an der Verstärkerelektronik

Aus den Ergebnissen des Teststrahls geht hervor, daß die Driftkammern den Ortsdurchgang mit der erforderlichen Genauigkeit von $200\,\mu m$ reproduzieren können. Anhand von Labormessungen wird im Kapitel 5.2.2 gezeigt, daß der Beitrag der Zeitunschärfe der Elektronik eine starke Abhängigkeit von der Verteilung der Amplitudenhöhe des Eingangssignals besitzt. Folglich wird jeder Effekt, der die Amplitudenverteilung aufweitet, im Vergleich zum Teststrahl das Auflösungsvermögen verschlechtern. Da im Experiment das Detektorgas durch Stickstoff verunreinigt wird, ist damit zu rechnen, daß die Amplitudenverteilung davon wesentlich beeinflußt wird.

5.2.1 Aufbau des Labormeßstands

Um die Verstärkerkarte im Laborbetrieb störungsfrei zu betreiben, wird diese in ein Masseplatinengehäuse eingebettet. Die Einspeisung der Signale auf den Kartenstecker erfolgt über die Verbinderbuchse, welche auch in der Kammer verwendet wird. Auf die Verbinderbuchse werden über einen sechzehnpoligen Verteiler Signale eingespeist. Die Signale werden von einem „HP 8116A 50MHz (Hewlett Packard)“ Testpulser erzeugt. Die Ausgangsamplituden können von 0.01 bis $12\,V$ variiert werden. Je nach Bedarf vermindern verschiedene Spannungsteiler die Amplituden um den Faktor 16–80. Rechteckspannungen werden vom Pulser für jede verlangte Ausgangsamplitude in $7\,ns$ Anstiegszeit generiert.

5.2.2 Frequenzverhalten der Verstärkerkarten

Eine lineare zeitinvariante Verstärkerelektronik stellt ein Übertragungssystem dar, welches auf ein Eingangssignal $x(t)$ mit einer Impulsantwortfunktion $h(t)$ die Impulsantwort $y(t)$ liefert (vgl. Abb. 40) [Unb 83].

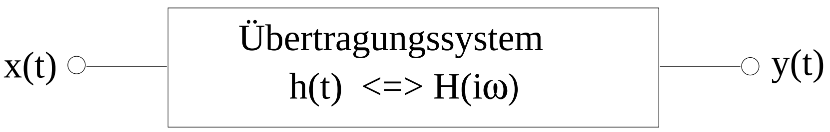

Abbildung 40: *Allgemeine Darstellung eines Übertragungsystems mit einem Eingang und einem Ausgang.*

$y(t)$ wird durch eine Faltung gegeben:

$$y(t) = h(t) * x(t)\,. \tag{40}$$

Durch eine Fourier–Transformation können die Größen völlig äquivalent in der

Frequenzebene beschrieben werden:

$$Y(i\omega) = H(i\omega) * X(i\omega) \quad \text{mit} \quad H(i\omega) = \int h(t)e^{i\omega t}\,dt\,. \tag{41}$$

Die charakteristische Größe eines analogen Verstärkers ist also der Zusammenhang, wie eine Stromamplitude am Eingang des Verstärkers zu einer Spannungsamplitude am Ausgang umgesetzt wird (Übertragungsfunktion $H(i\omega)$). Bei bekanntem $H(i\omega)$ ist die zeitliche Entwicklung der Antwortfunktion, bei einem vorgegebenen Signalverlauf, vollständig bestimmt. Die Übertragungsfunktion $H(i\omega)$ kann experimentell wie theoretisch ermittelt werden. Die Kenntnisse auf der theoretischen Ebene sollten dann einen optimalen Entwurf einer Verstärkerkarte ermöglichen. Zur Messung des Frequenzverhaltens wird in eine Verstärkerkarte über einen Spannungsteiler (vgl. Abb. 41) einer Sinusspannung eingespeist.

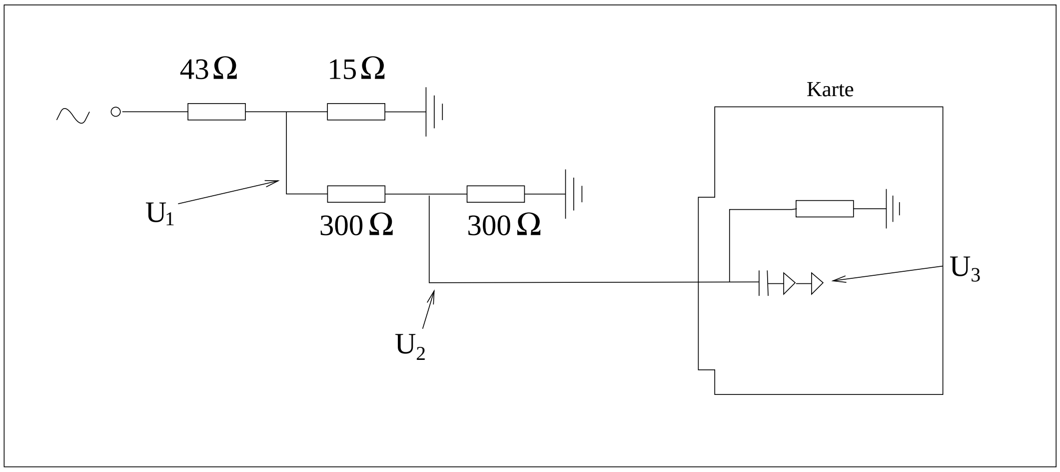

Abbildung 41: *Spannungsteiler*

Der Widerstand der Verstärkerkarte wird dann mit $R_{Karte} = \frac{300\Omega\, U_2}{U_1 - 2U_2}$ berechnet. Abbildung 42 zeigt den frequenzabhängigen Verlauf des Widerstands. Für kleine Frequenzen fließt der Strom ausschließlich über den ohm'schen Widerstand der Karte ab. Mit zunehmender Frequenz bestimmt die Impedanz der Karte den Stromverlauf.

Abbildung 43 zeigt den Verlauf von $|H(i\omega)|$. Bei niedrigen Frequenzen, kleiner als $30\,kHz$, werden die Verstärkerstufen durch einen $1\,nF$ Kondensator vom Signaleingang abgekoppelt. $|H(i\omega)|$ erreicht nur eine geringe Größe. Bei $0.32\,MHz$ erreicht die ausgegebene Amplitude mit $55.5 mV/\mu A$ einen maximalen Wert. Bei $50\,MHz$ wird ein Mikroampere nur noch zu einem Millivolt verstärkt. Signale, deren Amplitude $1/17$ der maximal möglichen Amplitude betragen, werden für das verstärkte Signal als nicht mehr maßgeblich betrachtet. Danach wird als untere Grenzfrequenz $30\,kHz$ und als obere Grenzfrequenz ca. $30\,MHz$ definiert. Die Bandbreite reicht dann über drei Dekaden.

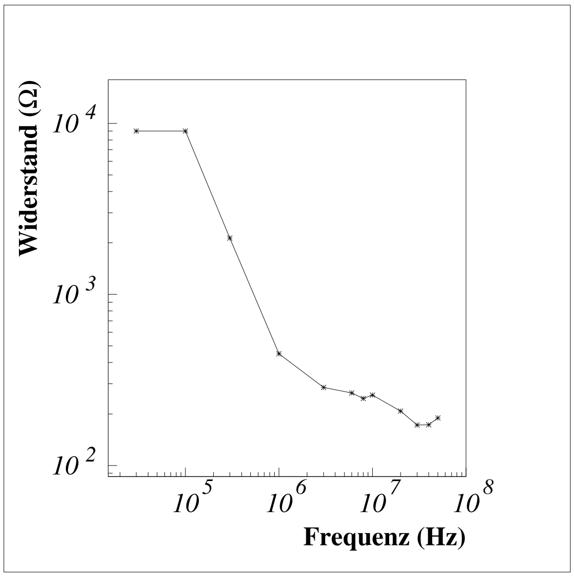

Abbildung 42: *Eingangswiderstand aufgetragen über die Frequenz sinusförmiger Eingangssignale.*

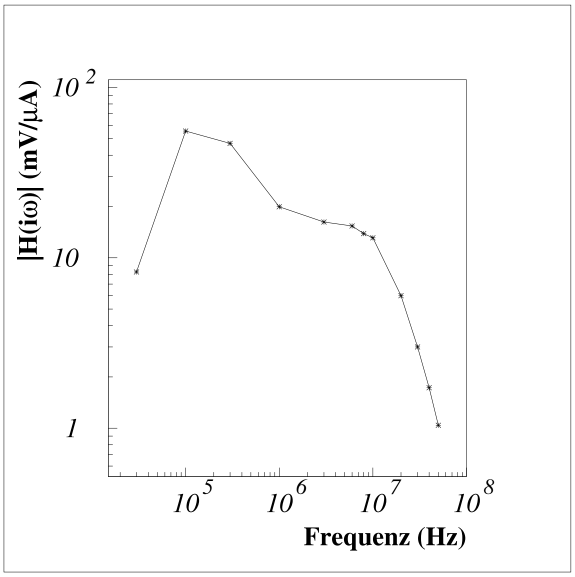

Abbildung 43: *Spannungsamplitude pro μA Eingangsstrom aufgetragen über die Frequenz eines sinusförmigen Eingangssignals.*

Eine derartig große Bandbreite wirkt sich auf eine zeitkritische Referenzmessung, bei der idealerweise zeitlich konstant zum tatsächlichen Signalbeginn ein Schwellenwert überschritten werden soll, nachteilig aus. In Kapitel 5.2.3 wird darauf ausführlich eingegangen. Da die Frequenz der maximalen Verstärkung ($0.32\,MHz$) im Vergleich mit dem Abfall der erwarteten Signale im Gigahertzbereich sehr klein ist, wurde bei der Firma ZAM eine Verstärkerkarte in Auftrag gegeben [Lac 94], welche die Fähigkeit besitzt, Frequenzanteile der Signale im Gigahertzbereich zu verstärken. Damit kann die Ankunft einzelner Cluster am Draht beobachtet werden. Diese Fähigkeit führt jedoch dazu, daß die Verstärkung absinkt und kleinere Signale nicht mehr vom Untergrund getrennt werden können. Somit würde die Effizienz wesentlich absinken. Um die Bedeutung der gemessenen Funktion $|H(i\omega)|$ zu veranschaulichen, wird ein Antwortsignal der Verstärkerkarte auf einen $100\,ns$ langen Rechteckpuls diskutiert.

Das in Abbildung 44 gezeigte Rechtecksignal wird in die Verstärkerkarte eingespeist. Abbildung 45 zeigt das von der Verstärkerkarte transformierte Antwortsignal. Wann das Minimum des Antwortsignals erreicht wird, wird von der Kapazität des Kondensator bestimmt. Es wird unabhängig von der Amplitude immer nach der gleichen Zeit erreicht. Die Karte verstärkt laut $|H(i\omega)|$ Sinusfrequenzen oberhalb von $35\,MHz$ mit Werten, die kleiner als $3\,mV/\mu A$ sind. Verglichen mit der maximalen Verstärkung werden diese Frequenzen mit einem Faktor 1/17–0 verstärkt. Dementsprechend müssen in der Signalantwort hohe Frequenzen her-

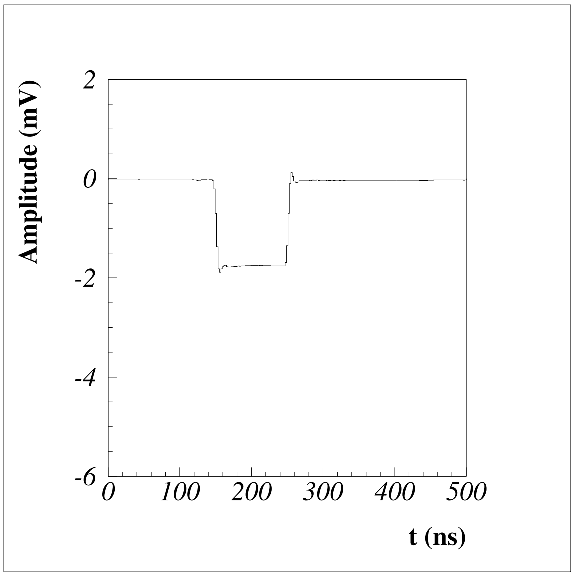

Abbildung 44: *Rechtecksignal*

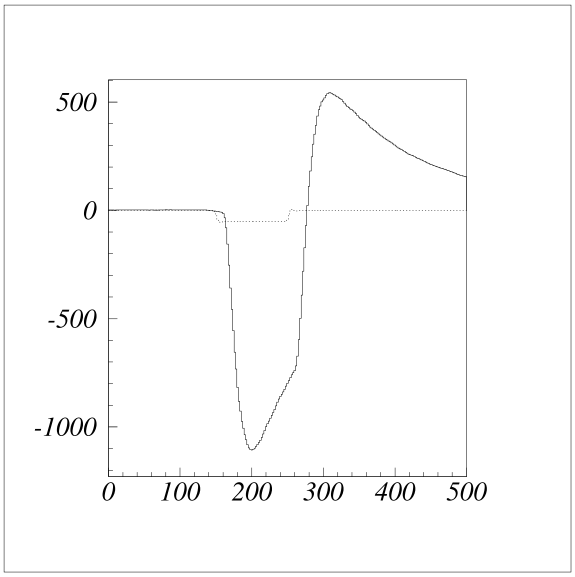

Abbildung 45: *Antwortsignal der Verstärkerkarte*

ausgefiltert sein. Dies wird von den Fourier–Spektren der Signale in aller Klarheit bestätigt (vgl Abb. 46 und 47).

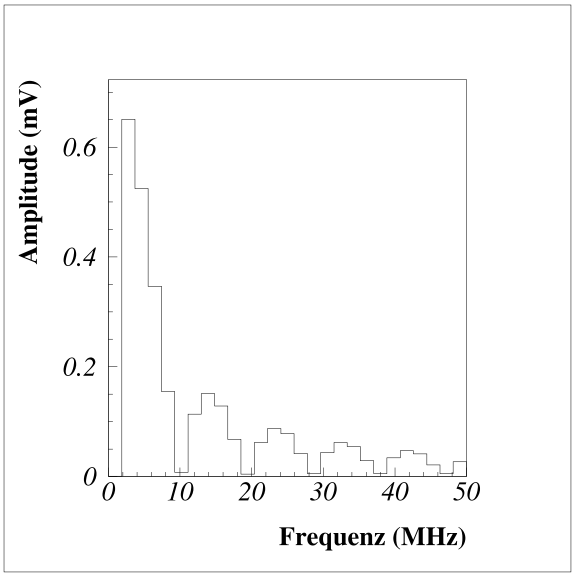

Abbildung 46: *Fourier–Spektrum des Rechtecksignals*

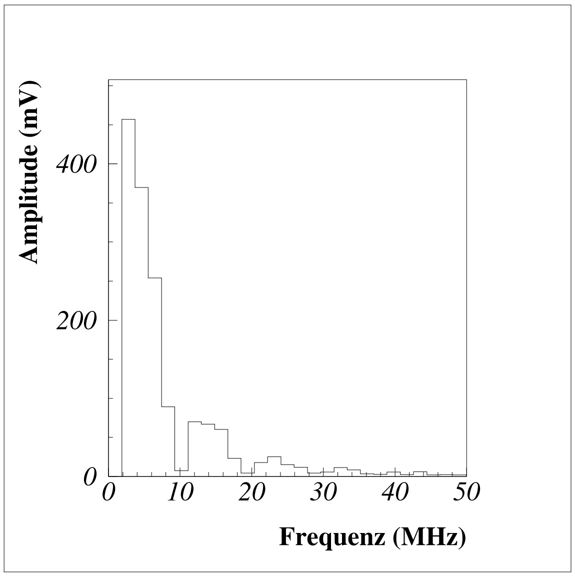

Abbildung 47: *Fourier–Spektrum des Antwortsignals*

In dem Fourier–Spektrum des Rechtecksignals sinken die Amplituden der zum Signal beitragenden Frequenzen umgekehrt proportional mit zunehmender Frequenz. Den höchsten Beitrag liefert die Grundschwingung mit $0.65\,mV$. Die $32\,MHz$–Schwingung zum Beispiel trägt nur noch 9% davon zum Signal bei. Im

Fourier–Spektrum des Antwortsignals ist erkennbar, daß der Frequenzbereich von 0 bis 20 MHz gut verstärkt wird. Die Amplitude der Grundschwingung wird auf 450 mV verstärkt. Der Bereich von 20 bis 35 MHz wird in dem Maße, in dem die Übertragungsfunktion $|H(i\omega)|$ absinkt, abgeschwächt verstärkt. Die Amplitude der 32 MHz–Schwingung beträgt nun im verstärkten Signal nicht mehr 9% sondern 2% von der Amplitude der Grundschwingung. Für Frequenzen oberhalb von 35 MHz ist die Verstärkung vernachlässigbar klein.

5.2.3 Zeitverzögerung der Kartensignale (walk)

Wird also ein Rechtecksignal zu einem Zeitpunkt t_1 in die Verstärkerkarte eingespeist, dann werden die einzelnen Frequenzen des Fourier–Spektrums gemäß $|H(i\omega)|$ verstärkt. Phasenbeziehungen werden hier nicht betrachtet. Die Ausgabe des analog verstärkten Signals folgt dem Eingangssignal mit einer bestimmten Zeitverzögerung. Sei t_2 der Zeitpunkt, bei dem das Signal einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet, so ist $t_2 - t_1$ die Zeitdifferenz Δt, welche die Karte benötigt, um das Signal zu verstärken und ein ECL–Signal weiterzugeben. Aus der Tatsache, daß der erste schnelle Anstieg sich phasenabhängig additiv aus den hohen Frequenzen von 6–40 MHz zusammensetzt, folgt eine amplitudenabhängige Änderung der Zeitdifferenz. Ist die Gesamtamplitude zum Beispiel gerade so groß, daß die Kartenschwelle im ersten Maximum der 32 MHz–Schwingung überschritten wird, dann beträgt Δt 7.8 ns plus der Laufzeit, die das Signal benötigt, um die Leiterbahnen und die Verstärkerbauteile zu passieren. Ist die Amplitude gerade so groß, daß die Kartenschwelle im ersten Maximum der 7.1 MHz Frequenz überschritten wird, beträgt Δt 35 ns. Diese theoretische Betrachtung kann eindeutig mit experimentellen Daten belegt werden. Dabei wird meßtechnisch Δt als Zeitdifferenz zwischen einem auf halber Höhe getriggerten Rechtecksignal und einer 80 mV Schwelle des Ausgangssignals bestimmt. Da sich die Amplitude eines realen Signals immer aus der Addition der Amplituden aller Frequenzen ergibt, wird die Gesamtamplitude des Eingangssignals als Parameter benutzt. Abbildung 49 zeigt Δt aufgetragen über die Amplitude des Eingangssignals.

Es wurde verifiziert, daß die Anteile der verschiedenen Frequenzen im Signal des Testpulsers über alle vermessen Amplitudenhöhen konstant geblieben sind. Wird also die Amplitude eines gegebenen Rechtsignals erhöht, werden alle Frequenzanteile direkt proportional erhöht. Bei 0.15 mV Amplitudenhöhe, was einer Zeitverzögerung von 35 ns entspricht, ist offenbar der Beitrag der 7.1 MHz–Schwingung groß genug, damit das verstärkte Signal die 80 mV–Schwelle überschreitet. Die maximale Amplitude des Signals beträgt hierbei 97 mV. 10 mV Amplitudenhöhe des Rechtecksignals korrelieren mit einer Zeitverzögerung von 7 ns. Besitzen die Kammersignale und das Rechtecksignal, das für die Messungen benutzt wurde, im oberen Frequenzgang ein ähnliches Fourier–Spektrum, sind die

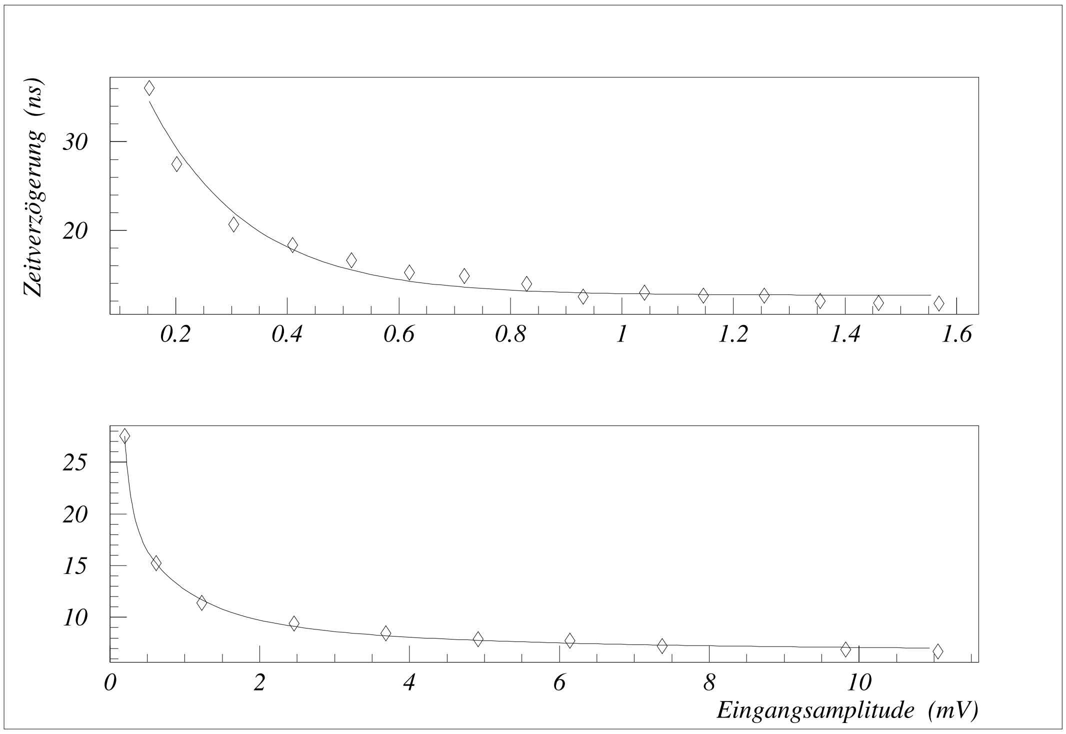

Abbildung 48: *Zeitverzögerung in Abhängigkeit von der Amplitude des Eingangssignals. Oben im Bereich von* $0 - 62\,mV$. *Unten im Bereich von* $0 - 1.6\,mV$

Ergebnisse vergleichbar. Für die Verstärkung der Rechteckpulse wurde ein Faktor $658\,mV/mV\,Eingangsspannung$ ermittelt (vgl. Kapitel 5.2.4). Wird die parametrisierte Zeitverzögerungsfunktion aus Abbildung 48 mit den Amplitudenverteilungen gefaltet, so verursachen die unterschiedlichen Amplitudenhöhen der Signale entsprechend ihrer Gewichte, eine Verteilung der Zeitverzögerung um einen Mittelwert. Die Standardabweichung dieser Verteilung ist der Zeitauflösung äquivalent. Abbildung 49 zeigt die Ergebnisse dieser Faltung für vier verschiedene Hochspannungen. Bei $1800\,V$ Kathodenspannung beträgt die Zeitauflösung $2.0\,ns$. Folglich beläuft sich der Beitrag des Zeitverzögerungseffekts zur Ortsauflösung auf ca. $120\,\mu m$. Mit abnehmender Kathodenspannung vergrößert sich die Ortsauflösung in einem ähnlichen Verhältnis, wie die experimentell ermittelte Ortsauflösung des Teststrahls, siehe Abbildung 31. Die Verschlechterung der Auflösung von $1800\,V$ auf $1750\,V$ ist kleiner als die von $1750\,V$ auf $1700\,V$.

Der prinzipielle Verlauf der Ortsauflösung in Abbildung 31 kann ebenfalls mit dem Zeitverzögerungseffekt der Karte erklärt werden. In Abbildung 50 ist die Amplitudenhöhe gegen die Driftzeit aufgetragen. Es wird deutlich, daß die Amplitudenhöhe eine Ortsabhängigkeit bzw. eine Abhängigkeit von der Driftzeit aufweist. In dem Bereich, in dem die Auflösung größere Werte zeigt, sind auch die Amplitudenhöhenunterschiede größer und verschmierter. Allgemein nehmen die Amplitudenhöhenunterschiede mit größerer Driftzeit ab und die Werte liegen immer enger

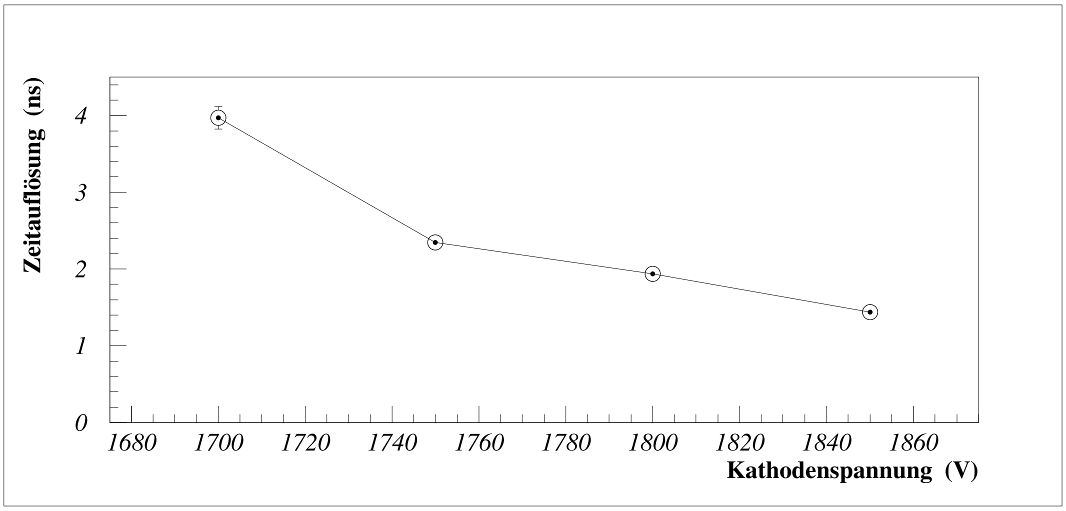

Abbildung 49: *Zeitauflösung aufgrund des Zeitverzögerungeffekts der Verstärkerkarte als Funktion der angelegten Hochspannung.*

um einen mittleren Wert der Verteilung, womit auch die Auflösung abnimmt.

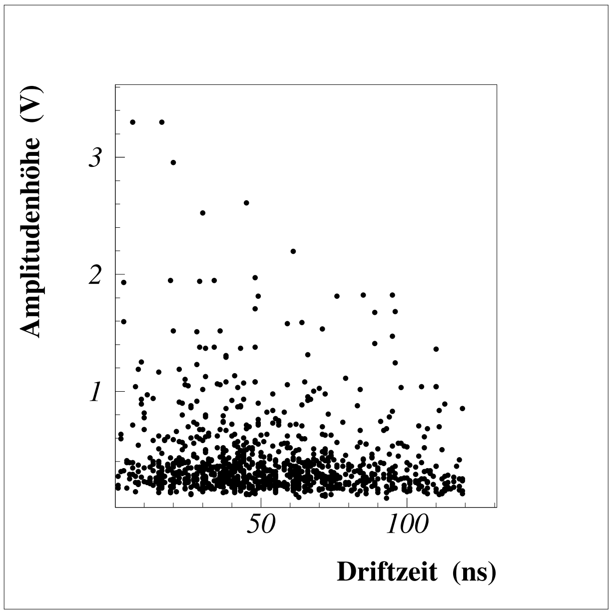

Abbildung 50: *Amplitudenhöhe in Abhängigkeit von der Driftzeit bei einer Kathodenspannung von* $1700\,V$.

5.2.4 Übersprechverhalten der Karte im Labor

Als Testsignal wird im weiteren ein Rechtecksignal über einen Spannungsteiler eingekoppelt. In der Abbildung 51 ist die Amplitude des verstärkten Signals als Funktion der Eingangsamplitude eines Kanals der Verstärkerkarte gezeigt. Zunächst steigt die Amplitude des verstärkten Signals direkt proportional zur Eingangsamplitude. Wenn der Durchschaltpunkt des Transistors erreicht wird, kommt die Verstärkung in die Sättigung. Der Durchschaltpunkt wird bei ca. $5mV$ Eingangsamplitude erreicht. Dies entspricht einer Ausgangsamplitude von ca. $3.3V$. Im linearen Bereich hat die hier gezeigte Verstärkerkarte einen Verstärkungsfaktor von $658.1 \pm 39mV/mV$. Die Messung von 8 verschiedenen Verstärkerkarten ergab im linearen Bereich einen mittleren Verstärkungsfaktor von ca. $682 \pm 43mV$. Diese Verstärkungsfaktoren gelten nur für Signale, welche ein gleiches Fourier–Spektrum aufweisen. Signale, die mehr höhere Frequenzanteile und weniger niedrigere aufweisen, werden ineffektiver verstärkt. Bei angelegter HV von $1800V$ an der Kammer liegen ca. 95% der Amplituden im linearen Bereich der Verstärkerkarte.

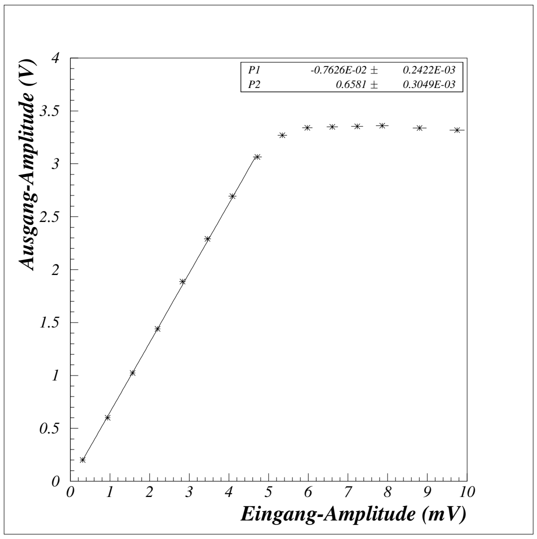

Abbildung 51: *Verstärkerkennlinie*

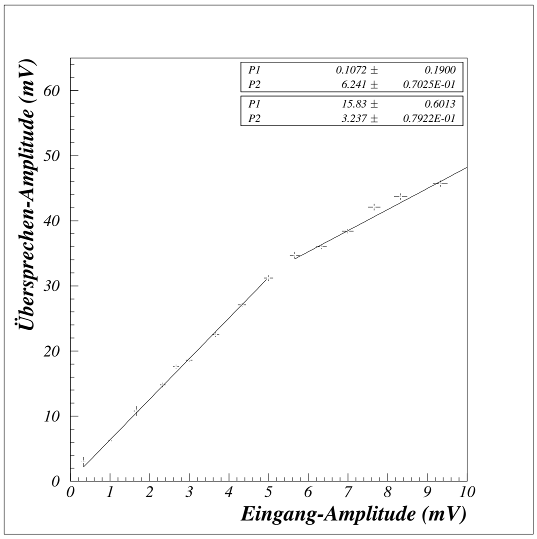

Abbildung 52: *Amplitudenübersprechen Kanal 4→3*

Im linearen Bereich wie im Sättigungsbereich der Verstärkung kann proportional zur Amplitude des Testsignals an den Nachbarkanälen der Karte ein kleines Signal beobachtet werden. Das amplitudenabhängige Übersprechen zu einem Nachbarkanal wird in Abbildung 52 als Funktion der Eingangsamplitude dargestellt. Das Übersprechen steigt erst proportional zur Eingangsamplitude mit dem Verhältnis $6.24mV/mV$ an. Wenn die Verstärkung in die Sättigung kommt, verringert sich dieses Verhältnis auf ca. $3.2mV/mV$. Dies gilt zumindest für das Amplitudenübersprechen von Kanal vier auf drei.
Das Übersprechen des n-ten Kanals auf ihren jeweils rechten Nachbarkanal, also den $(n+1)$–ten Kanal, für ein Testsignal mit der Amplitude $4.55mV$, wird in Abbildung 53 gezeigt. Abbildung 54 zeigt das Übersprechen des n-ten Kanals auf den jeweils linken Nachbarkanal, also $(n-1)$–ten Kanal. In Abbildung 53 ist erkenn-

bar, daß das Amplitudenübersprechen auffällige Strukturen besitzt, die örtlich von den Kanälen, abhängig sind.
Erstens fällt auf, daß innerhalb eines Fujitsubaustein das Amplitudenübersprechen nach rechts oft ansteigt.
Zweitens fällt auf, daß das Übersprechen zwischen Nachbarkanälen, die auf verschiedenen Fujitsubausteinen liegen, immer größer ist als innerhalb eines Fujitsubausteins. Alle Werte in den Abbildungen 53 und 54 liegen zwischen 0.4%

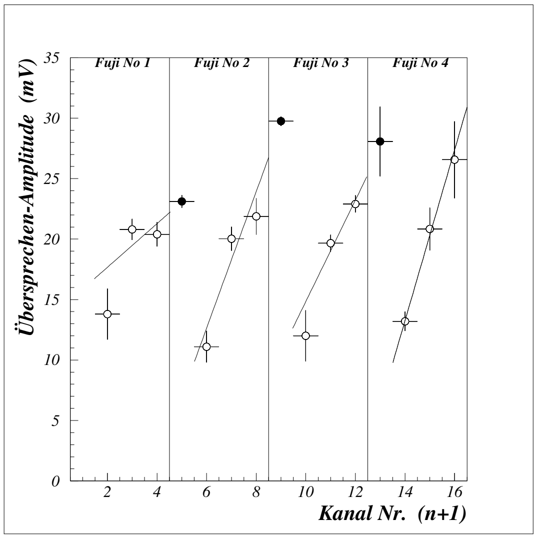

Abbildung 53: *ACT der Kartenkanäle 1-16 nach rechts*

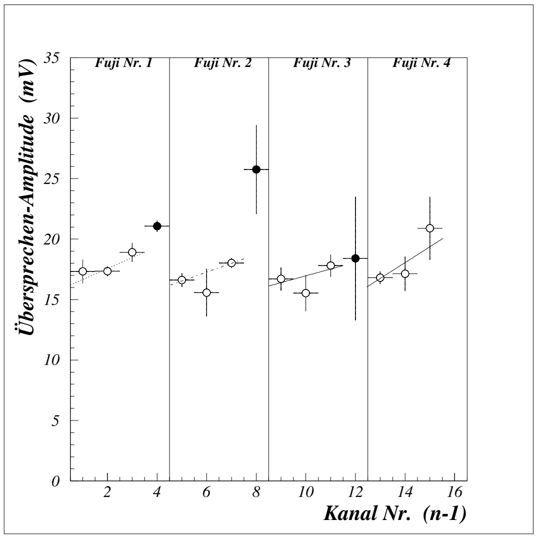

Abbildung 54: *ACT der Kartenkanäle 1-16 nach links*

und 1% der Amplitude des jeweiligen Signals, welches das Übersprechen erzeugt. Abbildung 55 zeigt das Amplitudenübersprechen aller Kanäle, wobei nur an Kanal Nr. 8 ein Signal angelegt wurde. Das Amplitudenübersprechen sinkt selbst auf den entferntesten Kanälen nicht unter 12mV (0.4%). Das heißt, daß eine weitreichende Kopplung existiert. Eine solche kann durch Signalfortpflanzung auf den Verbindungsleitungen entstehen. Messungen haben gezeigt, daß hierfür die 8V-Versorgungsleitung in Frage kommt. Abbildung 56 zeigt das Übersprechen der 8V-Versorgungsleitung. Es beträgt im Mittel ca. 0.8%.
Wie vorher wurde ebenfalls nur Kanal Nr.8 mit einem Signal beschickt. Der Meßpunkt befindet sich so nahe wie möglich an der Transistorschaltung eines jeden Kanals. Dieser Punkt ist direkt vor dem 470Ω-Widerstand in Abbildung 11 (D:12) auf der P8 Leitung.
Die Kopplung kann folgendermaßen erklärt werden:
Das schnelle Durchschalten des Transistors führt zu dem Übersprechen auf die 8V-Leitung. Das heißt, die Kapazität der 8V-Leitung ist nicht groß genug, um eine stabile Spannungsversorgung am Meßpunkt zu gewährleisten. Lötet man einen Kondensator (10μF) an den Versorgungspunkt am Widerstand zur Masse, so wird

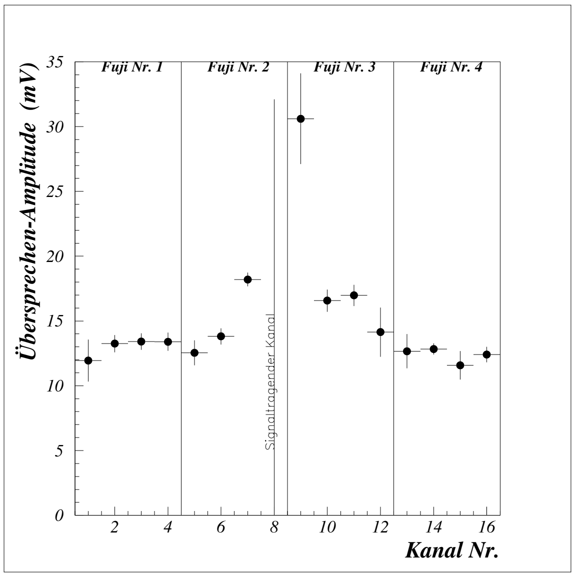

Abbildung 55: *Das Übersprechen aller Nachbarkanäle bei einem Eingangssignal von* $4.55mV$ *an Kanal Nr. 8 .*

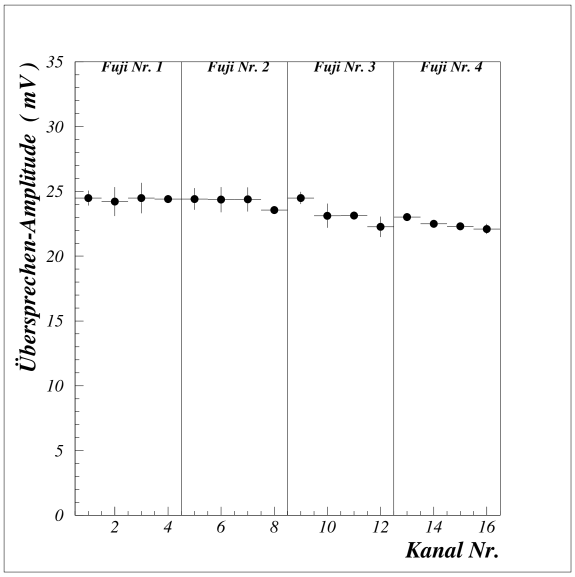

Abbildung 56: *Übersprechen der 8V-Versorgungsleitung bei einem Eingangssignal mit* $4.55mV$ *an Kanal Nr.8*

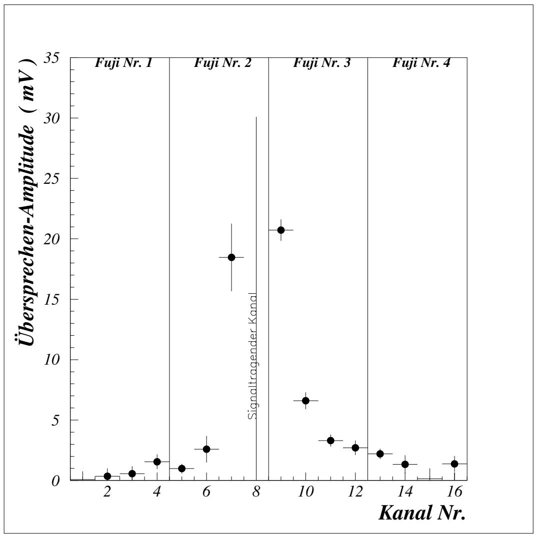

Abbildung 57: *Übersprechen aller Nachbarkanäle bei einem Eingangssignal von* $4.55mV$ *an Kanal Nr.8, mit aufgelöteten Kondensator an der 8V-Leitung des Kanals Nr. 8*

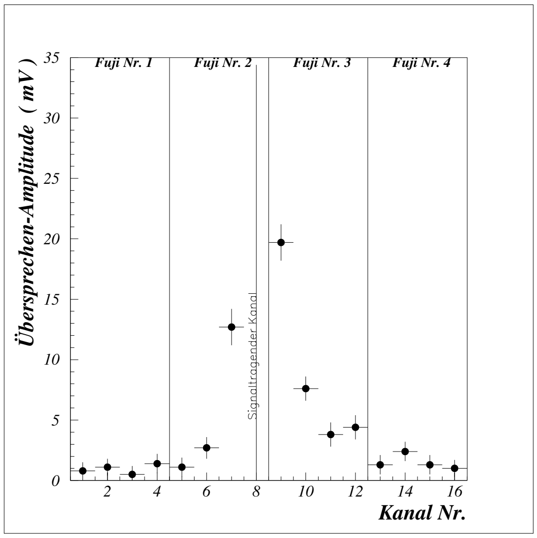

Abbildung 58: *Wie Abbildung 8 allerdings mit vier aufgelöteten Kondensatorern an der 8V-Leitung der Kanäle Nr. 3, Nr. 7, Nr. 11 und Nr. 15.*

die Kapazität erhöht. Das Übersprechen auf die 8V-Leitung beträgt dann nur noch 4mV statt der 24mV aus Abbildung 56. Mit vier aufgelöteten Kondensatoren sinkt

es sogar auf 1mV. Die Auswirkung auf das Übersprechen ist in Abbildung 57 (ein Kondensator) oder in Abbildung 58 (vier Kondensatoren) zu sehen. Das Übersprechen kann mit Kondensatoren also enorm verringert werden. Noch gewichtiger wird dies, wenn die Karte Mehrfachtreffer erhält. Mehrfachtreffer treten dann auf, wenn mehrere Teilchen gleichzeitig den Abtastbereich einer Karte passieren. Mit mehreren Signalen auf einer Karte erhöht sich auch das Übersprechen auf die 8V-Leitung, siehe Tabelle 8 .
Mit vier Kondensatoren jedoch kann das Übersprechen auf die 8V-Leitung nahezu eliminiert werden, siehe Tabelle 9.
Da während des Experiments viele gleichzeitige Treffer auftreten können, wird das Amplitudenübersprechen je nach Häufigkeit der Treffer unterschiedlich groß sein. Wird eine Karte also auf vier Kanälen gleichzeitig von starken Signalen (4.55mV) getroffen, bedeutet dies, daß bei einer Schwelle von 60mV allein auf Grund des Amplitudenübersprechens auf der Karte alle Kanäle “feuern”.
Das Amplitudenübersprechen, welches durch kapazitive (elektromagnetische) Kopplung an den Nachbarkanälen Übersprechen verursacht, wurde im Rahmen der Mehrfachtreffer noch nicht berücksichtigt. Dieser Effekt wirkt sich dann negativ aus, wenn die Karte zwei oder drei Treffer erhält. Das Amplitudenübersprechen an den Nachbarkanälen übersteigt dann mit höherer Wahrscheinlichkeit die Schwelle, als dies bei einem einzigen Treffer der Fall wäre.

Anzahl der getroffenen Kanäle	8V-Leitung Übersprechen (mV)	Übersprechen (mV) hinter dem Transistor
1	21.00	17.70
2	44.13	33.17
3	67.50	50.80
4	93.90	69.90

Tabelle 8: *Es wurden die Kanäle eins, fünf, neun und dreizehn benutzt, um Mehrfachtreffer zu simulieren. Die Amplitude des Eingangssignals betrug jeweils 4.55mV. Am Kanal sechzehn wurde das Amplitudenübersprechen gemessen.*

Übersprechen mit vier Kondensatoren

Anzahl der getroffenen Kanäle	8V-Leitung Übersprechen (mV)	Übersprechen (mV) hinter dem Transistor
1	1.11	0.9
2	1.58	1.8
3	2.2	1.9
4	3.8	2.9

Tabelle 9: *Wie Tabelle 2, allerdings mit vier zusätzlichen Kondensatoren, aufgelötet an der 8V-Leitung der Kanäle Nr. 3, Nr. 7, Nr. 11 und Nr. 15.*

5.3 Messungen an der Kammer

5.3.1 Übersprechverhalten der Kammer im Labor

- Meßaufbau

  In die Driftkammer wird ein Signal in einen Signaldraht eingespeist. Das Übersprechen am Nachbarsignaldraht wird mit Hilfe einer Verstärkerkarte und dem Oszilloskop gemessen. Die Verstärkerkarte wurde dazu entsprechend präpariert. Um das Signal in die Anschlußbuchse der Kammer zu injizieren, wurde auf der Verstärkerkarte ein Lemokabel verlegt und an den Verbindungsstecker gelötet, siehe Abbildung 10 bzw. Abbildung 11 (IN) (F:1). Um jegliche Elektronikeffekte zu vermeiden, wurde die Verbindung zum Fujitsu-Verstärkerchip durch Herauslöten des 100Ω-Widerstands unterbrochen, siehe Abbildung 11 (F:3). So kann das Übersprechen der Kammerdrähte (inclusive Fanout) allein ermittelt werden.

Mit dieser Karte wird das Übersprechen zwischen Drähten innerhalb einer Ebene gemessen. In den Tabellen 10 und 11 wird das Übersprechen in Prozent angegeben. Die folgenden Meßergebnisse konnten mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm 0.1\%$ ermittelt werden. Es handelt sich jedoch um den Fehler der Messung mit dem Oszilloskop, das heißt, daß der systematische Fehler nicht ermittelt worden ist. Andere Drähte können also über den Fehler hinaus unterschiedliche Werte haben. Die Längen der Drähte in den verschiedenen Ebenen sind in Tabelle 2 angegeben.

Für BC 1/2		
Übersprechen innerhalb der X0 Ebene:	X0→X0	1.2%
Übersprechen der X0 auf die X1 Ebene:	X0→X1	0.3%
Übersprechen innerhalb der V0 Ebene:	V0→V0	1.6%
Übersprechen der V0 auf die V1 Ebene:	V0→V1	0.2%

Tabelle 10: *Prozentuales Übersprechen innerhalb verschiedener Ebenen und zwischen verschiedenen Ebenen für die BC 1/ 2*

Das Übersprechen in der Kammer besitzt also eine kapazitive Komponente und die Drähte verhalten sich wie ein Kondensator zueinander. Es gibt drei Möglichkeiten, wie diese zustande kommt:

Fanoutleitung → Fanoutleitung
Fanoutleitung →Testleitung → Fanoutleitung
Signaldraht → Potentialdraht → Signaldraht

In der Abbildung 59 ist das Übersprechen über die vier vorhandenen Drahtlängen aufgetragen. Es verhält sich in guter Näherung linear. Die so ermittelten Werte gelten natürlich nur für Signale, deren Frequenzspektrum gleich ist.

Für BC 3/4		
Übersprechen innerhalb der X0 Ebene:	X0→X0	1.4%
Übersprechen der X0 auf die X1 Ebene:	X0→X1	0.6%
Übersprechen innerhalb der V0 Ebene:	V0→V0	2.0%
Übersprechen der V0 auf die V1 Ebene:	V0→V1	0.7%

Tabelle 11: *Prozentuales Übersprechen innerhalb verschiedener Ebenen und zwischen verschiedenen Ebenen für die BC 3/ 4*

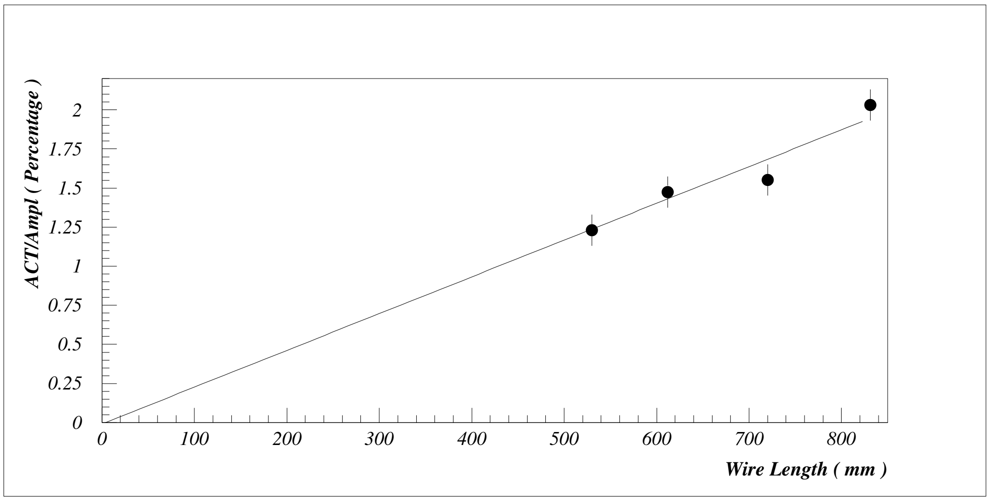

Abbildung 59: *Prozentuales Übersprechen als Funktion der Drahtlänge*

5.3.2 Reales Übersprechverhalten von Kammer und Karte (Quellenmessung)

Um das reale Übersprechverhalten der Kammer zu untersuchen, wurde ein einfach kollimierter Ruthenium β^-–Strahler auf die Driftkammer gerichtet. Die Rutheniumquelle liefert Elektronen mit einer Energie kleiner 3.541MeV [Pdb 94]. Mit Bleiplatten wurde der Strahl begrenzt, so daß der dahinterliegende Szintillationszähler nur Elektronen aus einer Driftzelle anzeigte. Der Szintillationszähler wurde im Abstand von $92\,cm$ angebracht. Damit wird gewährleistet, daß die Elektronen zum Zeitpunkt der Durchquerung der vordersten Ebene, minimalionisierende Teilchen sind. Nach [Mus 88] beträgt die Reichweite von Elektronen mit der Energie $1MeV$ in Luft ca. $2m$. Das Teilchen verliert an den Kaptonfolien der Driftkammerebenen mehr Energie als in Luft. Damit stammen die Elektronen, welche ein Szintillationsereignis auslösen, aus einem Energiebereich zwischen ca. $0.2\,MeV$ und $3.5\,MeV$. Teilchen mit einer Energie größer oder gleich $1.5\,MeV$ sind minimalionisierend. Mit den niederenergetischeren Elektronen von ca. $0.2\,MeV$ bis $3.5\,MeV$ können die Energiewerte des relativistischen Anstiegs simuliert werden(vgl. Abb. 13). Die Qualität dieser Annäherung kann durch einen Vergleich der normierten Amplitudenverteilungen einer Teststrahlmessung mit einer Quellenmessung gegeben werden (vgl. Abbildung60). In Abbildung 61 und 62 oben

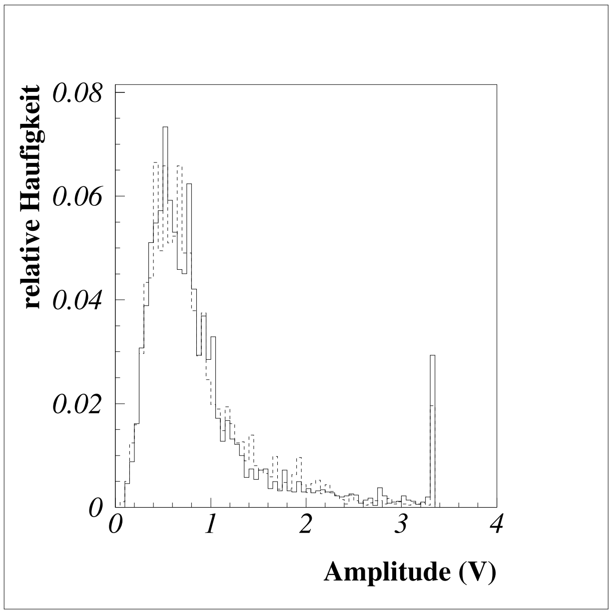

Abbildung 60: *Normierte Amplitudenverteilungen bei 1800V Kathodenspannung. Die durchgezogene Verteilung stammt von den β^{-}Elektronen der Rutheniumquelle, die gestrichelte wurde am Teststrahl 21 aufgezeichnet.*

werden zwei Pulse mit Amplitudenhöhen, die größer als $2V$ sind, gezeigt. Die Pulse wurden von Quellenelektronen erzeugt. Jeweils darunter ist der Signalverlauf am Nachbardraht zu sehen. Abbildung 61 zeigt ein Signal an dem Nachbardraht, dessen Leitungsführung auf dem Fanout zur Leitung des Signaldrahts getrennt verläuft, da die Leiterplatine zu einer benachbarten Verstärkerkarte führt. Während das eigentliche Signal negativ ist, verläuft das übersprechende Signal zeitgleich im Positiven. Die Amplitude beträgt etwa 1% von der Signalamplitude. In Kapitel 4.3.3 wird erläutert, wie ein positives Signal zustande kommt. Aus der Abbildung 61 folgt, daß die positive Signale erzeugende Wirkung der Gasionen über die negative kapazitive Kopplung der Drähte dominiert. Abbildung 62 zeigt ein Signal an dem Nachbardraht, dessen Leitungsführung auf dem Fanout parallel zur Leitung des Signaldrahts verläuft und demnach von der gleichen Verstärkerkarte verarbeitet wird. Im Gegensatz zum Übersprechen des anderen Drahtes verläuft dieses Signal zeitgleich zum Muttersignal in die gleiche negative Richtung, um anschließend, nachdem der erste steile Anstieg vorbei ist, in die umgekehrte Richtung ins Positive auszuschlagen. Der negative Ausschlag erklärt sich hauptsächlich aus Karteneffekten, die in Kapitel 5.2.4 behandelt werden. Die Karteneffekte besitzen eine kurzzeitigere Wirkungsstruktur und sind von

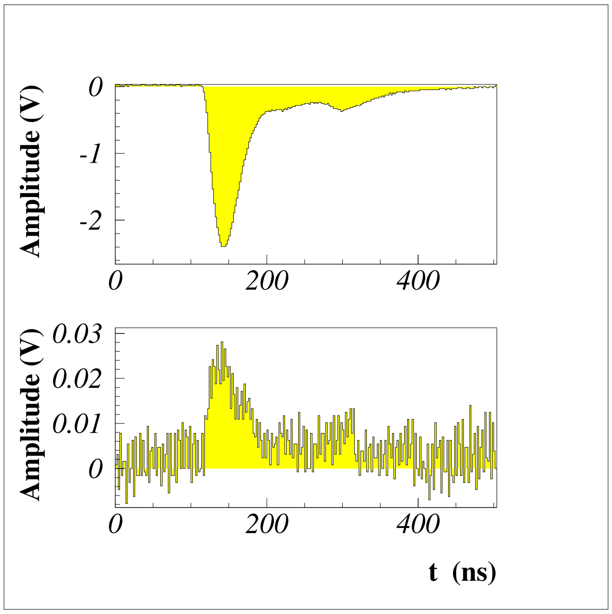

Abbildung 61:

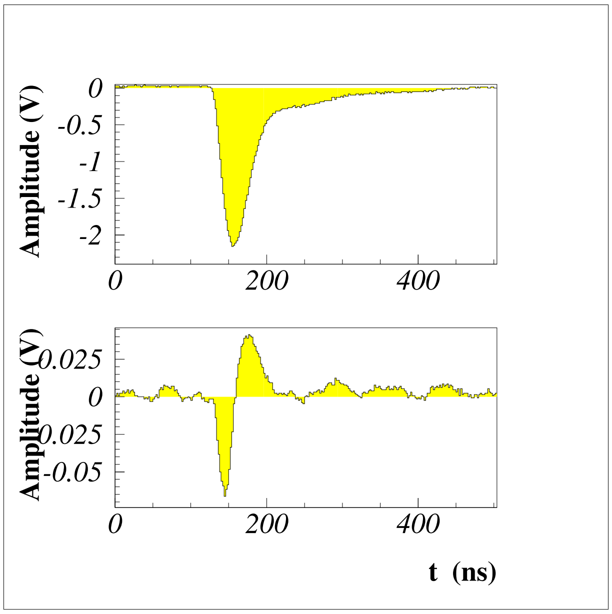

Abbildung 62:

der Anstiegsgeschwindigkeit des Signals abhängig. Nachdem diese abgeklungen sind, kommen die positiven Signalanteile zum Tragen. Der positive Ausschlag des Übersprechens ist im Falle dieser Messungen noch größer als zwischen getrennten Leitungsführungen. Abgesehen von der Tatsache, daß die beiden Messungen zwischen zwei verschiedenen Drähten durchgeführt wurden und somit in ihren absoluten Werten nicht vergleichbar sind, kann ein systematisch größerer positiver Ausschlag durch ein Überschwingen der Karte erklärt werden, welches gut in Abbildung 45 beobachtet werden kann. Zu einer bestimmten Hochspannungsversorgung der Kathoden können Grenzwerte für das negative und das positive Übersprechen zu den Nachbardrähten gefunden werden. Für eine Kathodenspannung von $1800\,V$ wird in Abbildung 63 zum Beispiel das positive Übersprechen in Prozent in Abhängigkeit von der Amplitude des verstärkten Signals dargestellt.

Für kleine Amplituden scheint das Übersprechen große prozentuale Werte anzunehmen. Das Rauschen eines ausgelesenen Kartenkanals beträgt ca. $15 - 20\,mV$. Für kleinere Amplituden eines Signals, zum Beispiel $200\,mV$ ist die Amplitude des übersprechenden Signals bei einem Übersprechen von 1% gerade so groß wie das Rauschen auf diesem Kanal. Demzufolge kann der physikalische Effekt des Übersprechens erst bei höheren Amplituden beobachtet werden. Die prozentualen Werte des Übersprechens gehen in ein Plateau über, in dem das Rauschen einen vernachlässigbaren Anteil liefert. Der Mittelwert, den das Übersprechen im Bereich des Plateaus einnimmt, wird als Grenzwert benutzt, um für die drei Kathodenspannungen 1700, 1750 und $1800\,V$ die Werte für positives wie negatives Überspre-

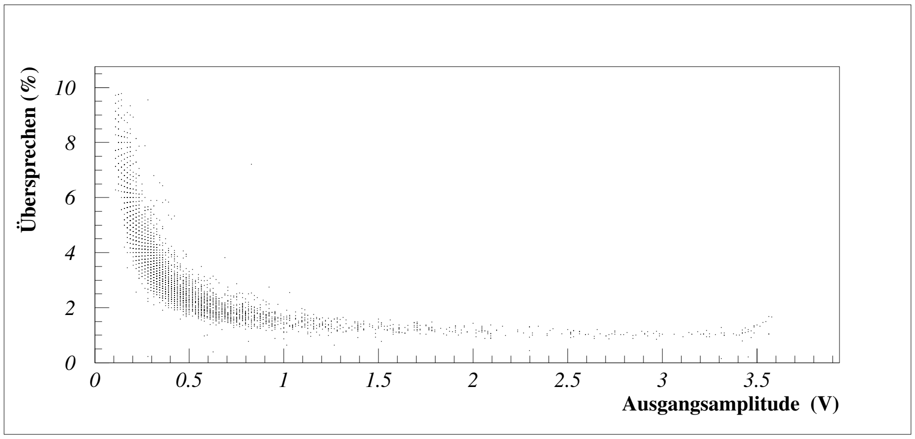

Abbildung 63: *Prozentuales Übersprechen in Relation zur Ausgangsamplitude.*

chen zu ermitteln, welche in Abbildung 64 eingetragen sind.

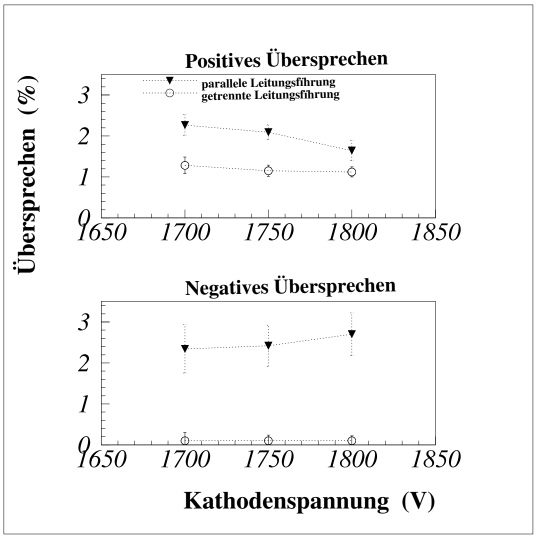

Abbildung 64: *Prozentuales Übersprechen in Abhängigkeit verschiedener Kathodenspannungen.*

Werden Signal– und Nachbarkanal auf den FANOUTs getrennt und von zwei verschiedenen Karten verstärkt, verbleibt das positive Übersprechen nahezu konstant bei ca. 1%. Dies bestätigt, daß das von den Gasionen erzeugte Signal am Nachbardraht und das kapazitive Übersprechen zwei gegenseitig aufhebende Effekte sind. Offensichtlich hängen beide Effekte erwartungsgemäß im gleichen Maße von der Größe des Gasverstärkungsprozesses ab, so daß ihre Summe für alle Kathodenspannungen einen konstanten Wert ergibt. Ein negatives Übersprechen kann praktisch nicht gemessen werden. Werden Signal– und Nachbarkanal auf den FANOUTs parallel in ein– und dieselbe Karte geführt und verstärkt, kann positives wie negatives Übersprechen festgestellt werden. Das negative Übersprechen erhöht sich mit zunehmender Kathodenspannung. Dadurch wird das positive Übersprechen um diesen Betrag vermindert.

6 Resümee und Ausblick

Ziel des HERMES–Experiments ist die Messung der Verteilung des Nukleonenspins auf seine Komponenten, aus denen es gebildet wird. Im hinteren Teil des Magnetspektrometers befinden sich die HERMES–Driftkammern. Eine Einzeldrahtauflösung der Driftkammern kleiner als $200\,\mu m$ hat auf die Impulsauflösung des Detektors keinen nennenswerten Einfluß. Mit einer weiteren Verschlechterung der Einzeldrahtauflösung wird jedoch die Auflösung des Detektors ebenfalls merklich verschlechtert. Während des Teststrahl konnte ein Auflösung unterhalb von $200\,\mu m$ nachgewiesen werden. Im Experiment liegen die Auflösungswerte etwas darüber, was vermutlich von einer geringen Verunreigung des Kammergases mit N_2 verursacht wird. Es wurde gezeigt, daß ein beträchtlicher Anteil der Kammerauflösung von der Verstärkerelektronik verursacht wird. Durch eine optimale Anpassung der Vorverstärkerelektronik an die Bedingungen der Kammersignale könnte vermutlich eine erhebliche Verbesserung der Auflösung erreicht werden. Um eine Optimierung zu erzielen, muß der reale Verlauf der Potentialentwicklung am Ausgang der Drähte bekannt sein. Der wesentliche, unbekannte physikalische Faktor ist die Varianz des Gasverstärkungsprozesses für das verwendete Kammergas Ar–CO_2–CF_4. Ist der reale Verlauf der Signale bekannt, kann die Reaktion einer Verstärkerkarte auf diese dann simuliert werden und eine optimale Übertragungsfunktion gefunden werden. Bei Kenntnis der optimalen Übertragungsfunktion einer Verstärkerkarte, kann festgestellt werden inwiefern diese realisiert werden kann. Auf der Grundlage der Messungen dieser Arbeit, könnte mit Hilfe einer systemtheoretischen Analyse, der reale Verlauf der Signale durch eine Rücktransformation dieser Signale über die vollständig imaginäre Übertragungsfunktion der Verstärkerkarten ermittelt werden.

Das reale Übersprechverhalten der Kammer konnte in dieser Arbeit vollständig erklärt werden. Die negative, kapazitive Kopplung der Drähte wird von der positive Signale erzeugenden Wirkung der Gasionen überdeckt, so daß das Übersprechen allein zwischen zwei Drähten zu einem positiven Signal führt. Die Amplitude des positiven Übersprechens beträgt ca. 1% der Signalamplitude und könnte mit einer Verstärkerkarte, die selektiv nur negative Signale in ECL–Signale übersetzt, völlig eliminiert werden. Das negative Übersprechen wird allein von der Verstärkerkarte erzeugt und beläuft sich auf ca. 2–3% der Signalamplitude. Die übersprechenden Signale sind nur selten größer als $100\,mV$. Deshalb überschreiten sie den Nachweisschwellenwert der Karte nur für kurze Zeit, wodurch die ECL–Signale extrem kurz sind. Dies kann zur Erkennung des Übersprechens bei der Datenaufnahme dienen.

Literatur

[Abe 95] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 346.

[Ade 93] B. Adeva et al., Phys. Lett. **B302** (1993) 533.

[Alg 76] M.J. Alguard et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1261.

[Alg 78] M.J. Alguard et al., Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 70.

[All 80/82] S. P. Ahlen: Rev. Mod. Phys. **52**, (1980) 121,
S. P. Ahlen: Phys. Rev. **A25** (1982) 1856.

[Ant 93] D. L. Anthony et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959.

[Ash 89] J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

[Bar 95] D.P. Barber et al., Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Ber 95] Stefan Bernreuther, Diplomarbeit,
Das HERMES–Driftkammersystem BC 1/2
Universität Erlangen-Nürnberg 1995.

[Beth 30] H.A. Bethe, Ann.d.Phys. **5** (1930) 325.

[Bjø 66] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1457, **D1** (1970) 1367.

[Blo 32] F. Bloch, Zeitschrift für Physik **81** (1930) 363.

[Blu 93] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer–Verlag Berlin 1993.

[Bur 76] H. Burkhardt, W. N. Cottingham, Ann. of Phys. **56** (1970) 453.

[Cha 70] G. Charpak, D. Rahm and H. Steiner, NIM **80** (1970) 13.

[Chr 91] L.G. Christophorou et al., NIM **A309** (1991) 160.

[Demi 91] D.S. Demisov, NIM **A306** (1991) 200.

[Dür 95] Michael Düren, Habilitation ,
The Hermes Experiment: From the Design to the First Results,
Interner Bericht Desy Hermes–95–02, July 1995.

[Ell 74] J. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444.

[Ell 95] J. Ellis and M.Karliner, Phys. Lett. **B341** (1995) 397.

[Erm 69] V. K. Ermilova, L. P. Kontenko, G. I. Merson und V. A. Chechin, Sov. Phys.-JETP **29** (1969) 861.

[Fish 85] H. Fisher, NIM **A238** (1985) 249.

[Fisl 91] H. Fischle, J. Heintze and B. Schmidt, NIM **A301** (1991) 202.

[Gar 95] Rob Veenhof, *Garfield, a drift–chamber simulation program*, Version 5.04 1995.

[Grup 93] C. Grupen,*Teilchendetektoren*, BI–Wissenschaftsverlag 1993.

[Gut 94] A.Gute, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg 1994.

[Has 95] D.Hasch, Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1995.

[Her 90] The HERMES Collaboration: *A Proposal to Measure the Spin–Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HE-RA*, DESY–PRC 90/01, 1990.

[Her 93] The HERMES Collaboration: *Technical Design Report*. DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993, 1993.

[Hert 91] U.Herten, Dissertation *Hochauflösende Driftkammern*, Universität Aachen 1991.

[Hoo 89] P. Hoodbhoy, R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B312** (1989) 571.

[Int 95] A. Borrisov, W.D. Nowak *HERMES Momentum Resolution vs. Back Chamber Resolution* Internal Note No.**3/95** 1995.

[Jaf 90] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337** (1990) 509.

[Jaf 89a] R.L. Jaffe and A. Manohar, Phys. Lett. **B223** (1989) 218.

[Jaf 89b] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B321** (1989) 343.

[Kob 68] E.J.Kobetich and R.Katz, Phys. Rev.**170** (1968) 391.

[Kod 79] J. Kodaira et al., Nucl. Phys. **B159** (1979) 99.

[Kod 80] J. Kodaira, Nucl. Phys. **B165** (1980) 129.

[Lan 44] L. Landau, J. Phys. (USSR)**8** (1944) 201.

[Lar 91] S.A. Larin and J.A.M. Vermaseren, Phys. Lett. **B259** (1991) 345.

[Leo 94] W.R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer Verlag (1994).

[MAG 90] R. Biagi, Univ. Liverpool, MAGBOLTZ Version 2.2 1990.

[Mat 85] M.Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS–**32** (1985) 541.

[Mei 95] F. Meissner, Diplomarbeit, DESY IfH Zeuthen 1995.

[Mon 94] L. Montanet et al., Phys. Lett. **B 329** (1994) 399.

[Mus 88] G.Musiol, J.Ranft, R.Reif, D,Seeliger:
Kern– und Elementarteilchenphysik
VEB Berlin 1988.

[Pas 94] V.Paschoff, Universität Freiburg, persönliche Mitteilung, 1994.

[Pdb 94] Physical Review **D 50, Part I, Number 3**, (August 1994), *Review of Particle Properties*.

[Sau 77] F. Sauli: *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Driftchambers* CERN Report **77-09** (1977).
Neuauflage in:
Experimental Techniques in High Energy Physics,
Editiert von T. Ferbel, Addison–Wesley, Menlo Park 1987.

[Sch 95] F. Schmidt: Diplomarbeit in Vorbereitung,
Universität Erlangen-Nürnberg 1996.

[Söc 79] K. Söchting, *Measurement of the specific primary excitation of helium and neon by fast charged particle, Phys. Rev.* **A20** (1979) 1359.

[Sok 64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8** (1964) 1203.

[Unb 83] R.Unbehauen, *Systemtheorie*, Oldenburg Verlag München Wien 1983, 4 Auflage.

[Vos 95] R. Voss,
A Survey of Experimental Results in Polarized Deep Inelastic Scattering,
Ein Vortrag aus: *Workshop on the Prospects of Spin Physics at Hera*
Desy–Zeuthen 28.8.1995.

[Lac 94] W. Lachnit, Interne Komunikation 1995.

Danksagung

Ein Projekt wie der Bau der HERMES–Driftkammern war natürlich nur in Teamarbeit zu bewältigen. Deshalb möchte ich allen die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben, danken :

- Herrn Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe dieser Diplomarbeit und seine engagierte Betreuung. Ohne seine stets wertvollen Tips und Hilfestellungen wäre vieles schwierig geblieben.

- Allen Mitglieder der HERMES–Gruppe in Erlangen für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima. Stefan Bernreuther, Andreas Gute, Norbert Koch, Wolfgang Lachnit, Frank Neunreither, und Frank Schmidt danke ich besonders für die vielen fruchtbaren Diskussionen und ihre ständige Hilfsbereitschaft und ihre Hilfestellung beim Korrekturlesen der Arbeit. Auch an Manfred Ferstl für seine geduldige Unterstützung bei Rechnerproblemen geht mein Dank.

- Der HERMES–BC Gruppe am DESY IfH Zeuthen für die unkomplizierte und produktive Zusammenarbeit. Besonderer Dank geht an Uli Harder für die Bereitstellung der Konstruktionspläne.

- Meinen Eltern, ohne deren Unterstützung dieses Studium nicht möglich gewesen wäre.

- Heidi und Oli für die mühevolle Arbeit des Korrekturlesens der Arbeit.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 22. Dezember 1995

Hans Russo