Das HERMES–Driftkammersystem BC 1 / 2

Diplomarbeit
von
Stefan Bernreuther

Physikalisches Institut
der
Friedrich–Alexander–Universität
Erlangen–Nürnberg

Mai 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Im Laufe dieses Jahrhunderts hat die Physik immer tiefere Einsicht in den Aufbau der Materie gewonnen. Dabei öffnete sich der Blick auf immer kleinere Bausteine, die die gewohnte makroskopische Welt aufbauen. Die Substruktur der Hadronen bilden nach heutigem Wissensstand punktförmige Quarks, die durch den Austausch von Feldquanten der starken Wechselwirkung (Gluonen) zusammengehalten werden. Neben drei Valenzquarks und Gluonen enthält ein Nukleon des weiteren noch Quark–Antiquark–Paare. Diese sogenannten Seequarks werden von Gluonen virtuell erzeugt und können wieder annihilieren. Obwohl eine leistungsstarke Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD) existiert, sind noch viele Einzelheiten ungeklärt. Eine dieser offenen Fragen ist die nach der Zusammensetzung des Spins der Nukleonen, d.h. wieviel jeweils Quarkspins, Gluonenspins und Bahndrehimpulse zum Gesamtspin beitragen.
Zur Klärung dieser Fragen soll das HERMES Experiment am Speicherring HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg mit Hilfe tiefinelastischer Streuung longitudinal polarisierter Positronen bzw. Elektronen an polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 des Protons und des Neutrons bestimmen. Einen Teil des HERMES Magnetspektrometers bilden vier ebene Driftkammern, die unmittelbar hinter dem Ablenkmagneten in einem Abstand von 4052 mm und 4248 mm vom Targetmittelpunkt eingebaut wurden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden diese Driftkammern montiert und anschließend auf ihre Funktionsfähigkeit getestet.

2 Das HERMES Experiment

2.1 Theoretischer Hintergrund

Das HERMES Experiment ([HER 90], [HER 93]) soll der Untersuchung der inneren Spinstruktur der Nukleonen dienen. Mit Hilfe tiefinelastischer Streuung longitudinal polarisierter Positronen bzw. Elektronen an internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He sollen die spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ von Proton und Neutron bestimmt werden. x ist hier die Bjorkensche Skalenvariable und Q das negative Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten virtuellen Photons. Benutzt man ein Bezugssystem, in dem das Targetatom eine so große Geschwindigkeit besitzt, daß die Transversalimpulse und Ruhemassen der Quarks vernachlässigt werden können („infinite momentum frame"), so kann die Skalenvariable x als Anteil eines Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert werden. Der spinabhängige Anteil am tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt ist durch die Differenz der Wirkungsquerschnitte für zwei entgegengesetzte Targetpolarisationen gegeben:

$$\begin{aligned}\frac{d^3(\sigma(\alpha)-\sigma(\alpha+\pi))}{dx\,dy\,d\phi} &= \frac{e^4}{4\pi^2Q^2}\Big[\cos\alpha\left(\left[1-\frac{y}{2}-\frac{y^2}{4}\gamma^2\right]g_1(x,Q^2)-\frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right)\\ &\quad -\sin\alpha\cos\phi\sqrt{\gamma^2(1-y-\frac{y^2}{4}\gamma^2)}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\Big]. \quad (2.1)\end{aligned}$$

Hierbei ist α der Winkel zwischen dem Impulsvektor $\vec{k}$ des einlaufenden Positrons und dem Polarisationsvektor $\vec{p}$ des Targets. ϕ ist definiert als Winkel zwischen der durch $\vec{k}$ und $\vec{p}$ aufgespannten Polarisationsebene und der von den Impulsvektoren $\vec{k}$ des einlaufenden und $\vec{k}'$ des gestreuten Positrons aufgespannten Streuebene (vgl. Abb. 2.1) . $x = Q^2/2M\nu$ und $y = \nu/E$ sind die Bjorkensche Skalenvariablen, wobei $\nu = E - E'$ die Energie und $Q^2 = -q^2 = 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}$ das Quadrat des Viererimpulsübertrags des ausgetauschten virtuellen Photons ist. E und E' sind die Energien des einlaufenden und des gestreuten Positrons, M die Masse des Nukleons und $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$.

Für die Strukturfunktion $g_1(x,Q^2)$ gibt es im Partonmodell eine anschauliche Bedeutung. Sie kann durch die Wahrscheinlichkeiten $q_f^{\pm}(x,Q^2)$, ein Quark mit Flavor f mit gleicher (+) bzw. mit entgegengesetzter (−) Helizität zu der des Nukleons zu finden, ausgedrückt werden:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2\left[q_f^+(x,Q^2) - q_f^-(x,Q^2)\right] . \quad (2.2)$$

Dabei ist e_f die Ladungszahl des Quarks mit Flavor f.

Für die Strukturfunktion $g_2(x,Q^2)$ gibt es im Partonmodell keine entsprechende anschauliche Bedeutung.

Die beiden Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ sind experimentell durch Messungen mit zwei unterschiedlichen Targetpolarisationen, zum Beispiel mit longitudinal

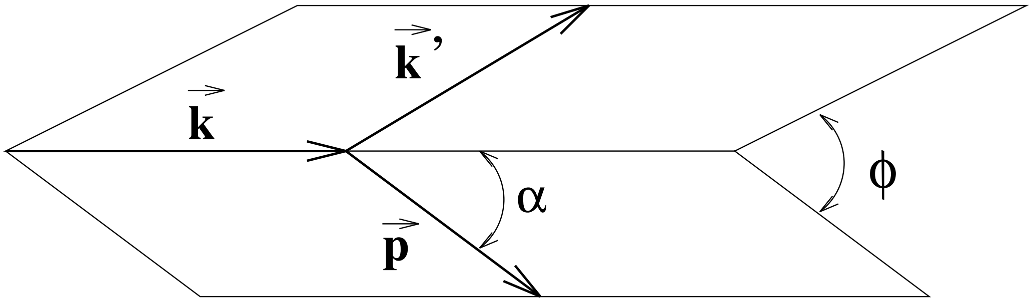

Abb. 2.1: *Definition der Winkel α und ϕ.*

($\alpha = 0$) und transversal ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) polarisiertem Target zugänglich. Die experimentelle Bestimmung der Strukturfunktionen ermöglicht eine Überprüfung der theoretisch vorhergesagten Summenregeln für die Momente von $g_1(x, Q)$ und $g_2(x, Q)$.
Die elementarste dieser Beziehungen ist die Bjorken-Summenregel ([Bjo 66]). Sie verknüpft die Differenz der Strukturfunktionen $g_1^p(x)$ des Protons und $g_1^n(x)$ des Neutrons mit der Vektorkopplungskonstanten g_V und der Axialvektorkopplungskonstanten g_A der schwachen Wechselwirkung. Unter Berücksichtigung von QCD-Korrekturen in führender Ordnung ([Kod 79], [Kod 80], [Lar 91]) gilt:

$$I_1^p - I_1^n = \int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)]\, dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right) = 0.191 \pm 0.002 \, . \qquad (Q^2 = 4.6 \text{ GeV}^2) \tag{2.3}$$

Mit der Annahme, daß s-Quarks zum Gesamtspin des Nukleons keinen Beitrag leisten, liefert die Ellis-Jaffe-Summenregel [Ell 74] eine theoretische Vorhersage für die ersten Momente von $g_1(x)$.
Zum Beispiel ergibt sich für $g_1^p(x)$ des Protons [Jaf 90]:

$$I_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)\, dx = 0.175 \pm 0.018 \, . \tag{2.4}$$

Für die ersten Momente von $g_2(x)$ liefert die Burkhardt-Cottingham-Summenregel [Bur 76]:

$$I_2 = \int_0^1 g_2(x)\, dx = 0 \, . \tag{2.5}$$

Experimentelle Ergebnisse liegen bisher für die Strukturfunktionen g_1^p des Protons, g_1^n des Neutrons und g_1^d des Deuterons unter anderem aus Messungen des EMC [Ash 89] und des SMC Experimentes am CERN [Ade 93] [Mon 94] sowie verschiedener Experimente (

[Alg 76] [Alg 78], E142 [Ant 93] und E143 [Abe 95]) am SLAC vor.

Während die experimentellen Daten die Ellis-Jaffe-Summenregel nicht bestätigen, wie die Messungen des SMC Experimentes [Mon 94] in Abbildung 2.2 zeigen, ließ sich eine Verletzung der Bjorken-Summenregel bisher nicht nachweisen.

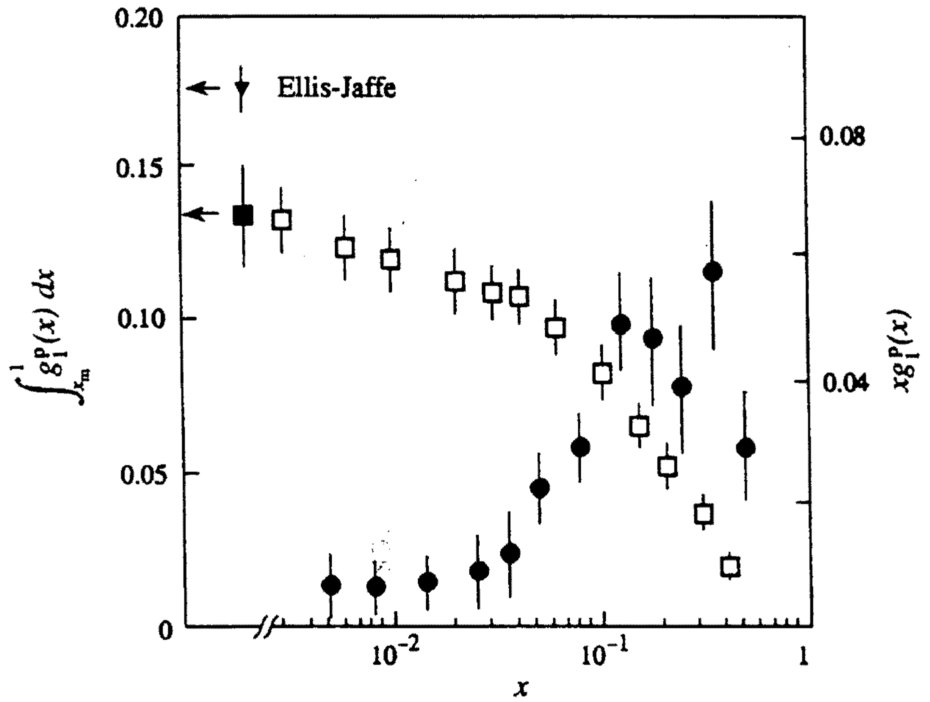

Abb. 2.2: *Aufgetragen ist $xg_1^p(x)$ und $\int_{x_m}^1 g_1^p(x)dx$ als Funktion von x. Die ausgefüllten Kreise beziehen sich auf die rechte Achse und zeigen $xg_1^p(x)$ bei $Q_0^2 = 10GeV^2$. Die Quadrate geben $\int_{x_m}^1 g_1^p(x)dx$ an, wobei x_m jeweils der Wert von x am unteren Ende des aktuellen Bins ist. Es sind nur statistische Fehler gezeigt. Das ausgefüllte Quadrat gibt den aktuellen Wert der SMC Kollaboration von $\int_0^1 g_1^p(x)dx$ an. Im angegebenen Fehler sind statistische und systematische Fehler quadratisch addiert berücksichtigt. Zum Vergleich ist die theoretische Vorhersage der Ellis-Jaffe Summenregel angegeben.*

Messungen zur Burkhardt–Cottingham–Summenregel sind wesentlich schwieriger, weshalb zum Beispiel für $g_2(x)$ noch keine Daten existieren. HERMES soll die Daten für $g_2^n(x)$ im ersten Jahr der Datennahme mit einem ^{3}He Target liefern.
Dank seiner hohen statistischen Genauigkeit und seiner geringen systematischen Fehler wird HERMES in der Lage sein, für $g_1^p(x)$ des Protons und $g_1^n(x)$ des Neutrons statistisch und insbesondere systematisch präzisere Daten als die bisher vorhandenen zu liefern.
Des weiteren ermöglicht die Verwendung eines unpolarisierten Positronenstrahl und eines polarisierten Deuteriumtargets die Messung weitere Strukturfunktionen wie $\Delta(x)$ [Jaf 89a] und $b_1(x)$ ([Hoo 89], [Jaf 89b]), die im Wirkungsquerschnitt polarisierter Spin–1 Targets auftreten.

Zusätzlich bietet HERMES die Möglichkeit zur Untersuchung von Flavor–Asymmetrien in der Seequarkverteilung, die sich durch unterschiedliche Produktionsraten von π^+ und π^- bei der Streuung unpolarisierter Positronen an Wasserstoff oder Deuterium bemerkbar machen.

2.2 Beschreibung des Experimentes

Zur Zeit laufen in der Experimentierhalle Ost der Hadronen–Elektronen–Ringanlage HERA am Deutschen–Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg die letzten Vorbereitungen für den Beginn des HERMES–Experimentes.

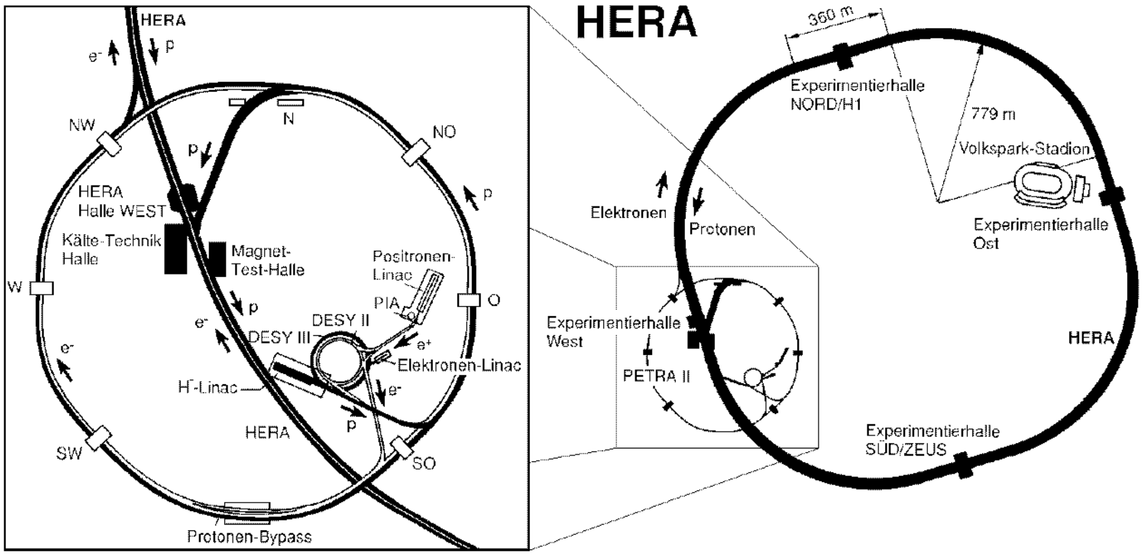

Abb. 2.3: *Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg.*

Im Speicherring HERA (vgl. Abb. 2.3) können Elektronen bzw. Positronen auf Energien bis zu $E_{max}(e^{\pm}) = 35$ GeV (gegenwärtig 27 Gev) und Protonen auf Energie bis zu $E_{max}(p) = 820$ GeV beschleunigt und gespeichert werden. Obwohl HERA eigentlich für Elektronen gebaut wurde, entschloß man sich 1994, für die nächste Zeit mit Positronen zu arbeiten, mit denen es möglich ist, einen höheren Strahlstrom als mit Elektronen zu erreichen. HERA hat einen Umfang von 6,335 km und kann mit maximal 210 Positronenpaketen der Größe $3.8 \cdot 10^{10}$ Positronen gefüllt werden. Mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns zwischen den Paketen sind maximale Strahlströme von 60 mA erreichbar.

Da HERMES im Gegensatz zu den anderen Experimenten in HERA („Zeus“, „H 1“) mit einem polarisiertem internem Gastarget arbeitet, wird der Protonenstrahl nicht benötigt. Er durchläuft den Detektor in einem eigenen Strahlrohr. Um die longitudinale Polarisation des Positronenstrahls zu erreichen, nutzt man die transversale Polarisation, die sich auf Grund des Sokolov–Ternov–Effekts [Sok 64] im Speicherring von selbst aufbaut. Anschließend wird mit Hilfe eines Spinrotators vor dem Experiment die transversale in eine longitudinale Polarisation gedreht. Hinter dem Detektor sorgt ein weiterer Spinrotator dafür, daß die transversale Polarisation im Ring nicht zerstört wird. Im Mai 1994 gelang es weltweit das erste Mal, eine longitudinale Positronenpolarisation in einem Speicherring nachzuweisen [Bar 95].

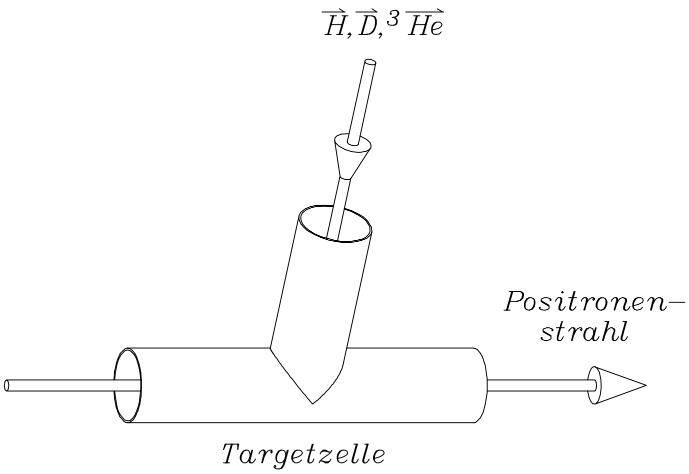

Abb. 2.4: *Schematische Darstellung der Speicherzelle des internen Gastargets, die eine Querschnittsfläche von* 29.0 $\times$ 9.8 *mm*^{2} *und eine Länge von* 400 *mm besitzt.*

Das interne polarisierte Gastarget besteht aus einer T–förmigen Speicherzelle (vgl. Abb. 2.4), in die, je nach Fragestellung, polarisiertes H, D, oder ^{3}He Gas injiziert wird. Diese Speicherzelle erlaubt eine ca. hundertmal höhere Targetflächendichte als in herkömmlichen Gas Jet Targets.

Die einströmenden Gasatome diffundieren nach Wandstößen und Stößen untereinander langsam aus der Speicherzelle hinaus. Dabei nimmt die Targetdichte annähend linear von der Injektionsstelle zu den Austrittsöffnungen ab. Die Gasatome werden dann außerhalb der Speicherzelle wieder abgepumpt. Gegenüber kryogenischen Feststofftargets hat das Gastarget unter anderem den Vorteil einer wesentlich höheren Polarisation (nahezu 100%). Außerdem läßt sich die Polarisationsrichtung in kürzester Zeit (ca. 50 Hz) umkehren, was eine Minimierung der systematischen Fehler durch Herausmitteln eventueller zeitlicher Veränderungen in der Apparatur erlaubt.

Das HERMES Magnetspektrometer (vgl. Abb. 2.5) besteht aus zwei, bezüglich der Ebene der Strahlrohre symmetrischen oberen und unteren Hälften, was der Verringerung systematischer Meßfehler dient. Mit dem Detektor sollen die Impuls– und Winkelverteilungen der an den Gastargets gestreuten Positronen und anderer Reaktionsprodukte bestimmt werden. Hierzu wird die Vertexposition durch Gasstreifendetektoren VC1/2 und Driftkammern FC1/2 vor dem Magneten bestimmt. Die weitere Flugbahn wird dann mit Hilfe von Proportionalkammern im Magneten MC1/2/3 und den hinteren Driftkammern BC1/2 und BC3/4 festgelegt. Die Kammern BC1/2 sind direkt hinter dem Magneten installiert,

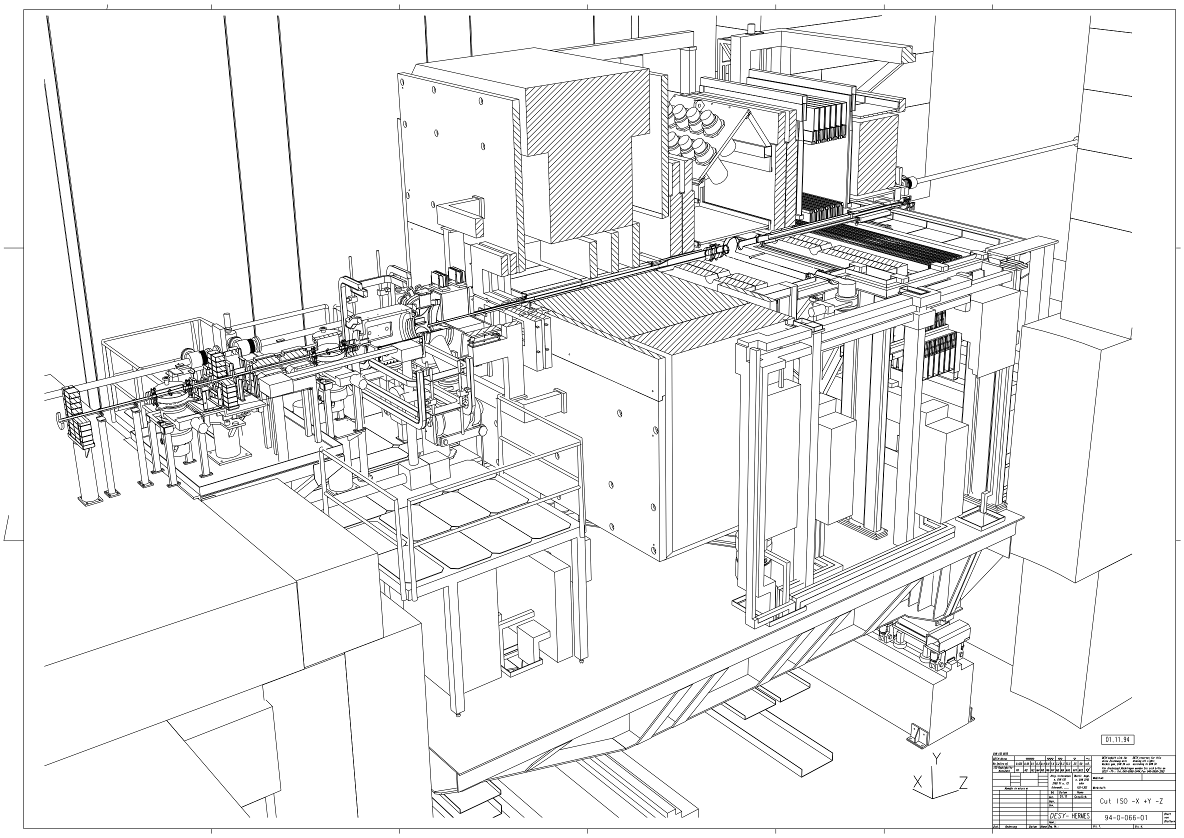

Abb. 2.5: *Der HERMES Detektor.*

während BC3/4 ca. 2 m weiter in Strahlrichtung stehen, um durch den möglichst großen Abstand zwischen den Meßpunkten eine höhere Genauigkeit bei der Spurbestimmung zu erreichen.

Zur Teilchenidentifikation befindet sich hinter BC1/2 ein Schwellen–Čerenkovzähler, der einen Nachweis von Pionen zwischen 4.5 und 16 GeV ermöglicht. Dem Čerenkovzähler folgt ein von zwei Hodoskopen umgebener Übergangsstrahlungszähler (TRD), der es erlaubt, den Pionenuntergrund um etwa einen Faktor 100 zu unterdrücken. Zusammen mit dem Kalorimeter liegt der Unterdrückungsfaktor damit bei mehr als 1:10000. Die beiden Hodoskope dienen einem schnellen Nachweis geladener Teilchen, wobei das hintere gleichzeitig als „Preshower“ für das folgende Kalorimeter fungiert. Das Kalorimeter besteht aus 840 Bleiglasblöcken, die jeweils 90 mm x 90 mm x 500 mm groß sind. Mit dem ihm wird die Energie der einfliegenden Teilchen bestimmt. Werden in einem engen Bereich mehr als 4.5 GeV deponiert, so wird die erste Stufe eines Triggers ausgelöst. Ein Luminositätsmonitor erlaubt die Bestimmung der Luminosität (= Strahlstrom x Targetflächendichte) für Messungen, die absolute Zählraten benötigen.

3 Physikalische Grundlagen von Driftkammerdetektoren

3.1 Einführung

Driftkammern dienen zur Ortsbestimmung der Flugbahn geladener Teilchen.
Beim Durchgang durch das Gasvolumen der Driftkammer erzeugen schnelle, geladene Teilchen durch Wechselwirkung mit den Ladungen der Gasatome und –moleküle eine Spur von Ionen entlang ihrer Flugbahn. Die dabei entstehenden primären freien Elektronen ionisieren entsprechend ihrer kinetischen Energie weitere Gasmoleküle und erzeugen damit sekundäre Elektronen.

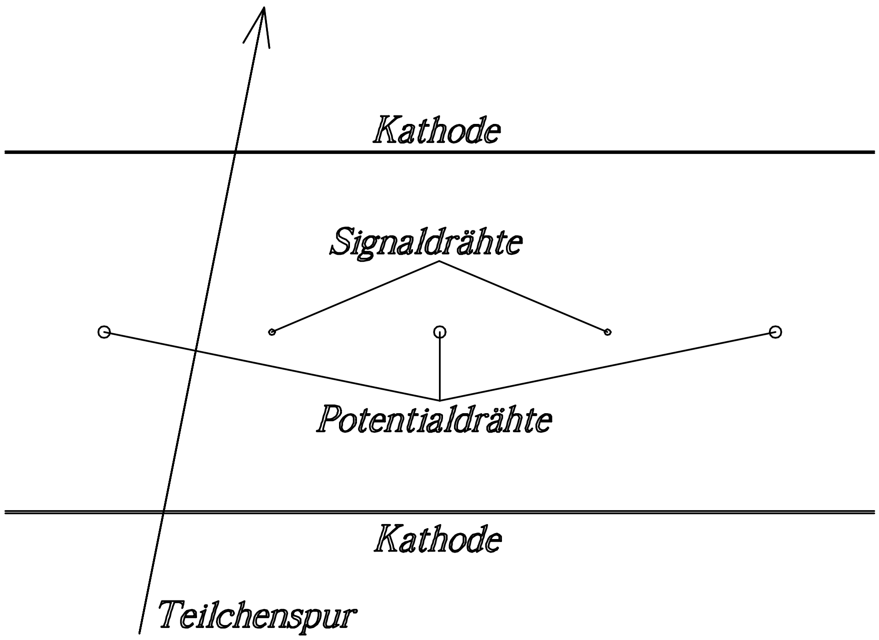

Abb. 3.1: *Schematische Darstellung der Geometrie der Driftzellen in den HERMES Driftkammern.*

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau von Driftzellen mit Signaldrähten, feldverstärkenden Potentialdrähten und den Kathodenebenen . Die Spur eines durchfliegenden Teilchens ist ebenfalls angedeutet.
Die Elektronen driften in einem angelegten elektrischen Feld zu den Signaldrähten. In der Nähe der Signaldrähte ist bei einem sehr geringen Drahtdurchmesser (zum Beispiel beträgt in den HERMES Driftkammern die Drahtstärke 25,4 μm) das elektrische Feld stark genug, um den driftenden Elektronen genügend hohe kinetische Energien zur weiteren Ionisation des Gases zu verleihen. Da auch die dabei freigesetzten Elektronen weiter ionisieren, entsteht dicht an der Drahtoberfläche ein Lawineneffekt, der die Signale verstärkt. Die in Gegenrichtung driftenden Gasionen induzieren ebenfalls ein Signal auf

dem Auslesedraht. Da sie sich wesentlich langsamer bewegen als die Elektronen, sind sie für den langsamen Abfall der Signale verantwortlich. Abbildung 3.2 zeigt ein Driftkammersignal, welches mit dem Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD [Gar 93] erzeugt wurde.

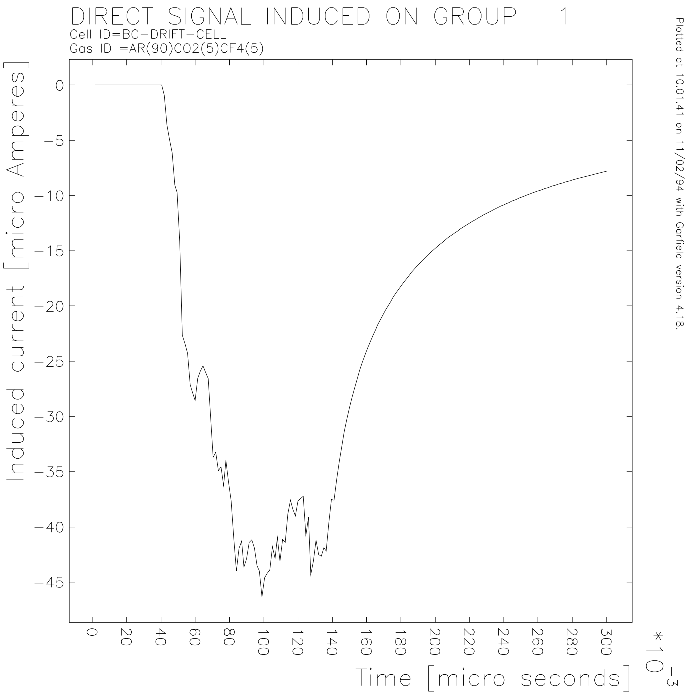

Abb. 3.2: *Mit dem Simulationsprogramm Garfield erzeugtes Driftkammersignal.*

Zur Ortsbestimmung werden zwei verschiedene Informationen benutzt. Die Position des ansprechenden Auslesedrahtes und die Zeitdifferenz zwischen dem Teilchendurchgang und dem Signal am Zähldraht. Mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas kann aus dieser Zeitdifferenz der Abstand der Teilchenspur vom Signaldraht bestimmt werden.

Die ablaufenden physikalischen Prozesse lassen sich gliedern in :

- Primärionisation
- Sekundärionisation und Clusterbildung
- Drift
- Gasverstärkung und Signalentstehung

3.2 Primärionisation

Beim Durchlaufen eines Mediums erfährt ein schnelles, geladenes Teilchen durch Wechselwirkung mit den Atomen und Molekülen der Materie eine Vielzahl elastischer und inelastischer Stöße, die dem Teilchen Energie entziehen. Der mittlere Energieverlust pro Wegeinheit (dE/dx) wird durch die Bethe–Bloch–Gleichung beschrieben ([Blu 93]):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} z^2 (ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2) \tag{3.1}$$

Hier ist $m_e c^2$ die Ruheenergie des Elektrons, z die Ladungzahl des durchfliegenden Teilchens, N die Anzahldichte der Elektronen im durchquerten Medium, e die Elementarladung, β = v/c die Geschwindigkeit als Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit c und $\gamma^2 = 1/(1\text{-}\beta^2)$.
I steht für das effektive Ionisationspotential und muß für jedes Material bestimmt werden, wobei $I \approx \mathrm{Z}^{0,9}$ 16 eV für Z > 1 eine gute Näherung ist ([Pdb 92]).

Die Energieabgabe ist eine Funktion der Geschwindigkeit und der Ladung, nicht jedoch der Masse des ionisierenden Teilchens. Bei niedrigen Energien ist der Energieverlust groß, fällt dann mit zunehmender Energie mit $1/\beta^2$ ab und erreicht bei $\gamma\beta \approx 4$ ein Minimum. Teilchen mit Energien in diesem Bereich nennt man minimalionisierend, wobei man oft auch Teilchen höherer Energien mit einschließt. Der Energieverlust steigt dann mit γ^2 im Logarithmus wieder an und geht bei großen Energien in ein „relativistisches" Plateau über.
Die inelastischen Stöße führen zu eine Anregung der Atome. Ist der Energieübertrag bei einem Stoß größer als die Ionisierungsenergie I_0 des betreffenden Atoms, so ist die Bildung eines Ion–Elektron–Paares möglich. Die Stöße mit den Gasatomen sind rein zufällig und durch die mittlere freie Weglänge λ zwischen den Stößen charakterisiert, die durch den Ionisationswirkungsquerschitt pro Elektron σ_I und die Elektronendichte N gegeben ist: $\lambda = 1/(N\sigma_I)$
Die Häufigkeit der Stöße k entlang einer Bahn der Länge L folgt der Poissonverteilung:

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^2}{k!} exp(-L/\lambda) \tag{3.2}$$

Nur ein Bruchteil der Energie, die das schnelle Teilchen beim Durchgang durch Materie verliert, bewirkt eine Ionisation. Die gesamte Ionisation pro Wegeinheit kann mit Hilfe einer durchschnittlichen, effektiven Energie W, die zur Erzeugung eines einzelnen Ion–Elektron–Paares nötig ist, beschrieben werden:

$$W N_I = L \frac{dE}{dx} \tag{3.3}$$

N_I ist die mittlere Zahl der entlang der Spur der Länge L erzeugten Elektronen. $\frac{dE}{dx}$ ist der gesamte gemittelte Energieverlust pro Wegeinheit. W muß im allgemeinen für verschiedene Materialien gemessen werden und hängt von der Art der ionisierenden Teilchen, der Gasdichte und –mischung ab. Schon kleine Beimischungen zum Gas können W stark beeinflussen. Zum Beispiel ist W_α für reines Argon etwa 26.4 eV, während es durch Zugabe von 0,4% C_2H_2 auf $W_\alpha = 20.4$ eV absinkt([Blu 93]).

3.3 Sekundärionisation und Clusterbildung

Die primär freigesetzten Elektronen verlieren durch Stöße mit den Gasatomen ihre kinetische Energie und werden dadurch abgebremst. Ein Teil der Elektronen hat Energien oberhalb der Ionisationsenergie und kann daher weitere Ionenpaare erzeugen. Außerdem können durch Stöße angeregte Gasatome mit den Atomen eines beigemischten Gases (eines sog. „Quenchers") wechselwirken und diese ionisieren. Dies ist auch der Grund für die oben erwähnte Absenkung der mittleren effektiven Energie W, durch bereits geringe Beimischungen von Gasen mit einem niedrigeren Ionisationspotential.
Die nahezu senkrecht zur Teilchenspur ausgesandten Primärelektronen haben zum allergrößten Teil Energien, die in der Größenordnung keV liegen, und damit liegt ihre Reichweite in der Größenordnung von einigen zehn μm. Verglichen mit der typischerweise angestrebten Ortsauflösung der Driftkammer von 100 – 200 μm kann man den Ort der Ladungsentstehung mit dem Ort des Teilchendurchgangs gleichsetzen. Auch einige wenige der sekundär erzeugten Elektronen können noch Energien haben, die für eine tertiäre Ionisation in unmittelbarer Nähe (einige μm) ausreichend ist. Die nach der Abgabe der gesamten kinetischen Energie quasi am Ort der Primärionisation entstandene Gruppe von Ionenpaaren nennt man „Cluster".

3.4 Drift

Durch die hohe Anzahl von Stößen mit den Gasteilchen ($\sim 10^{11}$ pro Sekunde) verlieren die durch Ionisation freigesetzten Elektronen schnell ihre überschüssige kinetische Energie und erreichen eine zeitlich konstante Energieverteilung. Wirken keine äußeren Kräfte, so entspricht diese Energieverteilung im Gleichgewichtszustand der des umgebenden Gases, der Maxwell–Boltzmann–Verteilung.
Im elektrischen Feld der Driftzelle werden die Elektronen entgegen der Feldrichtung beschleunigt und erhalten damit zusätzlich zur thermischen Komponente eine Geschwindigkeitskomponente entgegen der Feldrichtung. Auf Grund weiterer Stöße mit den Gasatomen ändern die Elektronen aber ständig Richtung und Betrag ihrer Momentangeschwindigkeit. Die aus diesem statistischen Prozeß resultierende Nettobewegung bezeichnet man als Drift der Elektronen und ihre mittlere Geschwindigkeit als Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{drift}$. Aus einfachen Überlegungen ergibt sich der Betrag der Driftgeschwindigkeit zu [Sau 77]:

$$v_{drift} = \frac{e}{2m_e} E\tau \tag{3.4}$$

Hierbei sind e und m_e Ladung und Masse des Elektrons, E der Betrag der elektrischen Feldstärke und τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen an den Gasatomen bzw. –molekülen. τ hängt sowohl von der Gassorte, dem Gasdruck p als auch der Feldstärke E ab.

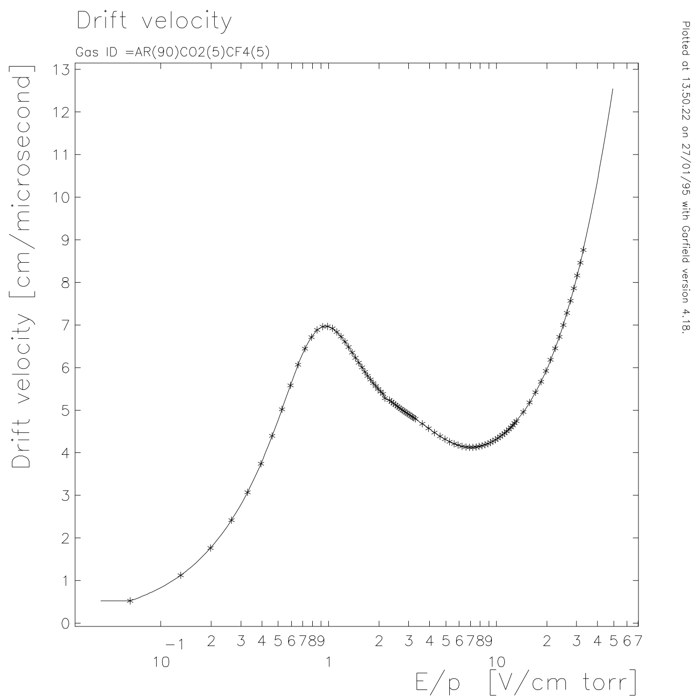

Abb. 3.3: *Driftgeschwindigkeit der Elektronen in einem Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%) Gemisch als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p.*

Für die in den HERMES–Driftkammern eingesetzte Gasmischung Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%) zeigt Abbildung 3.3 die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der reduzierten Feldstärke E/p. Die Datenpunkte der Kurve wurde mit Hilfe des Programms MAGBOLTZ berechnet ([Pas 94]). Mit MAGBOLTZ ist es möglich die Daten für Gasmischungen auf der Basis von Messungen an den einzelnen Komponenten zu simulieren.

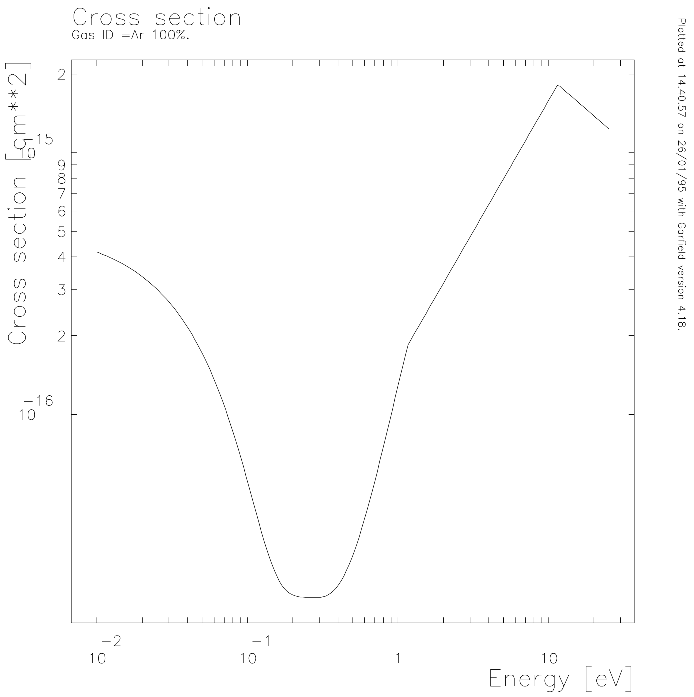

Abb. 3.4: *elastischer Wirkungsquerschnitt σ für Elektronen in Argon als Funktion ihrer Energie E.*

Der Stoßwirkungsquerschnitt σ und damit τ ändern sich für einige Gase stark mit E und durchläufen starke Extrema. Als Beispiel ist in Abbildung 3.4 der Stoßwirkungsquerschnitt von Elektronen in Argon über die Energie der Elektronen aufgetragen. Die Extrema ergeben sich daraus, daß sich die Wellenlänge der Elektronen an die der Elektronenschalen in den Gasmolekülen annähert und quantenmechanische Prozesse einsetzten. Als Folge weicht auch die Enegieverteilung von der ursprünglichen Maxwellverteilung ab, und die mittlere Energie kann in starken Feldern den thermischen Wert um einige Größenordnungen überschreiten.

Aufgrund der Tatsache, daß die Elektronen, bedingt durch die andauernden Stöße mit den Gasteilchen, willkürlich im Raum verteilte Bewegungen ausführen, dehnt sich die Elektronenwolke immer weiter aus, wobei die Dichte der Elektronen abnimmt. Diese unabhängig von äußeren Kräften in alle Raumrichtung auftretende Diffusion ist einer der beschränkenden Faktoren für die erreichbare Ortsauflösung in Driftkammern. Treten keine weiteren Effekte auf, so folgt die Diffusion einer Gaußverteilung:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} dx, \tag{3.5}$$

wobei dN/N der Bruchteil der Ladungen im Element dx mit dem Abstand x vom Ursprung und nach der Zeit t ist. D bezeichnet den Diffusionskoeffizienten. Die Standardabweichung der Verteilung ist gegeben durch :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad bzw. \quad \sigma_V = \sqrt{6Dt} \tag{3.6}$$

wobei die Indizes x und V die lineare bzw. die räumliche Diffusion bezeichnen.

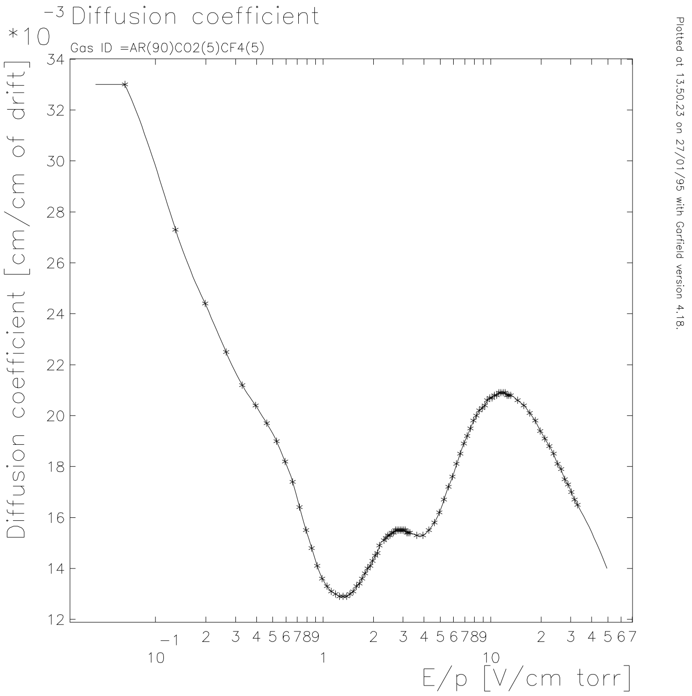

Abb. 3.5: *Diffusionskoeffizient der Elektronen in Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%) als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p.*

Abbildung 3.5 zeigt den mit MAGBOLTZ simulierten Diffusionskoeffizient der Elektronen für Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%). Aufgetragen ist die Diffusion in 10^{-3} cm pro Zentimeter Driftweg über die reduzierte Feldstärke.

Da die Elektronen in Bereichen mit schwacher Feldstärke nur geringe Kräfte erfahren, geht in solchen Gebieten die Driftgeschwindigkeit gegen Null. Deshalb muß versucht werden, diese Bereiche, je nach Geometrie der Driftkammer, durch zusätzliche, feldverstärkende Elektroden zu minimieren. In den HERMES–Driftkammern wird dies durch

Potentialdrähte erreicht, die zwischen den Signaldrähten eingebaut wurden (siehe auch Kapitel 4.2.1). Im Idealfall ist für die Ortsmessung mit Driftkammern eine konstante Driftgeschwindigkeit über die ganze Driftzelle und eine daraus resultierende lineare Orts–Driftzeit–Relation günstig. Um dies zu erreichen, muß also eine entsprechende Kombination aus Gasmischung, Zellgeometrie und Hochspannung gefunden werden.

3.5 Gasverstärkung und Signalentstehung

Die Anzahl der Elektronen, die beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens freigesetzt werden, reicht aufgrund der geringen Dichte entlang der Ionisationsspur nicht aus, um direkt elektronisch weiterverarbeitet werden zu können. Deshalb wird in den Driftkammern, wie in vielen anderen Detektortypen auch, der Effekt der Gasverstärkung durch Stoßionisation von Elektronen mit Gasteilchen in hohen elektrischen Feldern ausgenutzt, um die Zahl der Elektronen–Ionen–Paare beträchtlich zu erhöhen. Da nahe am Signaldraht das elektrische Feld, welches aus der angelegten Hochspannung resultiert, stark ansteigt, werden hier die für die Stoßionisation erforderlichen Feldstärken von einigen 100 kV/cm erreicht.
Die driftenden Elektronen erfahren durch die ansteigende elektrische Feldstärke zwischen den Stößen mit den Gasatomen einen Zuwachs an kinetischer Energie. Ab einer gewissen Feldstärke überschreitet diese schließlich die Ionisationsenergie des Gases, und weitere Elektronen werden freigesetzt.

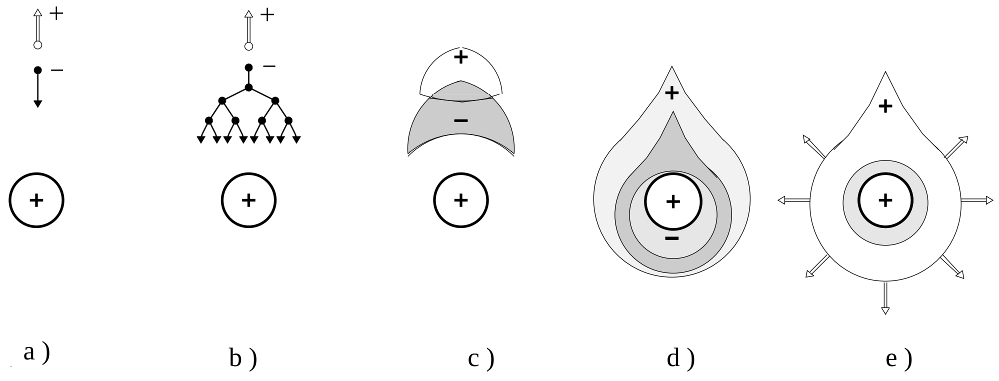

Abb. 3.6: *Entstehung einer Ladungslawine am Signaldraht. [Sau 77]*

Da nicht nur die bereits vorhandenen Elektronen entsprechend beschleunigt werden, sondern auch die neu hinzugekommenen, kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen der driftenden Elektronen–Ionen-Paare. Diese Lawinenbildung setzt merkbar ein, wenn die benötigte Beschleunigungsstrecke in die Größenordnung der mittleren freien Weglänge zwischen den Stößen kommt. Abbildung 3.6 zeigt die Entstehung der Gasverstärkungslawine. Zunächst driftet ein einzelnes Elektron auf den Signaldraht zu (a). Beim Erreichen des Gasverstärkungsbereiches bildet sich eine Elektronen–Ionen–Paar–Lawine (b),

die sich aufgrund der Diffusion tropfenförmig um den Draht ausbildet (c,d). Während die Elektronen aus dem Gasverstärkungsbereich innerhalb etwa einer Nanosekunde die Anode erreichen, bewegen sich die wesentlich schwereren Ionen nur langsam zur Kathode (e), wobei sie das Feld um den Signaldraht teilweise abschirmen und damit die Gasverstärkung vermindern.
Die mittlere Strecke, die ein Elektron zwischen zwei Stoßionisationen zurücklegt, wird als mittlere freie Weglänge der Ionisation, und ihr Kehrwert α als erster Townsendkoeffizient bezeichnet. Bei gegebener Feldstärke gibt α die Wahrscheinlichkeit an, pro Wegstrecke neue Ionenpaare durch Stoßionisation zu erzeugen. Damit ergibt sich, daß nach Durchlaufen der Driftstrecke dx die bereits vorhandene Elektronenanzahl n um $dn = n\alpha dx$ angestiegen ist. Nach Integration folgt damit:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{3.7}$$

Da in der Regel aber kein gleichförmiges elektrisches Feld vorliegt, ist α eine Funktion des Ortes $\alpha = \alpha(x)$. Daraus folgt für die Integration:

$$n = n_0 exp[\int_{X_1}^{X_2} \alpha(x)dx] \tag{3.8}$$

Der exponentielle Anstieg ist der Grund dafür, daß die Ladungslawine erst sehr nahe an der Drahtoberfläche entsteht. Deshalb ist auch der Drahtdurchmesser für die Gasverstärkung ein ausschlaggebender Faktor. Die Effizienz der Gasverstärkung hängt außerdem von der zur Ionisation notwendigen Feldstärke ab. Da Edelgase keine Schwingungs– und Rotationsanregungszustände besitzen , sondern nur elektronisch angeregt oder ionisiert werden können, erlaubt ihre Verwendung als Driftkammergas einen Betrieb der Kammern bei relativ niedrigen Feldstärken bzw. Hochspannungen.
Der Gasverstärkungsfaktor n/n_0 (Gleichung 3.8) kann allerdings durch Erhöhen der angelegten Feldstärken nicht beliebig vergrössert werden. Er ist durch zwei Effekte begrenzt: Erstens wird der Signaldraht durch Raumladungseffekte abgeschirmt (vergleiche Abbildung 3.6 (e)) und zweitens kommt es bei zu großen elektrischen Feldern zu Entladungen zwischen den Elektroden. Um diese Entladungen, die durch Photoemission beim Auftreffen der Elektronen auf die Elektroden und Ionisation des Gases durch die Photonen entstehen können, zu vermeiden, werden dem Driftkammergas Löschgase, sogenannte Quencher, beigefügt. Hierzu verwendet man meist leichte organische Verbindungen, die durch ihr dichtes Anregungsspektrum eine Absorption der Photonen ohne Ionisation ermöglichen. Allerdings kann diese Absorption zu einer Dissoziation der Löschgasmoleküle und damit zu einer Änderung der chemischen Zusammensetzung des Gasgemisches führen, was wiederum polymere Ablagerungen auf den Drähten und damit Beeinträchtigungen der Feldstärke in der Driftzelle zur Folge haben kann. Um diese Alterungsprozesse zu vermeiden, werden Driftkammern im Betrieb ständig mit frischem Gas gespült. Außerdem

kann durch Zugabe sogenannter Sekundärquencher erreicht werden, daß hauptsächlich leicht flüchtige Reaktionsprodukte entstehen, die auch leicht ausgespült werden können ([Sau 77]).
Wie in Abbildung 3.6 illustriert, findet der gesamte Verstärkungsprozeß sehr dicht an der Oberfläche der Signaldrähte, typischerweise innerhalb eines Bereichs von 50 μm statt.
Nimmt man eine für diesen Bereich typische Driftgeschwindigkeit der Elektronen von der Größenordnung 50 mm/μsec an, so ergibt sich, daß sich die gesamte Gasverstärkung innerhalb einer Zeitskala von etwa einer Nanosekunde abspielt. Während nach dieser Zeit die Elektronen alle den Draht bereits erreicht haben, bewegen sich die etwa um drei Größenordnungen langsamer driftenden Ionen noch aus der unmittelbaren Umgebung der Signaldrähte entlang der Feldlinien auf die Kathoden zu. Dabei ist die von ihnen an den Ladungen des Signaldrahtes verrichtete Arbeit wesentlich größer als die von den Elektronen geleistete. Deshalb ist der Beitrag der Elektronen zum ausgelesenen Signal nur etwa 1% des von den Ionen induzierten. Da die Elektronen aber wesentlich schneller als die Ionen sind, sorgen sie für den schnellen Anstieg der Signale, der für die Ortsbestimmung der Teilchenbahn aus der Zeit zwischen Teilchendurchgang und Signal ausschlaggebend ist. Der ioneninduzierte Anteil zeigt sich dann in einem sehr langsamen Abfall des Signals (vergleiche Abbildung 3.2).

4 Die HERMES Driftkammern BC 1/2

4.1 Geometrische Anforderungen

Die Größe der aktiven Fläche der Driftkammern und damit auch ihre äußere Geometrie sind durch die horizontalen und vertikalen Akzeptanzwinkel des HERMES-Spektrometers und die Position der Kammern im Detektor vorgegeben.
Da Positronen– und Protonenstrahlrohr den Detektor in zwei symmetrische obere und untere Hälften teilen, liegt die vertikale Akzeptanz in jeder Hälfte zwischen 40 und 140 mrad. In der Horizontalen liegt sie zwischen -170 und +170 mrad. Mit der Position der vorderen Kammer in 4052 mm Entfernung vom Targetmittelpunkt ergeben sich notwendige aktive Flächen (einschließlich Reserven) von 1860 x 520 mm^2. Abbildung 4.1 zeigt die Lage der Driftkammern über und unter den Strahlrohren. In der Mitte ist das Positronen– und rechts das Protonenstrahlrohr angedeutet. Um die oben erwähnte vertikale Akzeptanz zu erreichen, mussten in den Kammern Aussparungen für die Strahlrohre vorgesehen werden (siehe auch 4.3). Der dritte Ausschitt links von Positronenrohr dient der Austauschbarkeit von oberen und unteren Kammern. Das Driftkammersystem BC 1/2 besteht aus zwei solchen Paaren hintereinander.

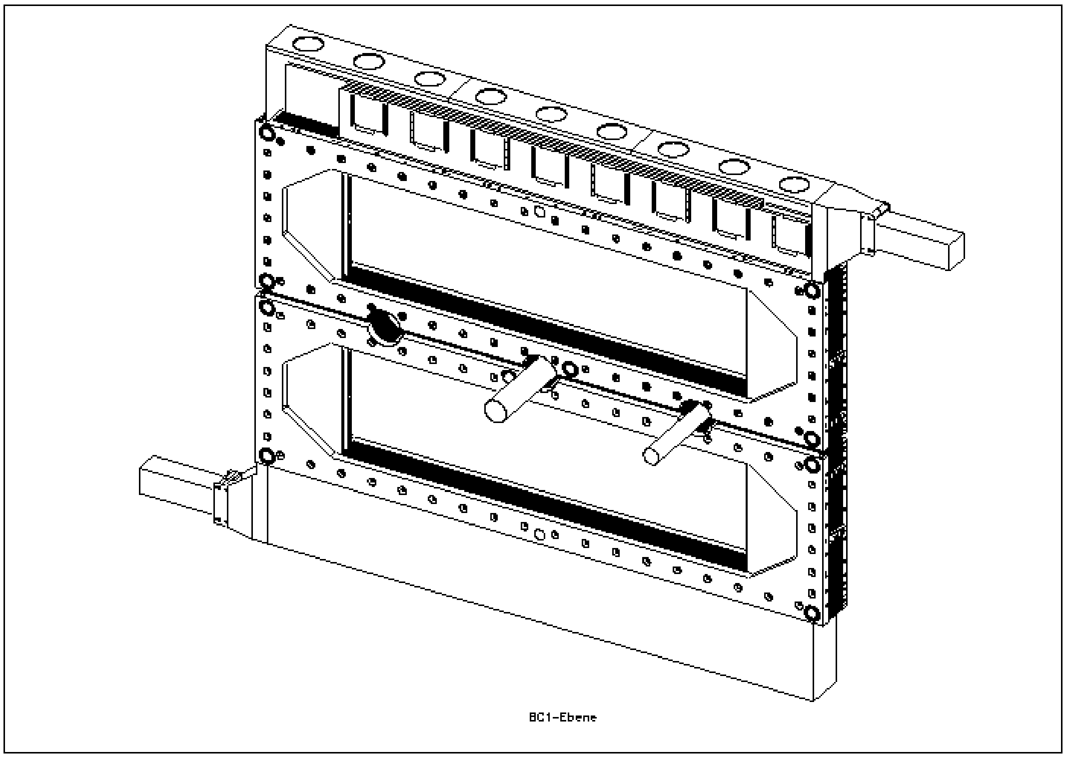

Abb. 4.1: *Montageposition eines Driftkammerpaares relativ zu den Elektronen– und Protonenstrahlrohren.*

4.2 Die Driftzellen

4.2.1 Geometrie

Die Driftzellen von BC 1/2 sind aus parallelen, dünnen Drähten aufgebaut und werden oben und unten von Kathodenebenen begrenzt. Der Abstand zwischen zwei Signaldrähten beträgt 15 mm, der Abstand zwischen den Kathoden 16 mm. Um Bereiche mit niedrigen Feldstärken zu vermeiden, befinden sich zwischen den Auslesedrähten noch feldverstärkende Potentialdrähte.

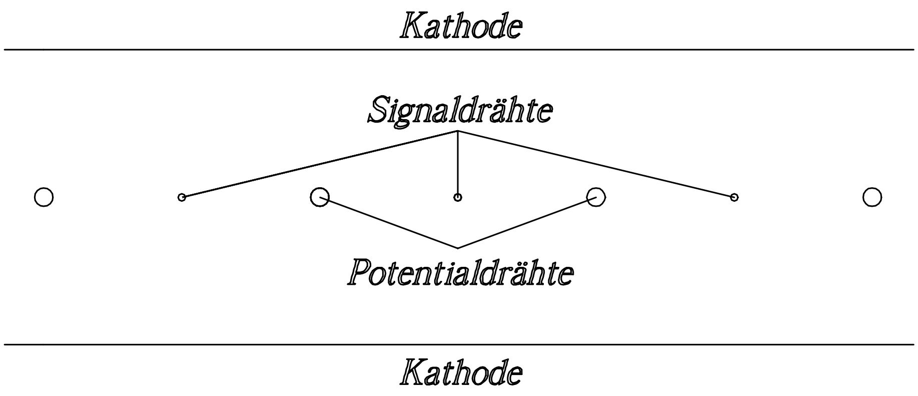

Abb. 4.2: *Schematische Darstellung der Zellgeometrie.*

Abbildung 4.2 zeigt schematisch den Aufbau einer Driftzelle.
Für die Signaldrähte wurde 25.4 μm dicker, vergoldeter Wolframdraht, für die Potentialdrähte ein Kupfer–Beryllium Draht mit 127 μm Durchmesser verwendet (A.1 16) . Die Oberfläche der Drähte muß möglichst glatt sein, damit es nicht zu Entladungen an irgendwelchen abstehenden Spitzen kommt. Um dies zu gewährleisten wurde die beste vom Hersteller (A.1 16) lieferbare Qualitätsstufe (Bezeichnung „ultra finished“) ausgewählt. Außerdem erfolgten licht– und elektronenmikroskopische Untersuchungen an Stichproben von allen gelieferten Drahtspulen.

Es gibt insgesamt sechs Drahtebenen mit den Bezeichnungen **U, US, X, XS, V** und **VS**. Dabei haben die X-Ebenen vertikale Drähte, während die Drähte der U– bzw. V–Ebenen jeweils + bzw. –30° aus der Senkrechten geneigt sind. Die Neigungswinkel von +/–30° erlauben die Bestimmung der Y–Koordinate unter Vernachlässigung des Durchhangs der Drähte. Um feststellen zu können, ob der Teilchendurchgang rechts oder links vom ansprechenden Signaldraht stattfand, ist jeweils die zweite Ebene jeder Richtung um eine halbe Driftzellenbreite verschoben.

Abbildung 4.3 zeigt den mit GARFIELD [Gar 93] berechneten Verlauf des Potentials in zwei Driftzellen. Eingezeichnet sind die Äquipotentiallinien.

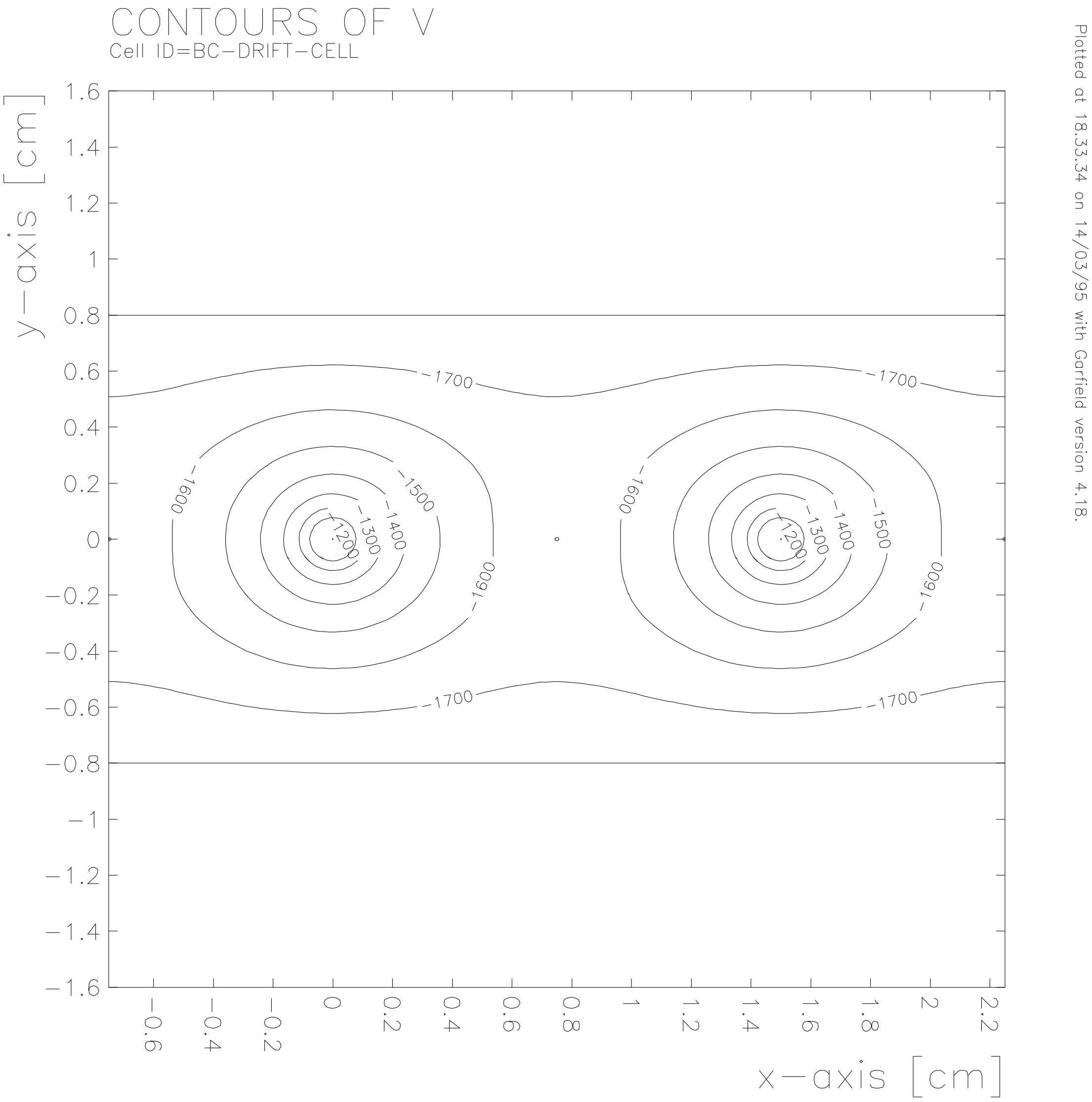

Abb. 4.3: *Potentialverlauf über zwei Driftzellen bei einer angelegten Spannung von 1800 V. Die Potentialdrähte liegen bei X = – 0,75 cm, + 0,75 cm und + 2,25 cm. Die Signaldrähte befinden sich bei X = 0,0 cm und + 1,5 cm. Eingezeichnet sind die Äquipotentiallinien in Volt.*

In Abbildung 4.4 ist der entsprechende Feldverlauf in zwei Driftzellen der BC 1/2 mit GARFIELD simuliert dargestellt. Gezeigt sind die Linien gleicher Feldstärken. Es ist zu sehen, daß in der Umgebung der Potentialdrähte größere Bereiche mit Feldstärken unter 500 V/cm existieren. Dem entsprechend brauchen in diesen Regionen freigesetzte Elektronen eine wesentlich längere Zeit, um den Signaldraht zu erreichen. Dies führt zu einer stärkeren Diffusion der Elektronencluster und damit zu einer schlechteren Ortsauflösung in der Nähe der Potentialdrähte.

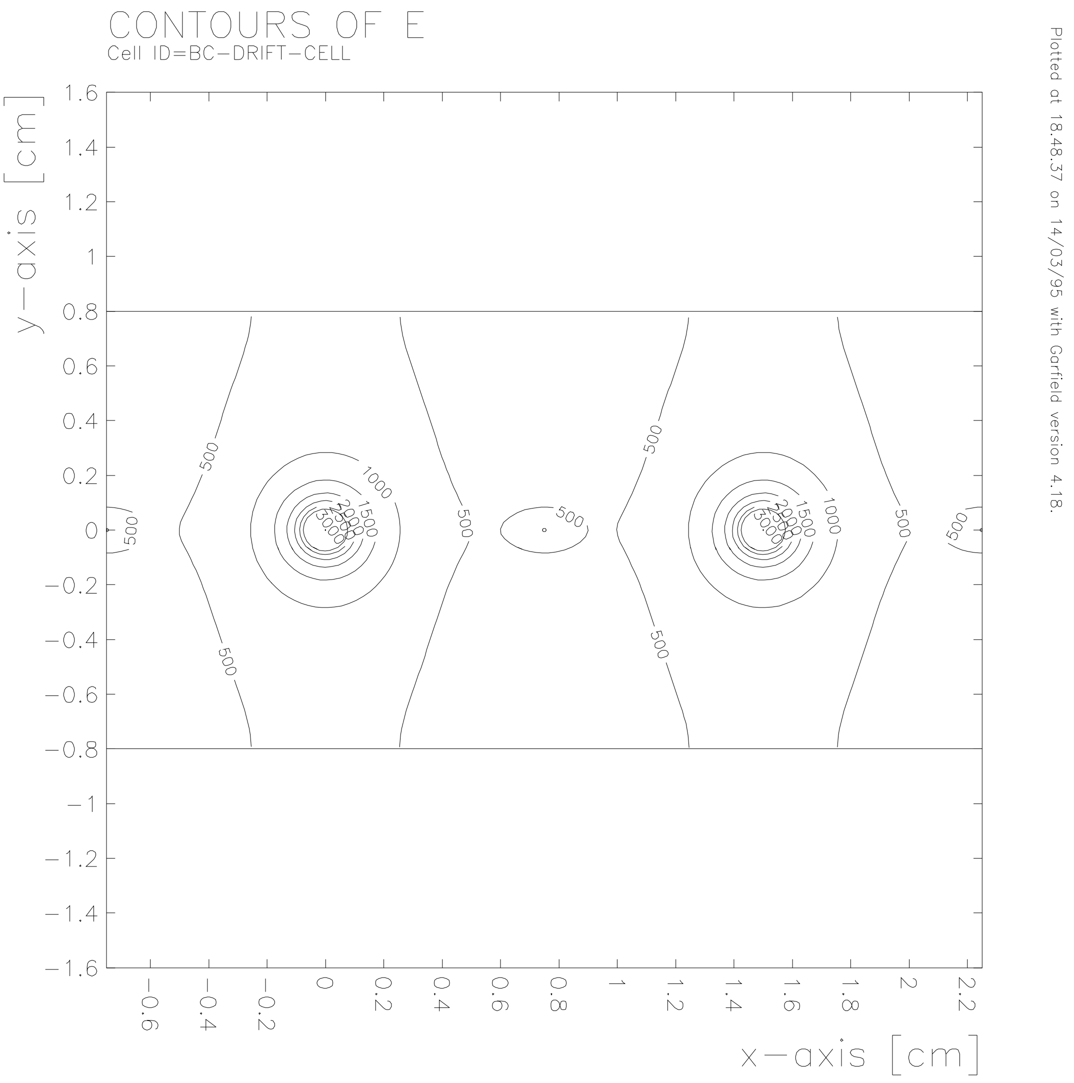

Abb. 4.4: *Feldverlauf in zwei Driftzellen bei einer angelegten Spannung von 1800 V. Die Potentialdrähte liegen bei X = – 0,75 cm, + 0,75 cm und + 2,25 cm. Die Signaldrähte befinden sich bei X = 0,0 cm und + 1,5 cm. Eingezeichnet sind die Linien gleicher Feldstärken in V/cm.*

4.2.2 Das Zählgas

Als Zählgas kommt eine nichtbrennbare Mischung von 90% Argon, 5% CO_2 und 5% CF_4 zum Einsatz. Seine hohe Driftgeschwindigkeit von 7 cm/μs bei etwa 1 V/cm torr (vergleiche Abbildung 3.3) ergibt eine maximale Driftzeit der Elektronen in einer Driftzelle von 150 ns . Weil der zeitliche Abstand der Positronenpakete in HERA 96 ns beträgt, erleichtert eine solche Driftzeit noch eine Trennung von Ereignissen aus zwei aufeinander folgenden solcher „ bunches“.

4.3 Aufbau der Driftkammern

Die Driftkammern BC 1/2 bestehen jeweils aus einem Stapel von 14 Rahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) (A.1 2), von denen sechs die Auslese- und Potentialdrähte, sieben die Kathodeneben und einer als Gasabschluß eine Kaptonfolie tragen. Das GFK Material zeichnet sich durch hohe mechanische Belastbarkeit, Strahlungsresistenz, Hochspannungs– und Feuerfestigkeit aus.
Das Gasvolumen der Kammer wird durch Dichtschnüre aus strahlungsresistentem Neoprenkautschuk (A.1 1) mit einem Durchmesser von 3 mm abgedichtet. Dafür sind in jedem der GFK-Rahmen 2,3 mm tiefe und 4 mm breite Nuten eingefräst.
Aufgrund der in 4.1 erwähnten Anforderungen muß die aktive Fläche der Kammer bereits etwa 150 mm (einschließlich Reserven) über der Strahlachse beginnen. Um dies zu erreichen, mußten halbrunde Ausschnitte in den Unterkanten der Rahmen vorgesehen werden (vergl. Abb. 4.1). Da die Unterkanten auf eine Länge von etwa 1880 mm nur 120 mm breit sind und die drei Ausschnitte eine maximale Tiefen von 60 mm haben, war eine aufwendige Konstruktion mit zwei massiven Stahlrahmen erforderlich, um den 14 Rahmen einer Driftkammer genügend Stabilität zu verleihen. Vor allem um eine Durchbiegung (Elastizitätsmodul von GFK: 30000 N / mm^2) durch die Zugkraft der Folien und Drähte sowie durch das Eigengewicht der jeweils 2600 mm x 760 mm großen GFK-Rahmen zu verhindern, wurden die Rahmen zwischen zwei Edelstahlrahmen (Elastizitätsmodul von Edelstahl: 210000 N / mm^2) montiert. Diese wurden dann mit 42 Gewindestangen fest verschraubt. Dabei sind alle Rahmen auf sechs Paßbolzen aus Edelstahl mit einem Durchmesser von 45 mm aufgesetzt, die für die genaue Positionierung sorgen. Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Aufbau der Driftkammern.

4.3.1 Stahlrahmen

Die beiden Stahlrahmen, die zur Gewährleistung der Steifheit der Kammer benötigt werden, sind 2604 mm lang, 764 mm hoch und 38 mm dick. Der Innenbereich wurde über die aktive Fläche der Drahtebenen hinaus, soweit es die erforderliche Stabilität zuließ, ausgeschnitten, um Gewicht zu sparen. Dennoch hat einer der Rahmen eine Masse von 233 kg. Als Material wurde aufgrund der Nähe zum Ablenkmagneten ein nichtmagnetischer Edelstahl (A.1 17) ausgewählt.

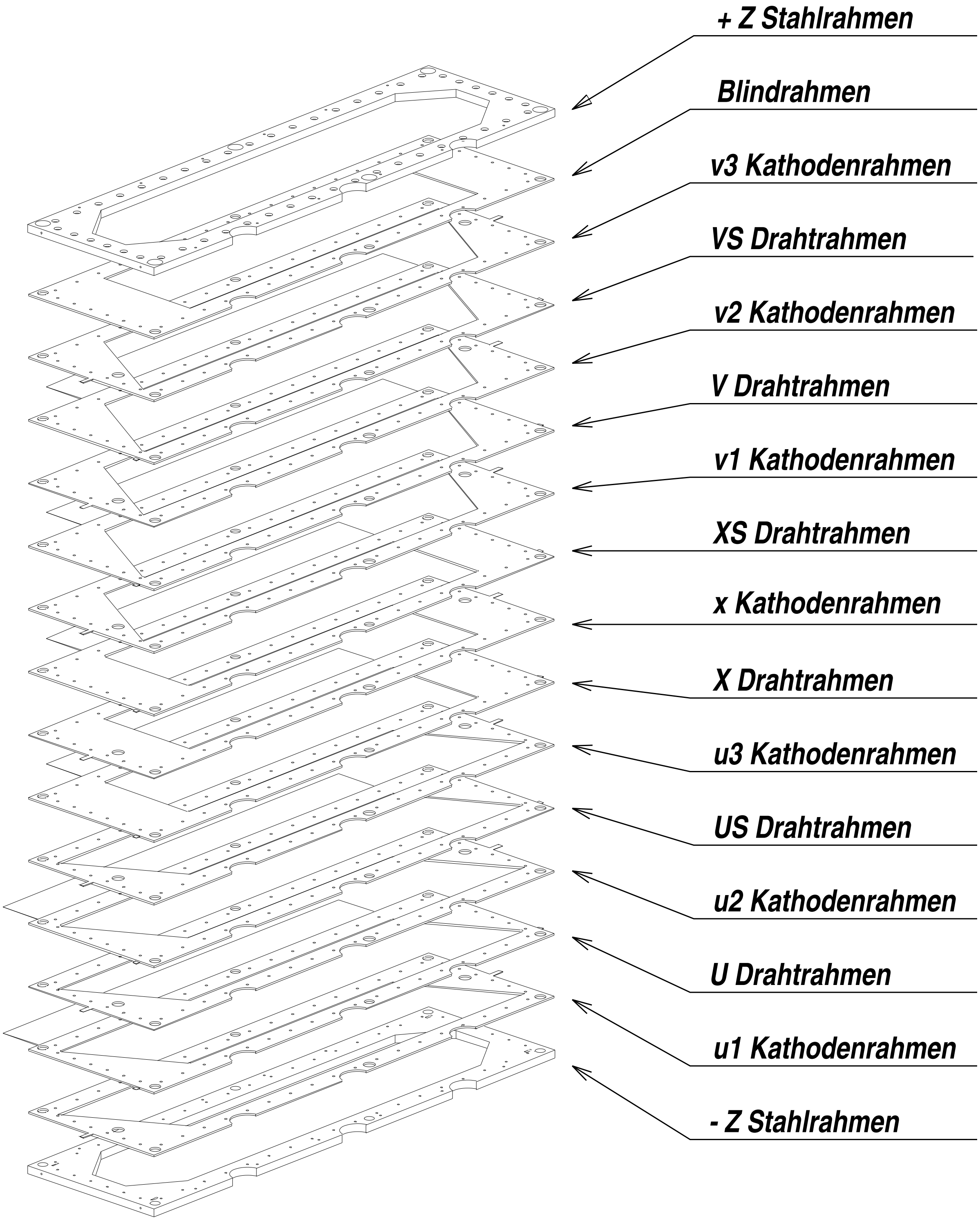

Abb. 4.5: *Aufbau der HERMES-Driftkammern BC 1/2.*

Die Stahlrahmen dienen nicht nur zur Stabilisierung, sondern auch zur Positionierung der GFK-Rahmen. Dazu werden in den Rahmen auf der –Z Seite („–Z Rahmen “) sechs Paßbolzen eingesetzt, auf die die GFK-Rahmen aufgesetzt werden. Den Abschluß bildet dann der zweite Stahlrahmen („ +Z Rahmen “) (vergleiche 4.5). Des weiteren sind in jedem der Stahlrahmen vier Gasanschlüsse, Aussparungen und Gewinde für die Vermessungsmarken sowie eine Reihe von Gewinden verschiedener Größen für Abschirmungen, Aufhängungen etc. vorhanden . Für Details siehe die Fertigungszeichnungen A.2 und A.3 im Anhang A.2.

4.3.2 Drahtrahmen

Die Drahtrahmen bestehen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) und wurden in einem Stück gefertigt, um mechanische Schwachstellen an Verbindungsstellen zu vermeiden. Die Platinen („Fan–out“–Platinen) mit den Leiterbahnen für die Signalauslese sowie die Platinen mit den Lötstellen für die Drähte wurden eingeklebt. In vier der insgesamt sechs Löcher für die Positionsbolzen sind Messinghülsen eingeklebt, um einen verkippungsfreien Sitz zu ermöglichen. Die Position der Signal- und Potentialdrähte wird durch Paßstifte aus Polyoxymethylen (POM) (A.1 15) mit einem Durchmesser von 1,5 mm festgelegt, um welche die Drähte in einem Winkel von 5° gelegt werden. Die Lage der Bohrungen für die POM–Stifte wurde entsprechend der erwarteten Verspannung des Rahmens nach Festlöten der Drähte auf 10 μm genau berechnet. Auf der Seite der „Fan–out“–Platinen werden die U, US, V und VS Rahmen von den Drähten maximal 0,51 mm, auf der schmäleren Strahlrohrseite um maximal 0,81 mm zusammengezogen. Für die Positionen der Bohrungen wurden auch die verschiedenen Durchmesser von Signal- und Potentialdraht mit berücksichtigt.
Die Signaldrähte wurden mit einem Gewicht von 40 g, die Potentiadrähte mit 160 g gespannt und anschließend eingelötet.

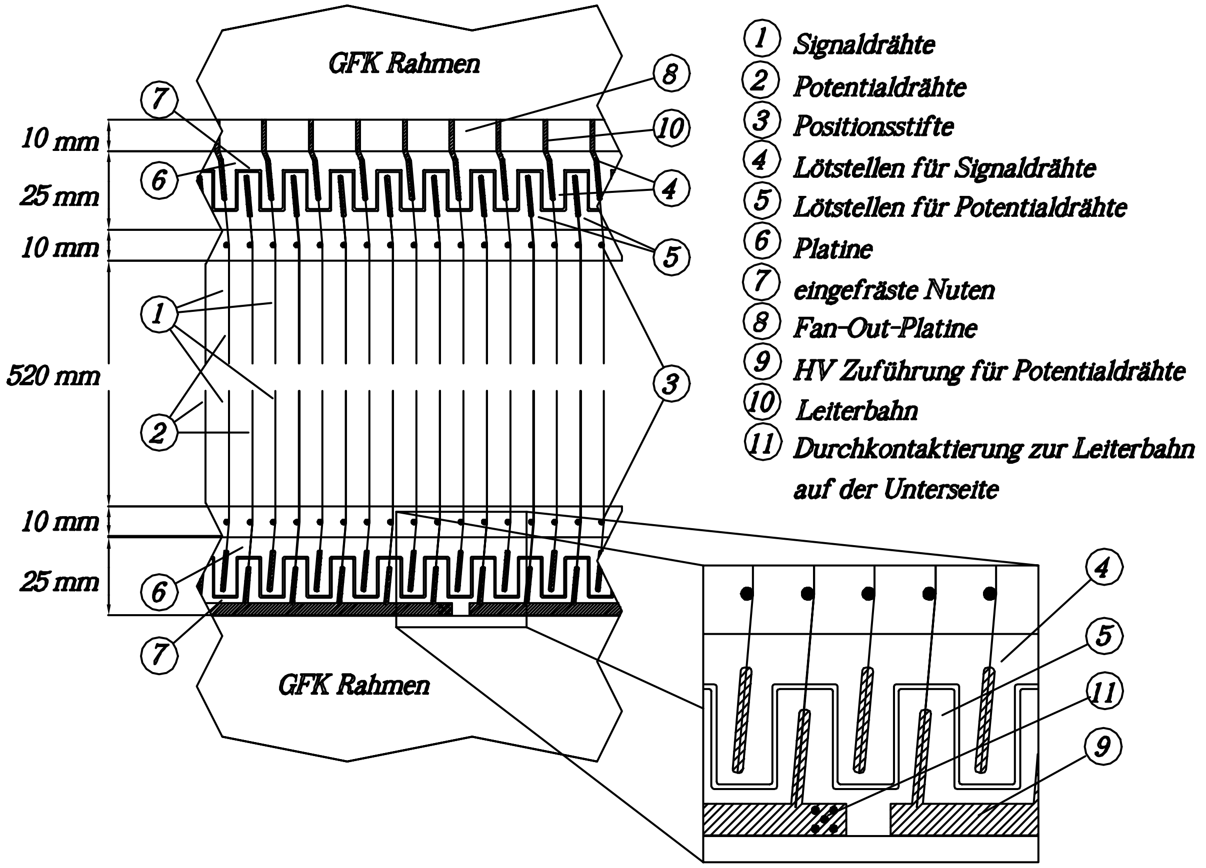

Abb. 4.6: *Ausschnitt aus dem X–Drahtrahmen.*

Abbildung 4.6 zeigt einen Ausschnitt aus einem X–Drahtrahmen. Gezeigt ist unter anderem die Lage der Lötstellen und der Positionsstifte.
Um die mechanische Belastung der Lötstellen möglichst gering zu halten, wurden die Drähte nach dem Einbau mit einem Tropfen schnellhärtendem und nicht ausgasenden Epoxydkleber (A.1 5) auf dem Rahmen fixiert. Der obere Teil von Abbildung 4.7 zeigt schematisch die Positionierung der Drähte mit den Positionspins und der Lötstelle für die Signaldrähte. In der unteren Hälfte ist die gegenüberliegende Seite mit der Hochspannungszuführung und der Lötstelle für die Potentialdrähte gezeigt.

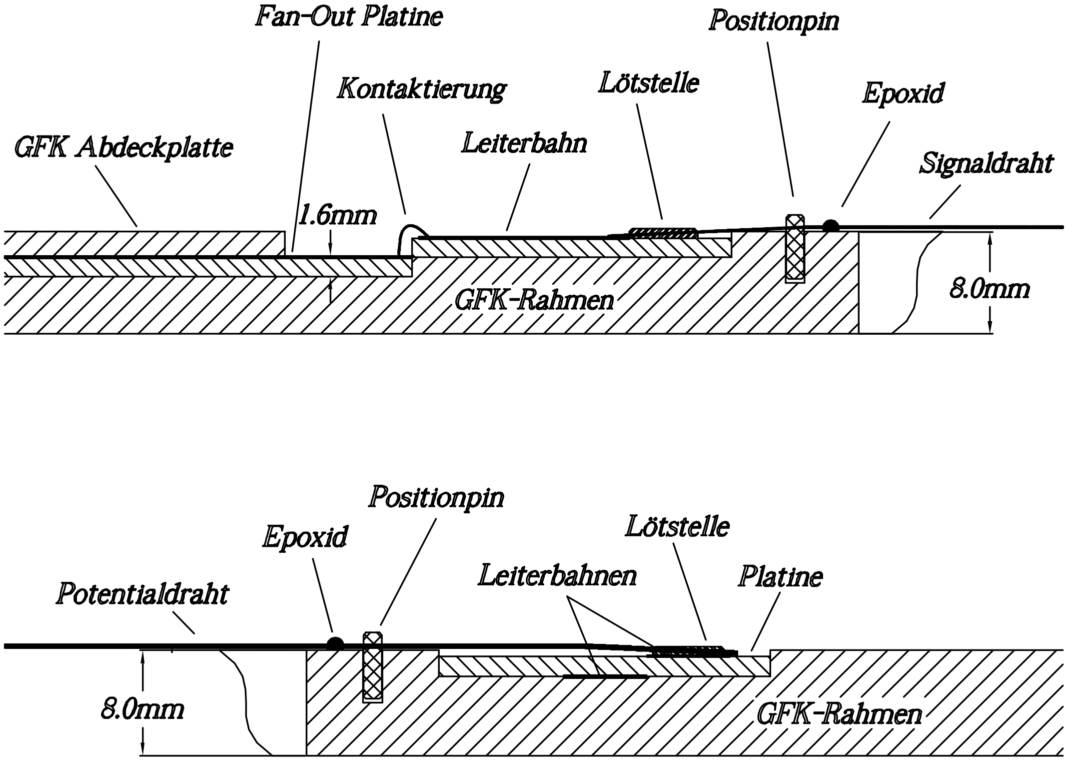

Abb. 4.7: *Schematischer Schnitt durch den Drahtrahmen. Die obere Abbildung zeigt die „Fan–Out"Seite mit der Kontaktierung eines Signaldrahtes. Im unteren Bild ist die gegenüberliegende Seite mit der Hochspannungszuführung und Kontaktierung für die Potentialdrähte skizziert.*

Die Versorgung der Potentialdrähte mit Hochspannung erfolgt durch Platinen, die links und rechts seitlich aus dem Rahmen herausgeführt werden. Jede der beiden Platinen trägt zwei Leiterbahnen für jeweils ein Viertel der Potentialdrähte. Dabei läuft die Leiterbahn für das zweite Viertel auf der Unterseite der Platine. Nach Ende der ersten Leiterbahn erfolgt eine Durchkontaktierung auf die Oberseite. Die Ausschnittvergrößerung in Abbildung 4.6 zeigt eine solche Stelle.
Die genauen Konstruktionszeichnungen der sechs verschiedenen Drahtrahmentypen be-

finden sich im Anhang (Abbildungen A.4 bis A.9 im Anhang A.2).

Damit die Feldkonfiguration (vergl. Abb. 4.4) in den Randgebieten der Drahtebenen möglichst wenig von der in den inneren Zellen abweicht, wurden in die letzten beiden Zellen, die bereits außerhalb der Detektorakzeptanz liegen, Drähte mit einem Durchmesser vom 50 μm eingelötet. Die Gesamtzahl der ausgelesenen Kanäle pro Ebene zeigt Tabelle 4.1.

Tab. 4.1: *Anzahl der ausgelesenen Kanäle pro Drahtebene.*

Drahtebene	Anzahl der Kanäle
U, US	je 118
X, XS	je 120
V, VS	je 118

Die Signalauslese erfolgt über Leiterbahnen auf der eingeklebten „Fan-out"–Platine, an die die Signalstecker für die Vorverstärkerkarten kontaktiert sind. Über den „Fan-out"–Platinen befinden sich Abdeckplatten aus GFK, damit der Rahmen auch in diesen Bereichen überfräst werden konnte. Dies war notwendig, um die exakte Höhe der Driftzellen zu gewährleisten und um eine geeignete Auflagefläche für die Dichtungen zu schaffen.
Zwischen den Lötstellen der Signal– und der Potentialdrähte sind Nuten von 0,3 mm Tiefe und 1,5 mm Breite in das Platinenmaterial gefräst, um Oberflächenkriechströme zu verhindern (vergleiche Abbildung 4.6) . Außerdem gibt es eine Leiterbahn („common wire"), die durchgehend senkrecht unter den Signalleiterbahnen verläuft und an einem Ende mit einem Widerstand von 72 Ohm gegen Masse abgeschloßen ist. Am anderen Ende ist sie mit einer Lemosteckbuchse verbunden, über die Testpulse eingegeben werden können, die durch kapazitive Einkopplung ein Signal auf allen Kanälen erzeugen, mit welchem die Signalleitung von der Platine bis zur Ausleseelektronik getestet werden kann.

4.3.3 Folienrahmen

Als Kathoden dienen graphitierte (A.1 11), 25 μm starke Kaptonfolien (A.1 12), die mit Epoxydkleber (A.1 6) auf GFK-Rahmen aufgeklebt wurden. Es gibt drei verschiedene Arten der Kathodenrahmen: je drei (**u1, u2, u3** bzw. **v1, v2, v3**) in der Form der **U**- und **V**-Rahmen und eine (**x**) mit der der **X**-Rahmen. Die Geometrie der graphitierten Flächen richtet sich nach dem Typ der umschloßenen Drahtrahmen (siehe Abbildung 4.8).
Die Kaptonfolie wurde auf speziell dafür gebauten Spannrahmen eingespannt und dann

auf den mit Hilfe von verstellbaren Anschlägen vorgespannten GFK Rahmen aufgeklebt. Die Vorspannung des Folienrahmens wurde so gewählt, daß sich die Kräfte von Folie und Rahmen weitgehend aufheben, um einen kräftefreien Sitz auf den Positionsbolzen in den Stahlrahmen zu ermöglichen.

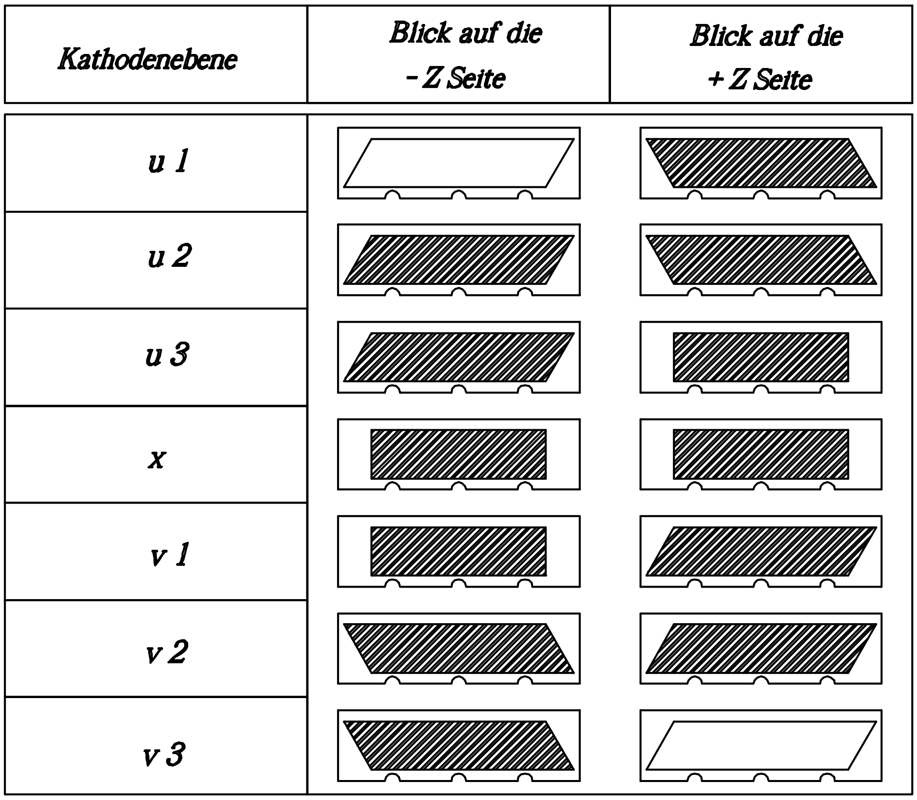

Abb. 4.8: *Geometrie der Kathoden.*

Die Hochspannungszuführung erfolgt jeweils über zwei Platinen mit je einer Leiterbahn, die in dafür vorgesehene Aussparungen in den Rahmen eingeklebt wurden. Die Kontaktierung auf die hinterher aufzutragende Graphitschicht geschieht durch Kupferklebeband (A.1 14), welches im Inneren des Rahmens auf beiden Seiten (**u1** und **v3** nur einseitig) der Kaptonfolie aufgeklebt und mit der Leiterbahn verlötet wurde. Um die Dunkelströme zu minimieren und Funkenschlag zu verhindern, sind die Kanten des Kupferbandes von Hand mit einer zusätzlichen Graphitschicht überzogen. Anschließend wurden die Rahmen entsprechend der notwendigen Geometrie (siehe Abbildung 4.8) abgeklebt und in einer Lackiererei graphitiert. Abbildung 4.9 zeigt schematisch die Kontaktierung der Kathoden.

Der Blindrahmen, der in +Z Richtung das Gasvolumen abschließt, ist mit einer nicht graphitierten Kaptonfolie bespannt.

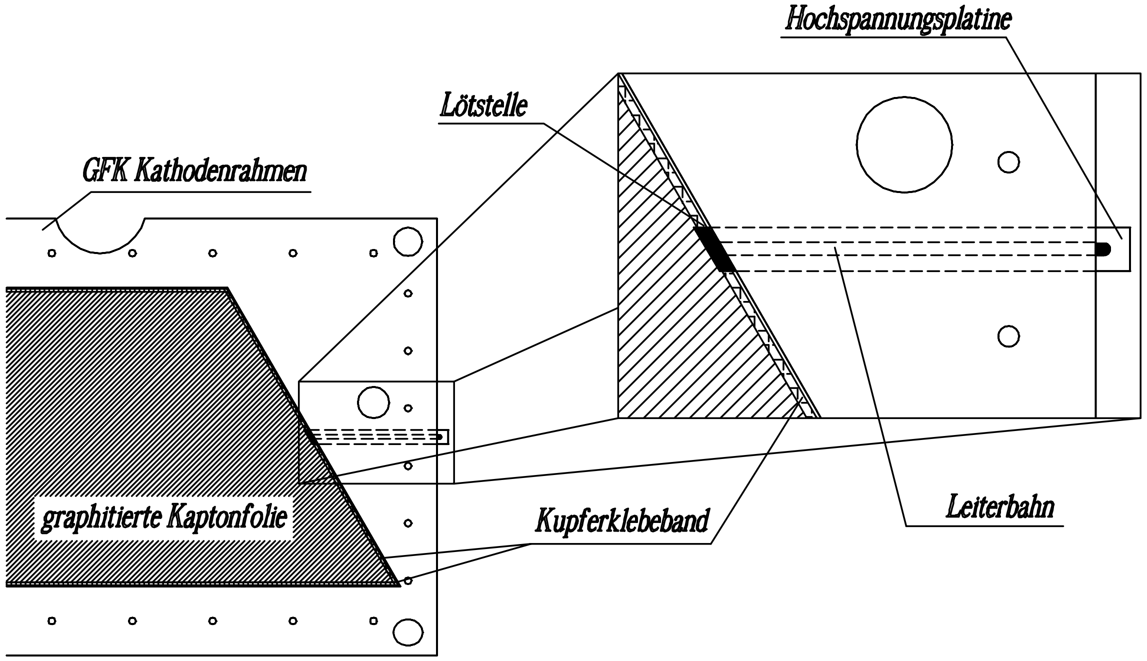

Abb. 4.9: *Die Hochspannungszuführung an die Kathodenfolie erfolgt über Platinen im Rahmen und Kupferstreifen auf der Folie, welche unter der Graphitschicht liegen.*

4.3.4 Gaszuführung

Die Gasversorgung geschieht durch Löcher mit $\frac{1}{4}$ Zoll Rohrgewinde jeweils unten und oben in jeder Schmalseite beider Stahlrahmen, in die „Swage Lock“–Anschlüße (A.1 10) eingeschraubt werden können.

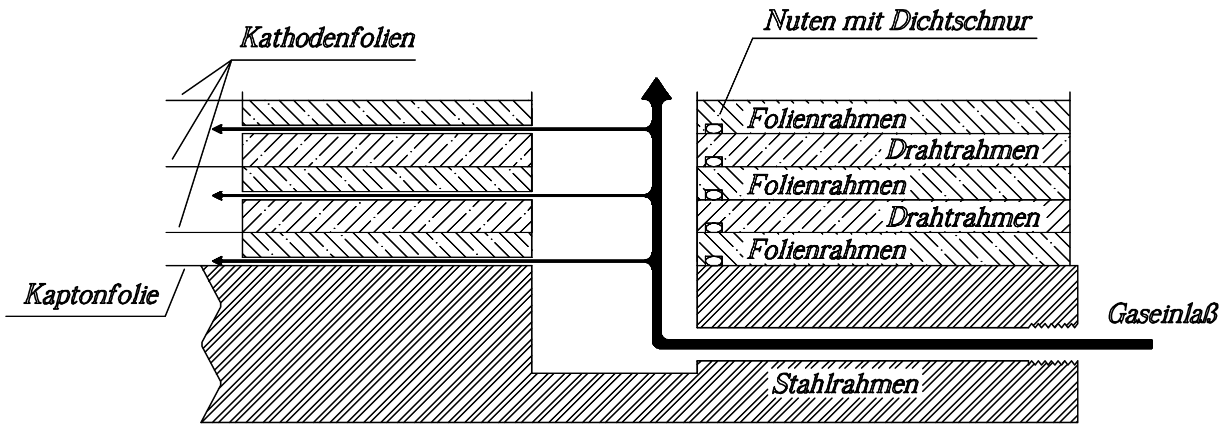

Abb. 4.10: *Schematischer Schnitt durch einen Gaseinlaß . Die Drähte sind weggelassen.*

Im Betrieb wird das Gas durch einen unteren Anschluß eines Stahlrahmens eingeleitet und auf der gegenüberliegenden Seite durch die obere Öffnung des anderen Stahlrahmens

wieder ausgelassen. Im HERMES Experiment durchläuft das Gas ein geschlossenes Wiederaufbereitungssystem, um den Gasverbrauch zu minimieren.
In der Kammer sind die Rahmen mit den Kathodenfolien auf der –Z Seite innerhalb der Dichtungen 2 mm dünner als im Außenbereich, so daß hier das Gas in den aktiven Detektorbereich strömen kann. Abbildung 4.10 zeigt einen schematischen Schnitt durch einen der Gaseinlässe.
Von den nicht benötigten sechs Zuführungen dienen einige der Aufnahmen von Temperatursensoren (siehe hierzu auch 4.3.9), die anderen sind für eine Ummontage der Gasführung für den Fall vorgesehen, daß eine oben im HERMES Detektor eingebaute Driftkammer mit einer unteren ausgetauscht werden soll.

4.3.5 Hochspannungszuführung

Als Zuführung für die negative Hochspannung an den Kathoden und Potentialdrähten dienen die bereits oben erwähnten Platinen mit Leiterbahnen, die in die Rahmen hineinführen. An der Außenseite der Kammern ist jede der Leiterbahnen mit einer Lemosteckbuchse verbunden. Da von den je zwei vorhandenen Zuführungen der Kathodenfolien nur eine benötigt wird, ist die andere lediglich kurzschlußsicher abgedeckt. Auf jeder der zwei Platinen pro Drahtebene laufen zwei Kontaktstreifen, da die Hochspannungszuführung zu den Potentialdrähten vierfach segmentiert ist.
Die Stecker zu den Lemobuchsen sind über hochspannungsfeste Widerstände mit SHV–Buchsen verbunden, an welche schließlich die Stromversorgung angeschloßen wird. Kondensatoren zwischen den Lemosteckern und der Masseleitung der SHV-Buchsen sorgen dafür, daß störende Hochfrequenzen herausgefiltert werden. Die SHV–Buchsen sind auf Messingwinkel montiert, welche auf die seitlichen Abschirmbleche geschraubt sind (vergleiche auch Abbildung 4.15).
Abbildung 4.11 zeigt einen der Messingwinkel mit einem der insgesamt sieben SHV Stecker für die Kathoden. Dargestellt ist auch die Verbindung über den Tiefpaß zur Lemobuchse auf der Platine. Das Messinggehäuse zur Hochfrequenzabschirmung ist abgehoben ebenfalls eingezeichnet. Die Zuführung an die Potentialdrähte ist analog, es befinden sich lediglich auf einer Platine zwei Lemostecker, die über jeweils einen Tiefpaß paarweise an einem SHV–Stecker angeschloßen sind.
Für den Tiefpaß sollten die Kapazität und der Widerstand möglichst groß sein. Allerdings muß die Kapazität des Kondensators klein genug sein, um bei Entladungen an den Drähten deren Durchschmelzen zu vermeiden. Für 25 μm Signaldrähte sollte die Gesamtkapazität 8 nF nicht überschreiten. Die Größe der Widerstände wird durch den maximalen Spannungsabfall von 10 Volt, den man im Betrieb zulassen will, beschränkt.
Daher wurden für die Kathoden 2.2 nF und 1 MOhm pro Lemostecker und an den Potentialdrähten 3.3 nF und 330 kOhm pro Lemostecker eingelötet.
Die beiden Hochspannungsleitungen jeder Platine der Drahtebenen sind nach den Widerständen in einer SHV-Buchse zusammengefaßt. Damit ergeben sich insgesamt 19 SHV

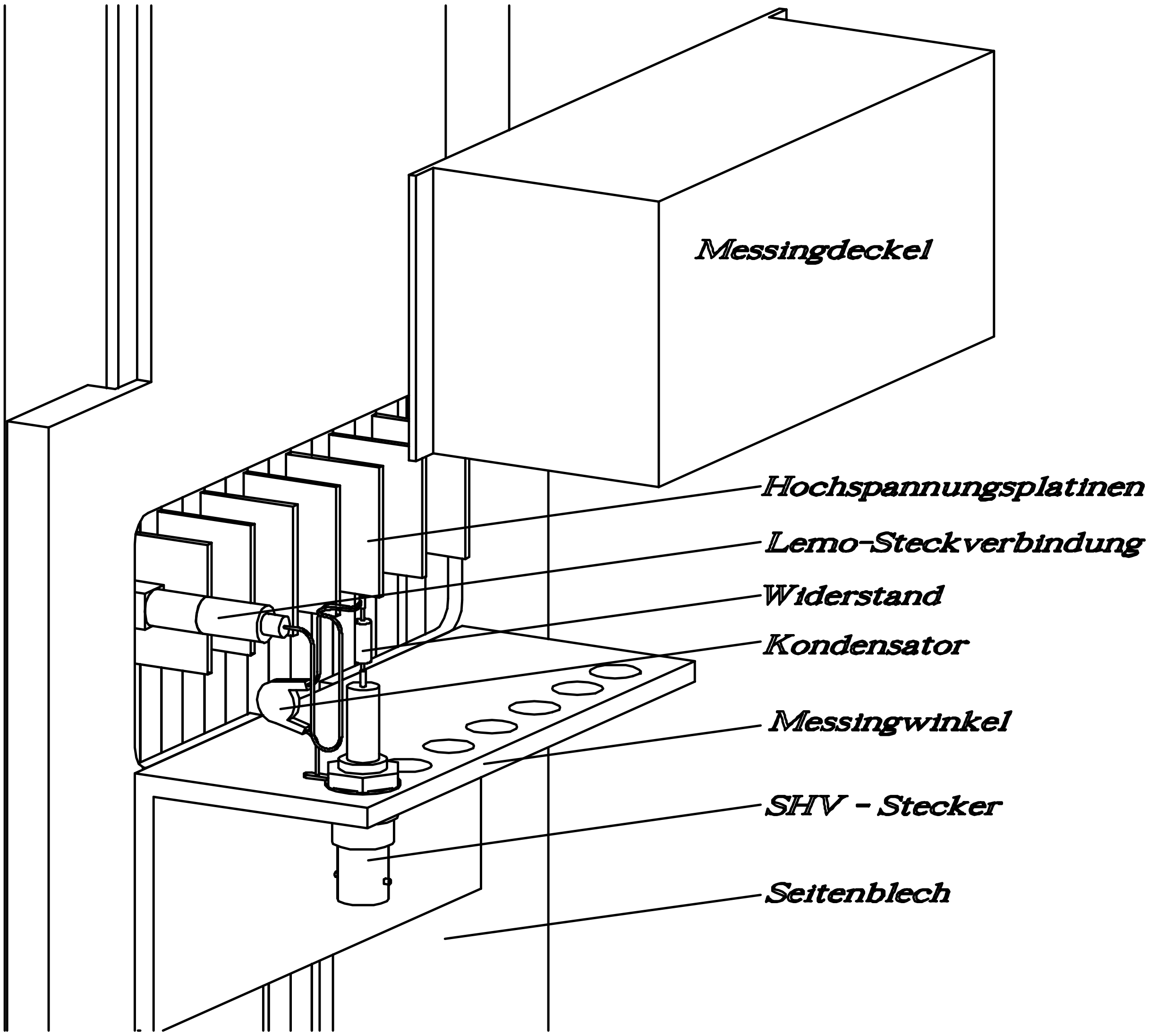

Abb. 4.11: *Hochspannungszuführung an die Kathoden. Die SHV–Stecker sind in Messingwinkeln montiert, die an die seitlichen Abschirmungen angeschraubt sind. Über einen Tiefpaß und eine Lemosteckverbindung erfolgt die Kontaktierung an die Zuführungsplatinen in den Kathodenrahmen.Ein aufschraubbarer, innen isolierter Messingdeckel dient als Abschirmung. Der Übersichtlichkeit halber ist nur einer der sieben Stecker eingezeichnet.*

Hochspannungszuführungen, je eine für die sieben Kathoden und je zwei für die sechs Drahtrahmen. Die SHV-Buchsen sind in Messingwinkel eingeschraubt, die für die notwendige mechanisch Stabilität der Konstruktion sorgen. Diese Winkel sind auf die Seitenabschirmung (siehe auch 4.3.6) der Kammer montiert, über die auch die Erdung der SHV-Buchsen mit der Masse der Vorverstärkerkarten verbunden ist. Die Konstruktion mit den Lemosteckern erlaubt nach Abschrauben der Seitenteile eine Demontage der Driftkammer, ohne Lötstellen öffnen zu müssen. Des weiteren ist damit ein problemloser und schneller Wechsel der Kondensatoren, Widerstände und SHV-Buchsen durch Austausch der Messingwinkel mit vorbereiteten Ersatzwinkeln möglich.

4.3.6 Hochfrequenzabschirmung

Die vielen Drähte der Driftkammer wirken wie Antennen für störende Hochfrequenzen. Daher ist eine komplette Hochfrequenzabschirmung nötig, um von außen möglichst wenig Rauschen einzufangen und ein Schwingen der Ausleseelektronik zu vermeiden. Die Front- und Rückflächen der Kammern werden durch die Stahlrahmen und die darauf aufgeklebten beidseitig aluminisierten, 50 μm starken Mylarfolien abgeschirmt. Die Mylarfolie ist auf der Oberseite der Stahlrahmen einmal umgefaltet und unter eine Messingschiene eingeklemmt, die längs auf die Rahmen geschraubt wird und die gesamte weitere Elektronikumgebung und den Kabelkanal trägt. Um einen guten elektrischen Kontakt zu gewährleisten, hat diese Schiene an der Unterseite eine Nut, in die ein verzinntes Drahtrundgestrick (A.1 3) eingelegt wurde, welches auf die Folie drückt. Zusätzlich befinden sich zwischen Messingschiene und Stahlrahmen noch verzinnte verzahnte Federn (A.1 7), deren Spitzen sich in die Oberflächen der Metalle bohren um auch durch eventuelle Oxydschichten hindurch eine gute leitende Verbindung zu sichern.

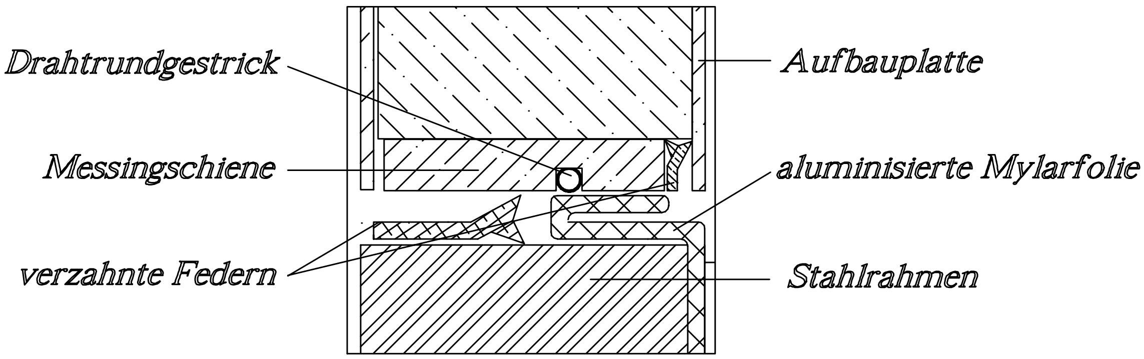

Abb. 4.12: *Massekontaktierung zwischen Stahlrahmen, Mylarfolie, Messingschiene und Aufbauplatte. Vergleiche auch Abbildung 4.12.*

Auf die Schiene sind oben in regelmäßigen Abständen Messingstützen aufgeschraubt,welche die weitere Konstruktion stabilisieren. Den Abschluß zu den „Fan–Out–Platinen“ bildet ein großes Messingblech („Aufbauplatte“), das mit den Stützen und der Schiene fest verschraubt ist. In Abbildung 4.13 ist der Aufbau der inneren Abschirmung skizziert.
Zwischen Schiene und Blech sind wieder verzahnte Kupferfedern (A.1 8) eingelegt. Die Kontaktierung von der –Z Seite auf die Massefläche der Platinen mit den Vorverstärkerkarten erfolgt über zwei Kupferrundgestricke (A.1 4 . Diese sind auf der Aufbauplatte festgeschraubt und drücken auf der anderen Seite gegen die Platine.
Die Masseführungen der Stecker der Vorverstärkerkarten sind mit den Masseflächen der Platinen verlötet. Gehalten werden die Verstärker von je zwei Messing U–Profilen, die auf

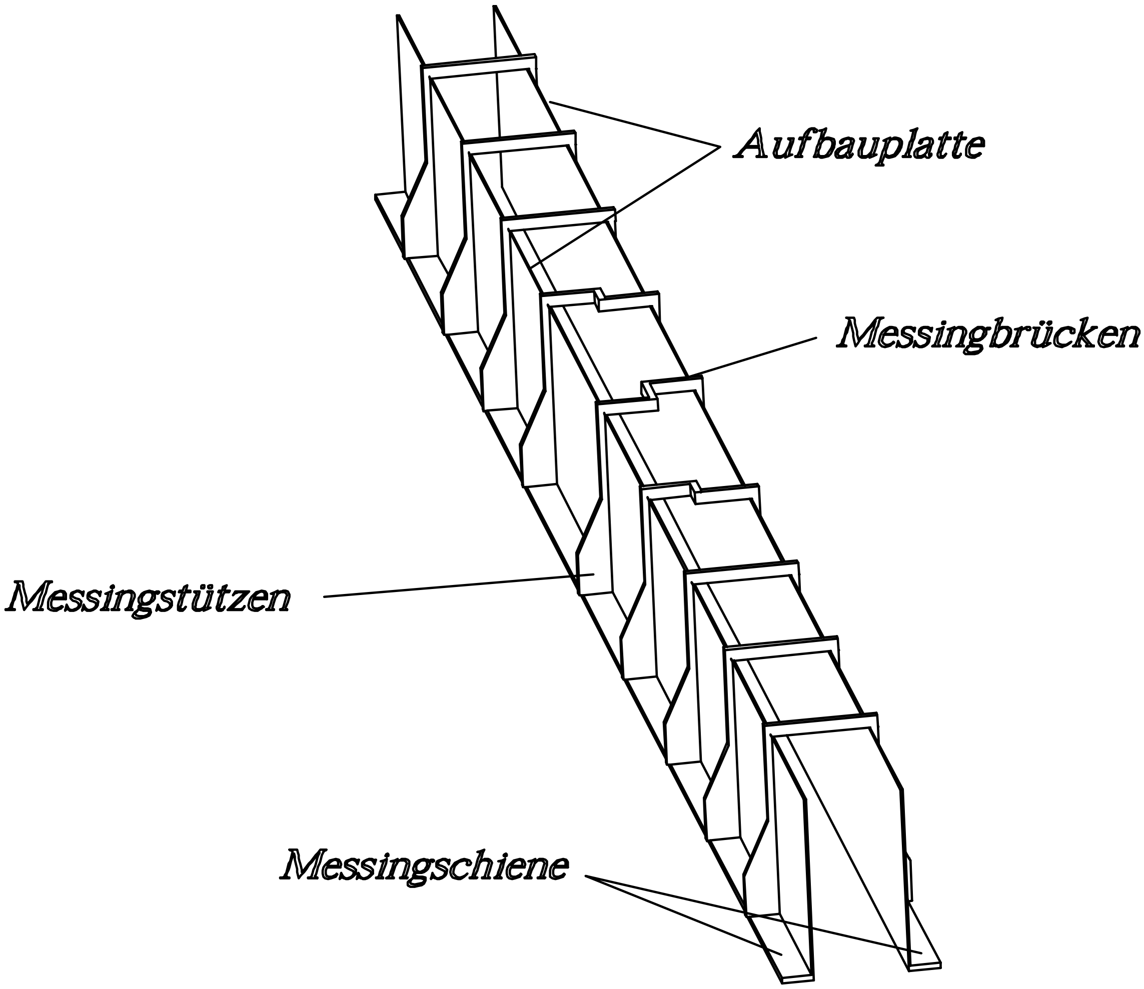

Abb. 4.13: *Innere Hochfrequenzabschirmung. Die Messingschienen tragen die Messingstützen mit den Aufbaublechen. Die gegenüberliegenden Stützen sind jeweils durch aufgeschraubte Brücken verbunden. Um den Zugriff auf die Vorverstärkerkarten nicht zu behindern sind einige der Brücken gewinkelt.*

den Platinen verschraubt und verlötet sind. Die U–Profile tragen aufgenietete Kupferfederklemmen (A.1 9), in welche die Vorverstärkerkarten eingeschoben werden können. Hierbei greifen die Federzungen auf Masseleitungen der Karten. Auf den anderen Schenkel der Profile sind kupferne Kontaktfedern (A.1 13) aufgesteckt, deren Zungen den Kontakt zur nächsten Platine herstellen. Auf der +Z Seite sind es dann auch diese Federn, die die Verbindung zur Aufbauplatte herstellen.

Da die vielen Federn zwischen den Platinen diese auseinanderdrücken, sind die Messingstützen oben mit Brücken, ebenfalls aus Messing, verbunden. In diese sind Nuten eingefräst, um die Platinen in Sollposition zu halten. Damit die Kräfte dort nicht zu groß werden, sind die Abstände zwischen den Nuten so gewählt, daß die Platinen leicht

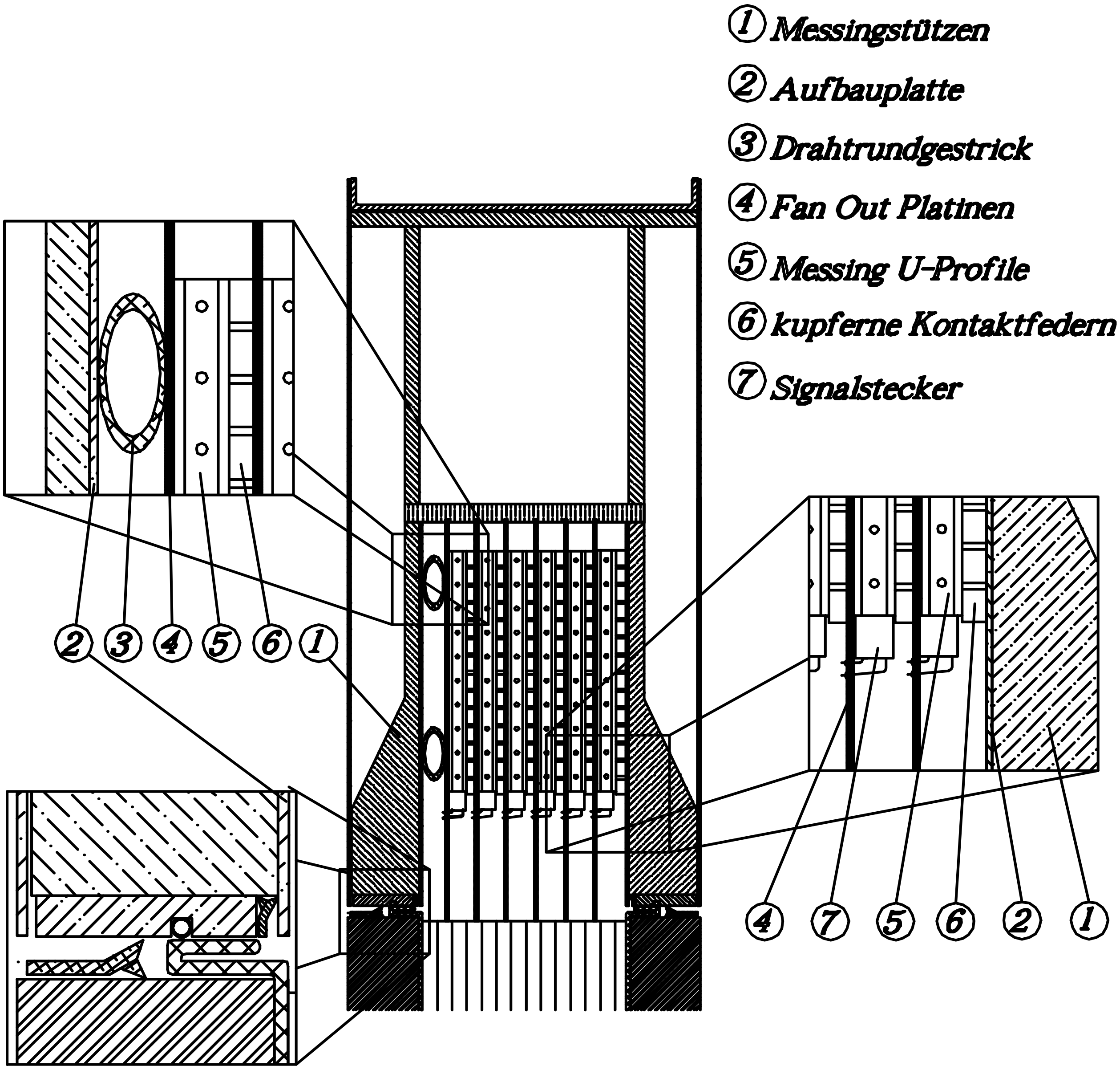

Abb. 4.14: *Querschnitt durch die Erdungsumgebung der Vorverstärkerkarten. Die Ausschnittvergrößerung unten links zeigt schematisch die Kontaktierung zwischen Stahlrahmen, Messingschiene, Mylarfolie und Aufbauplatte durch verzahnte Federn und Drahtrundgestrick (vergleiche auch Abbildung 4.11). Oben links ist die Verbindung der Aufbauplatte zur Massefläche der Platinen durch Kupferrundgestrick skizziert. Der rechte Ausschnitt stellt die Kontaktierung der Signalstecker zur Masseseite dar, sowie die Messing–U–Profile und die darauf gesteckten Kupferfedern, deren Zungen auf die gegenüberliegende Aufbauplatte drücken.*

auffächern können. Einige der Messingstützen werden noch durch Aluminiumvierkantprofile, die seitlich an ihnen befestigt sind , nach oben verlängert. Die Aluminiumprofile

besitzen als Abschluß Profile parallel zu den Messingbrücken, welche den dreifach segmentierten Abschlußdeckel mit jeweils drei einmontierten Lüftern tragen.
Den seitlichen Abschluß bildet jeweils ein Messingblech, das unten an den Messingstützen und oben an den Aluminiumquerprofilen mit Schrauben befestigt ist. Abbildung 4.14 zeigt die Abschirmung der Elektronikumgebung mit den oben beschriebenen Details.
Die schmalen Seiten der Driftkammern sind jeweils durch ein 3 mm starkes Messingblech („Seitenblech“) abgeschirmt. Diese Seitenblech ist mit beiden Stahlrahmen verschraubt und trägt die Messingwinkel mit den Hochspannungszuführungen und deren Abschirmungen. Außerdem sind Löcher und Aussparungen für die Gasanschlüße und die Aufhängungen der Kammern im HERMES Detektor vorgesehen.
An der Unterseite der Kammern sorgen aufgeschraubte Messingbleche für die Abdichtung.

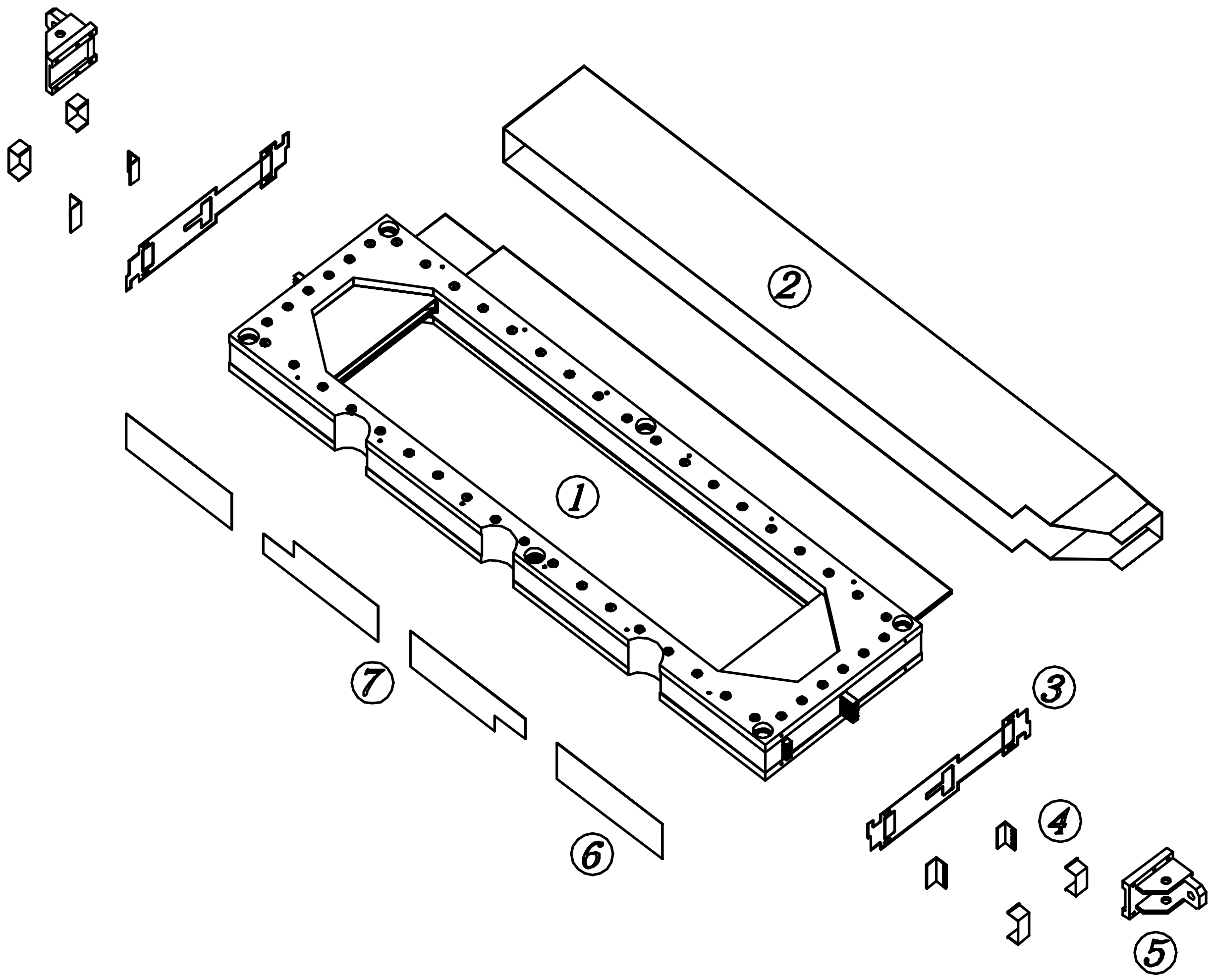

Abb. 4.15: *Die verschiedenen Anbauteile an die Driftkammer (1): (2) Kabelbleche und Elektronikabschirmung, (3) Seitenblech, (4) Winkel und Abdeckung der Hochspannungszuführung, (5) Kammeraufhängung, (6) Bodenblech, (7) Bodenblech mit Aussparung für die Vermessungsmarken.*

In Abbildung 4.15 sind die verschiedenen Abschirmungen seitlich, unten und oben dargestellt. Des weiteren sind die Abschirmungskästchen für die Hochspannungsanschlüsse und die Aufhängungen der Kammer angedeutet.

4.3.7 Signalauslese

Die Driftkammersignale werden zunächst durch die direkt auf den „Fan–Out"–Platinen untergebrachten Vorverstärkerkarten verstärkt und als ECL-Signal auf „Twisted–Pair" Flachbandkabel ausgegeben. In den „Twisted–Pair" Flachbandkabeln läuft in zwei verdrillten Adern das ECL–Signal zu einem TDC („Time–Digital–Converter"). Da als Eingangssignal für diesen der Potentialunterschied der beiden Adern dient, werden während der Laufzeit im Kabel eingestreute Störsignale wieder herausgemittelt. Die TDC Information wird dann über das Bussystem „FASTBUS" von einem Rechner ausgelesen und weiterverarbeitet. Abbildung 4.16 zeigt schematisch die Signalauslese wie oben beschrieben.
Die Schaltskizze eines Kanals der vom DESY–IfH Zeuthen entwickelten und in Serie gefertigten Vorverstärkerkarten findet sich im Anhang (Abbildung A.1 im Anhang A.2).

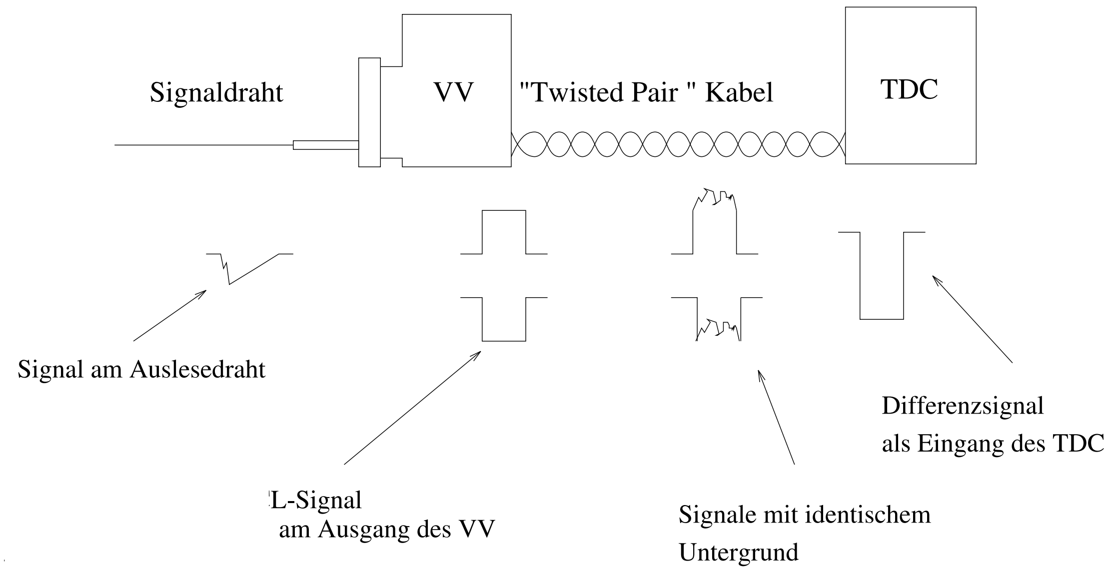

Abb. 4.16: *Schema der Signalauslese. Das Signal vom Auslesedraht gelangt über die Leiterbahnen der „Fanout"–Platine zur Vorverstärkerkarte („VV"), wird dort verstärkt, diskriminiert und als ECL– und invertiertes ECL–Signal auf die beiden Adern des „Twisted Pair" Flachbandkabel ausgegeben. Der „Time Digital Converter" („TDC") nimmt die Potentialdifferenz der beiden Leitungen schließlich als Eingangsignal.*

4.3.8 Kabelführung

Die Signal– Hochspannungs– und Niederspannungskabelbäume sind innen an den beiden Messingblechen angebracht, welche die Elektronik nach außen abschließen (siehe Abbildung 4.17). Die Signalkabel und die Niederspannungsversorgung der Vorverstärker sind dabei jeweils in der Länge eingebaut, so daß der richtige Stecker auf Höhe der entsprechenden Verstärkerkarte aus dem Kabelbaum herauskommt. Ebenfalls in diesem Kabelbaum sind die Versorgungsleitungen für die Lüfter und die Kabel für die Auslese der Temperatursensoren und des Piezo–Elements, sowie die Gasleitungen verlegt. Die Kabel werden auf einer Seite aus dem Messinggehäuse herausgeführt (vergleiche Abbildung 4.1) und im HERMES Experiment dann über am Detektorgestell angebrachte Steckbuchsen („Patch Panels“) weiterverbunden.

4.3.9 Luftkühlung der Elektronik

Um stabile Bedingungen für den Betrieb der Driftkammern sicherzustellen, muß unter anderem gewährleistet sein, daß die Abwärme der Vorverstärkerkarten am Stahlrahmen keine Temperaturerhöhung von mehr als 1,5 o verursacht [Zeu 94]. Auch die Lebensdauer der Elektronik sinkt mit einer zu hohen Temperatur. Da die Vorverstärkerkarten sehr eng zwischen den Platinen sitzen und außerdem durch die Abschirmung und die Kabelbäume nahezu komplett eingebaut sind, wurden in den Deckeln der Elektronikumgebung insgesamt neun Lüfter pro Driftkammer montiert. Diese erlauben einen Volumenstrom von 360 m^3/h. Der maximal mögliche Druckabfall beträgt 1 mbar. Jeder zweite Lüfter arbeitet blasend, während die anderen saugen. Diese Anordnung ermöglicht einen optimale Luftstrom über jeder Verstärkerkarte, auch für die in der unteren Hälfte des HERMES Detektors eingebauten Kammern. Damit eine Erwärmung des Stahlrahmens vermieden wird, sind zusätzlich unter den Verstärkerkarten Streifen aus Silikonschaum zwischen den Platinen befestigt. Sie dienen einerseits als Isolation, andererseits kann durch den somit entstandenen Längskanal zwischen Elektronik und Kammer mit Hilfe eines weiteren, an der schmalen, der Kabelführung gegenüberliegenden Seite installierten Lüfters, ein Wärmestau an dieser Stelle vermieden werden.
Um die Übertragung von Vibrationen von den Lüftern auf die Kammer auszuschließen, wurde auf einem der Stahlrahmen jeder Kammer ein Piezo Element montiert. Werden nun von diesem Schwingungen der Kammer aufgrund von Resonanz zwischen Kammer und Lüftermotor festgestellt, kann durch Änderung der Drehzahl der Lüftermotoren mittels Veränderung der Betriebsspannung diesen Resonanzen ausgewichen werden. Die Temperatur der Driftkammern wird ständig durch elf Temperatursensoren je Detektor kontrolliert. Zwei davon befinden sich an der Unterseite des –Z Stahlrahmens in unmittelbarer Nähe zu den beiden Strahlrohren. Je einer ist im Gaseinlaß und Auslaß angebracht. Innerhalb des Elektronikgehäuses sind weitere sieben Sensoren montiert: auf jedem Stahlrahmen zwischen Aufbauplatte und Kabelblech je drei (links, Mitte, rechts) und einer im Zentrum der Elektronik unter der Silikonschaumdämmung auf der XS–„Fan–Out–Platine“.

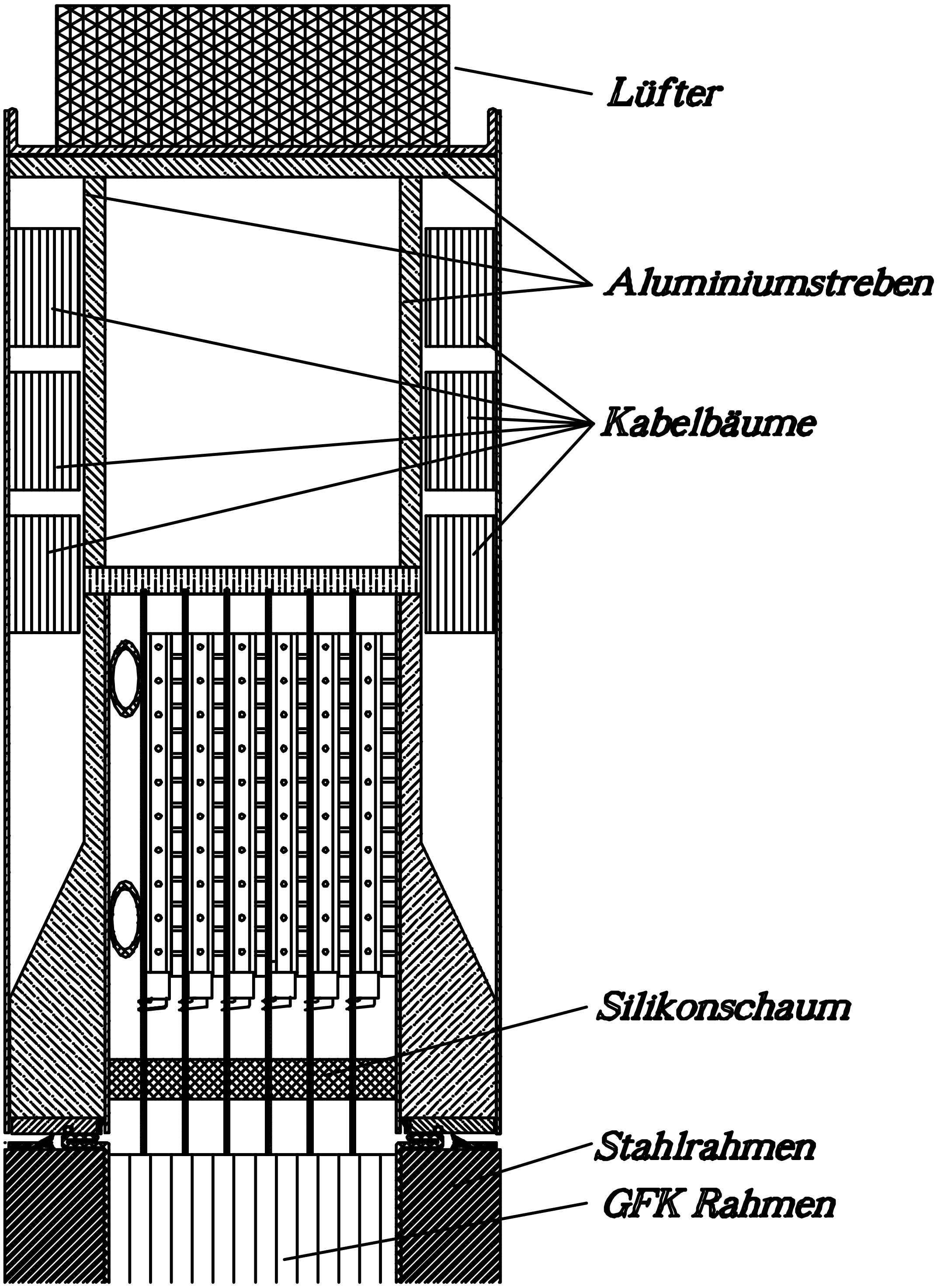

Abb. 4.17: *Hochfrequenzabschirmungen, Erdung, Kabelführung und Warmluftabschirmung.*

4.4 Vermessung

Für die Positionsbestimmung der Detektorkomponenten ist im HERMES Experiment ein, vom „Tokyo Institute of Technology“ gebautes permanentes Laser–Vermessungssystem montiert. Hierzu sind an jedem Stahlrahmen der Driftkammern auf der Strahlrohrseite Halterungen für schwenkbare Fresnel–Zonenplatten angebracht, die als Target für die Laserstrahlen dienen. Die Zonenplatten müssen schwenkbar sein, um den Strahlengang für die Vermessung der anderen Detektoren wieder freimachen zu können. Mit einer CCD–Kamera wird dann aus dem Bild jeder Zoneplatte die Position der Detektoren bestimmt. Für eine möglichst genaue Spurrekonstruktion muß nicht nur die Position der Driftkammern im Detektor, sondern auch die Position der Auslesedrähte in der Kammer bekannt sein. Um die Abweichungen der Drähte von der Sollposition später korrigieren zu können, wurden die Drähte nach dem Löten mit Hilfe eines, im Rahmen einer Diplomarbeit [Gut 94] aufgebauten Drahtvermessungssystems auf 30 μm genau vermessen. Da anschließend auch die Meßmarken an den Stahlrahmen vermessen wurden, kann damit die absolute Positionen der Drähte im HERMES Detektor bestimmt werden. Die ermittelten Daten stehen für Korrekturen in der Spurrekonstruktion in der HERMES Analysesoftware zur Verfügung [Gut 94].
Da sich die Driftkammern BC 1/2 sehr nahe am Ablenkmagneten befinden und deshalb einem magnetischen Streufeld von etwa 0.1 T ausgesetzt sind, wurden als Schwenkvorrichtungen für die Fresnel–Zonenplatten mit Preßluft betriebene Schlitten anstelle elektrisch betriebener Schwenkarme wie bei den anderen Detektoren verwendet. Die Preßluftleitungen werden zwischen den Bodenblechen und den GFK–Rahmen bis an die Außenkante der Kammern geführt und dann auf den Seitenblechen zu den dort angebrachten Steuereinheiten. Die Steuerleitungen laufen unter den Seitenblechen bis zu den Kabelbäumen.

4.5 Montage der Driftkammern

Die Montage der Driftkammern erfolgte , ebenso wie das Einlöten der Drähte, auf schweren Richtplatten aus Stahl, die mit verstellbaren Füßen exakt horizontal ausgerichtet wurden. Um Dunkelströme durch Staub in der Kammer oder an den Drähten zu minimieren, fanden diese Arbeitsschritte im einem Reinraum der Klasse 10000 statt, der zu diesen Zweck extra gebaut wurde. Außerdem wurden Drähte sowie alle Teile im Kammerinneren vor der Montage gründlich mit weichen Pinseln, Aceton und einer mit Stickstoff betriebenen Ionisationspistole gereinigt.

4.5.1 Vorbereitung des –Z Stahlrahmens

Vor der Endmontage der Kammer mußte auf den –Z Stahlrahmen zunächst die aluminisierte Mylarfolie als Hochfrequenzabschirmung und anschließend die Kaptonfolie als Begrenzung des Gasvolumens aufgeklebt werden. Nach Einsetzen der Positionsbolzen in die Paßlöcher konnten die weiteren Rahmen aufgesetzt werden.

4.5.2 Aufsetzen der Kathoden- und Drahtrahmen

Die Kathoden- und Drahtrahmen wurden mit Hilfe von Abziehern langsam über die Bolzen abgesenkt, wobei der richtige Sitz der Gasdichtungen kontrolliert wurde. Nach Montage jeder Drahtebene erfolgte eine letzte Überprüfung der Lötstellen und Drähte, sowie des elektrischen Kontaktes von einer Seite des Rahmens über die Drähte auf die „Fan–Out"–Platine mit den Vorverstärkern. Dieser Test erlaubte die Identifikation und Instandsetzung zweier Leiterbahnen auf der „Fan–Out"–Platine, die bei einem der Rahmen einen Haarriß aufwiesen. Als letzter GFK-Rahmen wurde der Blindrahmen als Abschluß des Gasvolumens aufgesetzt.

4.5.3 Aufsetzen des +Z Stahlrahmens

Nach Montage aller Folien– und Drahtrahmen wird die Kammer durch den vorher mit aluminisierter Mylarfolie bespannten +Z Stahlrahmens geschlossen. Im Gegensatz zum –Z Stahlrahmen sind die Löcher für die Bolzen im +Z Rahmen keine Paßlöcher, sondern haben einen größeren Durchmesser. In diese Löcher werden zunächst Messinghülsen eingesetzt, die exakt auf die Bolzen passen, aber im Stahlrahmen ein klein wenig Spiel haben. Dies erleichtert die Montage des +Z Rahmens wesentlich. Nach dem Festziehen von 42 Gewindestangen, die durch die Kammer hindurch gehen und in die Gewindebohrungen des –Z Rahmens greifen, wurden die Messinghülsen in ihrer Position im +Z Rahmen eingeklebt. Nach Aushärten des Epoxydklebers (A.1 refepoxy) wurde der Rahmen für die Positionsbestimmung der Vermessungsmarken relativ zu den Bolzen nochmals entfernt.

5 Testmessungen

5.1 Hochspannungs- und Funktionstests

Nach dem Zusammenbau der Kammern erfolgte zunächst ein erster Hochspannungstest an Luft, wobei die Spannung an den Potentialdrähten und Kathodenfolien langsam mit 30 Volt pro Sekunde auf maximal –1200 V hochgefahren wurde. Nach Erreichen der Spannung stellte sich ein Dunkelstrom von etwa 0,6 μA ein , der dann langsam zurück ging. Diese ersten Tests an Luft dienten der Sicherstellung, daß keine gerissenen Drähte oder eventuelle größere Verunreinigungen einen Kurzschluß in der Kammer verursachen . Hierbei wurde die Hochspannung nur kurz für einige Minuten angelegt, um ein Festsetzen von kleineren Verunreinigungen auf den Drähten zu vermeiden.
Anschließend wurden die Kammern zwei Tage mit der für den Betrieb vorgesehenen Gasmischung Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%) gespült. Danach erfolgten schließlich die eigentlichen Tests der Hochspannungsfestigkeit. Alle 19 Hochspannungszuleitungen einer Kammer wurden zunächst einzeln jeweils von einem Ausgang der Hochspannungsversorgung versorgt, um beobachten zu können, welche Kathodenfolie, bzw. welche Hälfte der Drahtebenen wieviel Strom zieht. Die Spannung wurde diesmal mit 20 Volt pro Sekunde bis –1700 Volt hochgefahren. Um den Dunkelstrom einer Driftkammer zu verringern, erfolgte nun ein sogenanntes „Hochspannungstraining " mit den Kammern. Dabei wurde abwechselnd positive und negative Hochspannung angelegt.
Hierbei tritt wahrscheinlich der Effekt auf, daß bei positiver Spannung an den Kathoden und Potentialdrähten Staubpartikel und Verunreinigungen an den Signaldrähten negativ aufgeladen und dann beim anschließenden Umpolen von diesen abgestoßen werden. Nach einer Umpolung ist der zu beobachtende Strom bei normaler, negativer Hochspannung zunächst größer als zuvor, sinkt dann aber schnell unter den Wert vor der Umpolung. Um diesen Effekt zu erzielen, mußten mindesten 500 Volt positive Spannung angelegt werden. Maximal waren + 1500 Volt möglich, wobei ein Strom von 0,3 μA zu beobachten war. Bei höheren positiven Spannungen stieg der Strom schnell an. Jede Kammer wurde zum Teil mehrmals auch über Nacht auf Spannungen von + 500 bis + 700 Volt belassen.
Mit diesem Hochspannungstraining konnten die Dunkelströme von anfangs 0,3 bis 1,0 μA (je nach Kammer) bei –1800 V auf etwa 0,1 bis 0,3 μA gesenkt werden. Die maximale angelegte Spannung betrug –2500 V mit Strömen um 3 μA.

Um die Funktion aller Auslesekanäle zu testen, erfolgten Testmessungen mit einer 4 Megabecquerel ^{106}Ruthenium Quelle. Die Vorverstärkerkarten wurden dabei mit einer Schwelle von 40 mV betrieben und mit einem FASTBUS Scaler ausgelesen. Ziel war es, herauszufinden, ob es „tote" oder schwingende Kanäle gibt. Abbildung 5.1 zeigt das Scalerspektrum einer Vorverstärkerkarte. Aufgetragen sind die Einträge innerhalb von 55 Sekunden über die 16 Kanäle der Karte. Aus dem Maximum des Spektrum ist die Position der Quelle erkennbar.

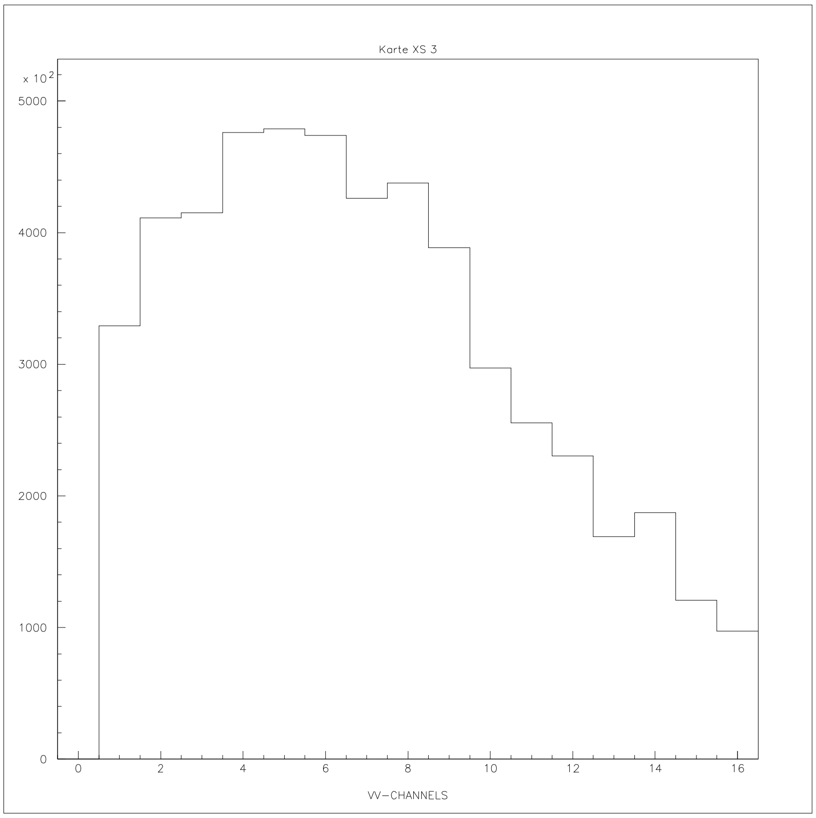

Abb. 5.1: *Scalerspektrum zum Funktionstest. Aufgetragen sind die Anzahl der Ereignisse in 55 Sekunden über die 16 Kanäle der Vorverstärkerkarte. Das Maximum zeigt den Ort der Testquelle.*

Auf diese Weise wurden alle auszulesenden Kanäle der Kammern II bis IV überprüft. Insgesamt konnten in Kammer II ein, in Kammer III drei und in Kammer IV ebenfalls drei Drähte identifiziert werden, die bei einer Hochspannung von –1800 V auch ohne Quelle mit Raten zwischen 0,5 und 70 kHz Rauschsignale über der Schwelle von 40 mV lieferten. Daran war auch durch nochmaliges Umpolen der Spannung an den entsprechenden Hochspannungssegmenten der Potentialdrähte nichts Wesentliches mehr zu ändern. Da die Vorverstärkerkarten der Driftkammern im HERMES Experiment vorausichtlich mit 60 mV Schwelle betrieben werden und nur Ereignisse, die mit einem Triggerimpuls verbunden sind, registriert werden, stellen diese wenigen „ funkenden “ Kanäle keine Beeinträchtigung der Leistung der Kammern in der Spurbestimmung dar, zumal durch die sechs Ebenen jeder Kammer ohnehin redundante Information für die Spurrekonstruktion verfügbar ist.

5.2 Teststrahl am DESY

Die erste fertiggestellte Kammer der BC 1/2 wurde von Mitte August bis Ende September 1994 zusammen mit einer der größeren, vom DESY IfH Zeuthen gebauten BC 3/4 Driftkammern, am DESY in Hamburg getestet. Als Teststrahl stand ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 3 GeV zur Verfügung.

5.2.1 Testaufbau

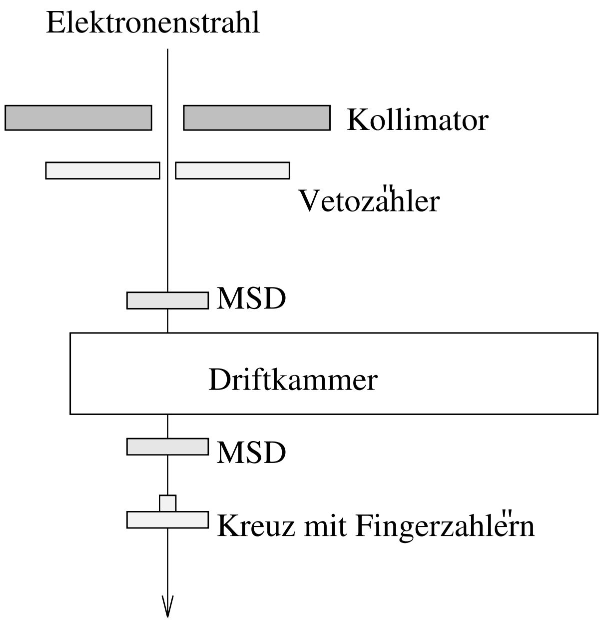

Abb. 5.2: *Messaufbau am Teststrahl. Der Strahl durchläuft zunächst einen Kollimator und einen Szintilator mit einem Loch als Vetozähler. Zur Festlegung der Referenzspur dienen zwei Microstreifendetektoren (MSD) vor und hinter der Driftkammer. Das Kreuz aus Fingerzählern bildet zusammen mit dem Vetozähler den Trigger.*

Wie in Abbildung 5.2 skizziert durchlief der Teststrahl zunächst einen Kollimator und einen Vetozähler, der die Messung mit möglichst geraden Teilchenbahnen erlauben sollten. Vor und hinter der Driftkammer wurden zwei Microstreifendetektoren („MSD") installiert, welche die Referenzspuren zu den Driftkammerdaten lieferten. Diese besaßen eine innere Ortsauflösung von 20 μm und wurden über „Flash Analog Digital Converter " („FADC") ausgelesen. Die Auslese der Driftkammer erfolgte durch FASTBUS TDC's 1876 mit einer Binbreite von 1 ns. Zwei Szintillatoren und ein Kreuz aus Fingerzählern, die zusammen mit dem Vetozähler das Triggersignal lieferten, bildeten den Abschluß des Aufbaus. Als Zählgas kam bereits die Gasmischung Ar(90%)–CO_2(5%)–CF_4(5%) zum Einsatz.

5.2.2 Messungen

Ziel der Tests war die Überprüfung der Funktionfähigkeit der Driftkammern sowie die Bestimmung der Betriebsparameter. Hierzu wurden eine nichtlineare Orts–Driftzeit–Beziehung, sowie Effizienz und Ortsauflösung in Abhängigkeit von Hochspannungseinstellung und Vorverstärkerschwelle bestimmt, um den optimalen Arbeitspunkt der Kammern herauszufinden. Die hierbei gewonnenen Daten dienen vorallem der Eichung und Kallibration der Kammern, um einen möglichst schnelle und problemlose Inbetriebnahme im HERMES–Experiment zu ermöglichen.
Des weiteren wurde die Empfindlichkeit der Kammern auf hohe Untergrundraten, ebenso wie das Verhalten von Driftzellen am Rand der Akzeptanz und entlang eines Signaldrahtes untersucht. Zusätzlich soll die Analyse analog ausgelesener Signale der Untersuchung von Übersprechen zwischen Kanälen und physikalischen Begrenzungen für die gemessenen Werte von Effizienz und Auflösung dienen ([Rus 95]).

5.2.3 Ergebnisse

Die Analyse der aufgezeichneten Daten ist noch nicht abgeschloßen, sie ist unter anderem Gegenstand weiterer Diplomarbeiten ([Rus 95], [Sch 95], [Has 95], [Mei 95]). Aufgrund der bisherigen Ergebnisse und der „online“– Analyse während des Teststrahls scheinen eine Hochspannung von –1800 Volt an Kathoden und Potentialdrähten und eine Schwelle von 60 mV an den Vorverstärkern gute Basiswerte für den Betrieb der der Driftkammern BC 1/2 zu sein. Für eine genauere Betrachtung siehe [Sch 95].

Abbildung 5.3 zeigt die Meßpunkte der nichtlinearen Orts–Driftzeit–Beziehung für Spuren senkrecht zur X Drahtebene. Für die Ortsbestimmung aus den TDC–Zeiten wird daraus eine Referenztabelle bestimmt. Die Einträge in diese Tabelle sind jeweils der Mittelwert eines Gaußfits über die Koordinatenwerte in jedem 1 ns Zeitbin. Die Werte der Tabelle sind als dunkle Kontur ebenfalls eingezeichnet.

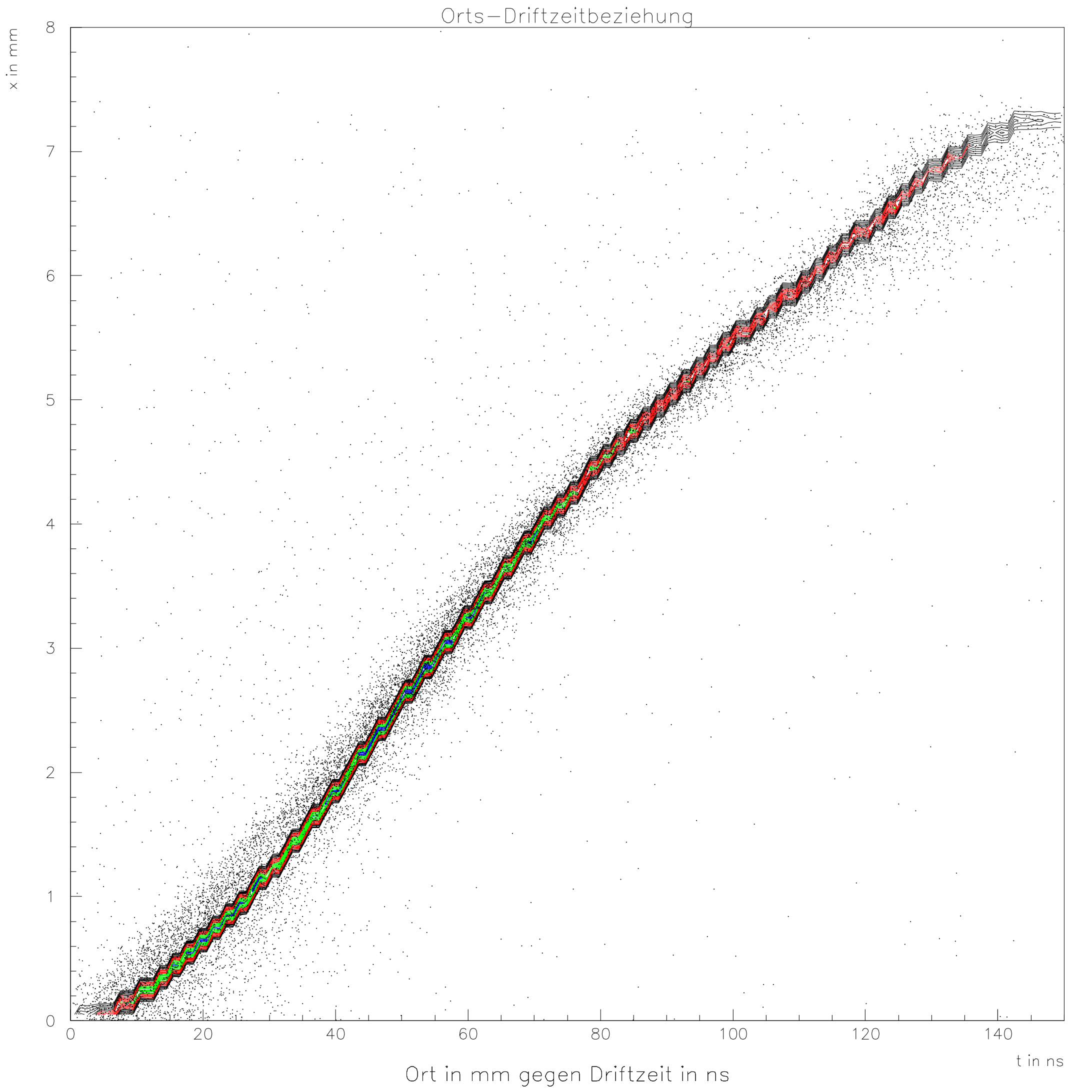

Abb. 5.3: *Orts–Driftzeitbeziehung. Aufgetragen ist der Ort (in mm) des Teilchendurchgangs in der Driftzelle gegen die Driftzeit (in ns), welche die Elektronen bis zum Erreichen des Signaldrahtes brauchen. Der Signaldraht liegt bei 0 mm, der Potentialdraht bei 7,5 mm. Eingezeichnet sind als Punkte die gemessenen Werte und als dunklere Kontur die Werte der daraus erzeugten Tabelle, welche die Daten für die weiteren Berechnungen liefert.*

Abbildung 5.4 zeigt den Vergleich zwischen einer, mit dem Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD auf Grundlage der MAGBOLTZ Gasdaten mit 5000 zufallsgenerierten senkrechten Spuren erzeugte Orts–Driftzeit–Beziehung und den Teststrahlmessungen. Bis etwas über die Hälfte der Driftzelle decken sich die Simulation und die Messung gut, danach ergeben sich Abweichungen. Eine Erklärung dafür ist, daß Effekte wie die Anlagerung von Elektronen an Gasmolekülen bei längeren Driftzeiten eine immer größere Rolle spielen. Diese die Drift der Elektronen verzögernden Effekte werden von der Garfieldsimulation nicht berücksichtigt, weshalb sich eine höhere Driftgeschwindigkeit ergibt.

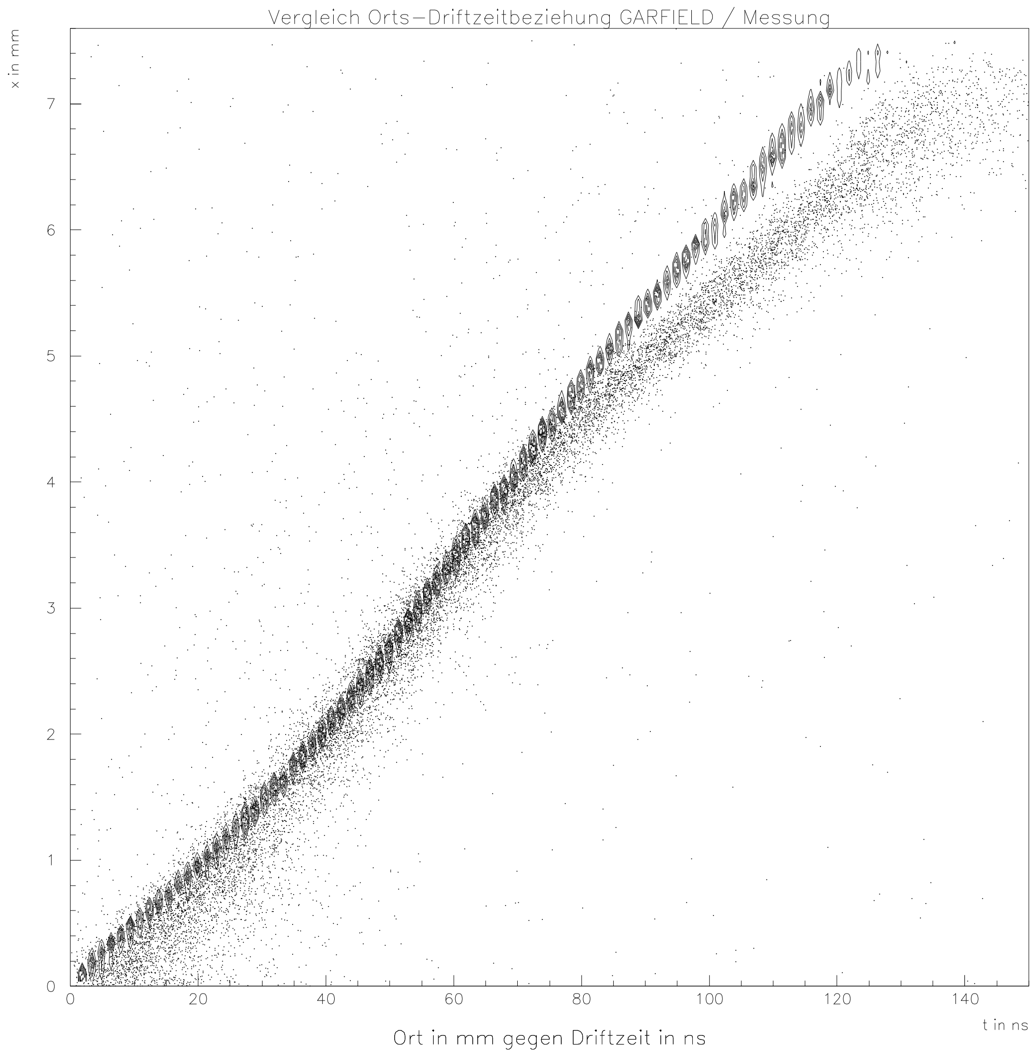

Abb. 5.4: *Simulierte Orts–Driftzeitbeziehung im Vergleich zur Messung. Aufgetragen ist der Ort (in mm) des Teilchendurchgangs in der Driftzelle gegen die Driftzeit (in ns), welche die Elektronen bis zum Erreichen des Signaldrahtes brauchen. Der Signaldraht liegt bei 0 mm, der Potentialdraht bei 7,5 mm. Die Punkte repräsentieren wieder die Messung, die dunkleren Konturen die Simulation.*

Abbildung 5.5 zeigt die Ortsauflösung der X–Drahtebene für gerade Teilchenspuren. Für die Bestimmung der Auflösung wird die Differenz aus den X–Koordinaten der MSD–Referenzspur und den, aus den TDC–Zeiten mit Hilfe der Orts–Driftzeit–Tabelle berechneten, X Koordinaten aus der Driftkammer benutzt. Dabei sind je 10 Bins zusammengefaßt. Jeder der dabei entstandenen 15 Verteilungen wird eine Gaußkurve angepaßt. Die Standardabweichung repräsentiert dann die Ortsauflösung in diesem Bereich der Kammer. Mit einer Hochspannung von –1800 V und einer Schwelle von 60 mV ist in der X–Ebene, wie in Abbildung 5.5 zu sehen eine maximale Ortsauflösung unter 150 μm erreichbar. Ohne die Werte direkt am Signal– und Potentialdraht ergibt sich eine gemittelte Auflösung von 190 μm.

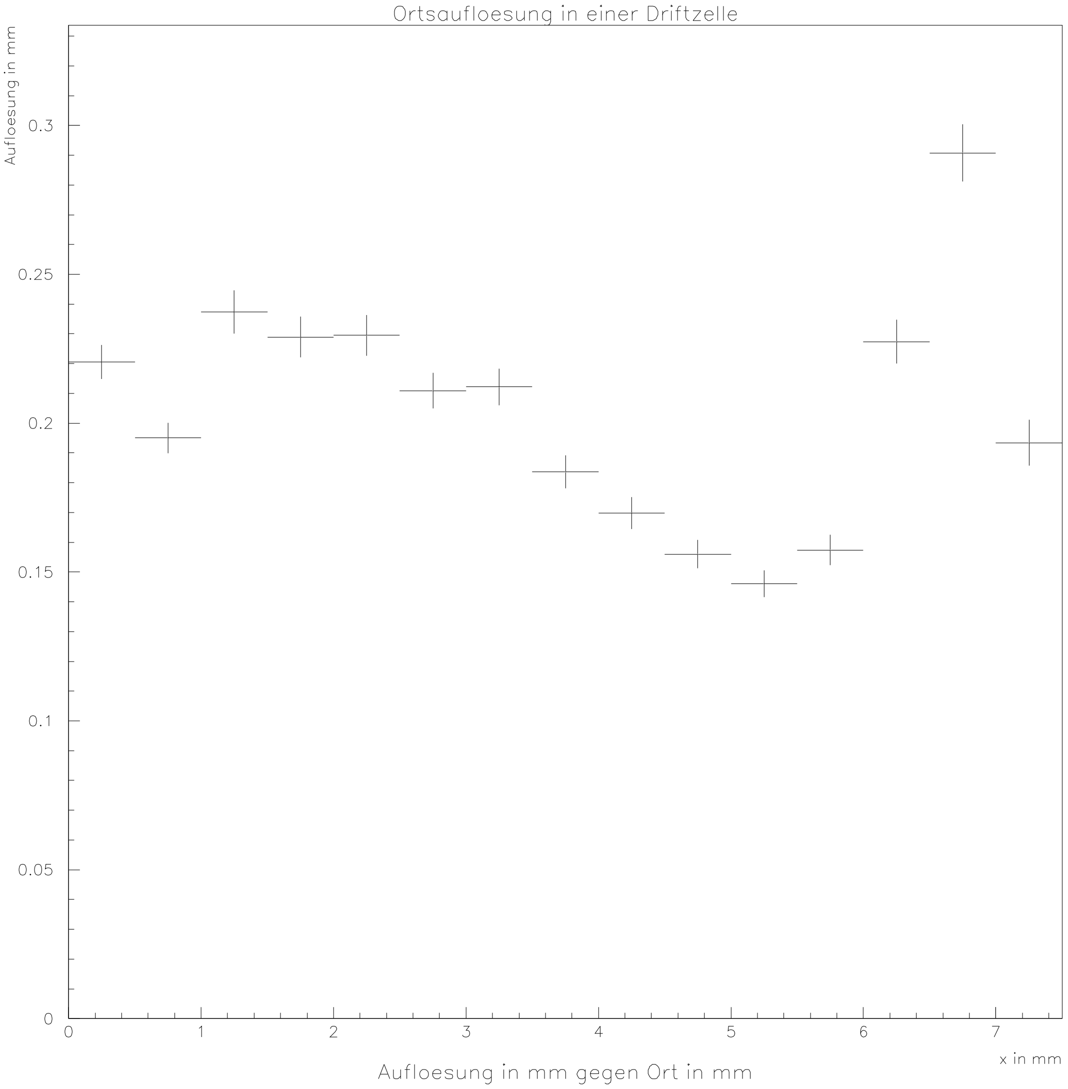

Abb. 5.5: *Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Ort in der Driftzelle.*

Die Nachweiseffizienz der Driftkammer über die Driftzelle ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Hierbei wurde die Kammer als effizient betrachtet, wenn zu einer gegebenen MSD Vergleichsspur innerhalb eines Bereichs von $\pm 3\sigma$ ein Driftkammersignal gemessen wurde, wobei σ die Auflösung am entsprechenden Ort in der Driftzelle ist. Ohne die direkte Umgebung der Drähte ergibt sich eine über die Driftzelle gemittelte Effizienz von 98,00 Prozent.

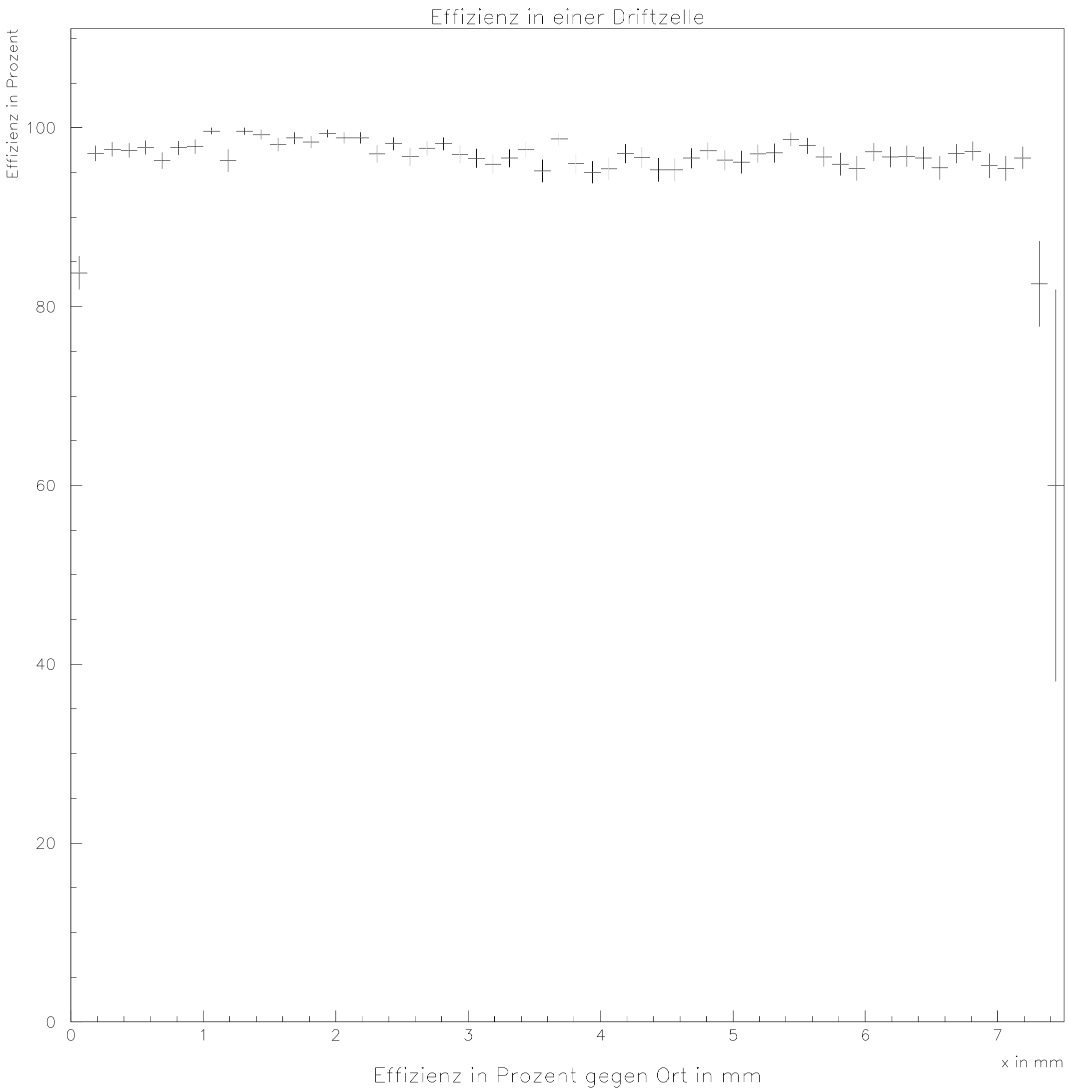

Abb. 5.6: *Effizienz in Abhängigkeit vom Ort in der Driftzelle.*

5.3 Erste Erfahrungen im HERMES Experiment

Das HERMES Experiment ging im April 1995 planmäßig in Betrieb. Schon in der Anlaufphase war es möglich erste Erfahrungen mit den Driftkammern unter realen Betriebsbedingungen zu sammeln.
Nach dem Füllen des HERA–Speicherrings mit Positronen, konnte über mehrere Stunden Meßzeit unter guten Strahlbedingungen die ersten, vom Halo des Positronenstrahls stammenden Signale im Detektor registriert werden. Abbildung 5.7 zeigt als Beispiel die ersten Spektren über die einzelnen Auslesekanäle der Ebenen der zweiten, in der oberen Detektorhälfte eingebauten Driftkammer. Insgesamt zeigen die Spektren, daß es in den vier Driftkammern BC1/2 keinerlei Ausfälle von Kanälen gibt. Auch die Anzahl der, schon bei den Tests im Labor entdeckten, rauschenden Drähte (siehe 5.1) konnte durch erneutes Hochspannungstraining nach dem Einbau auf insgesamt drei reduziert werden.

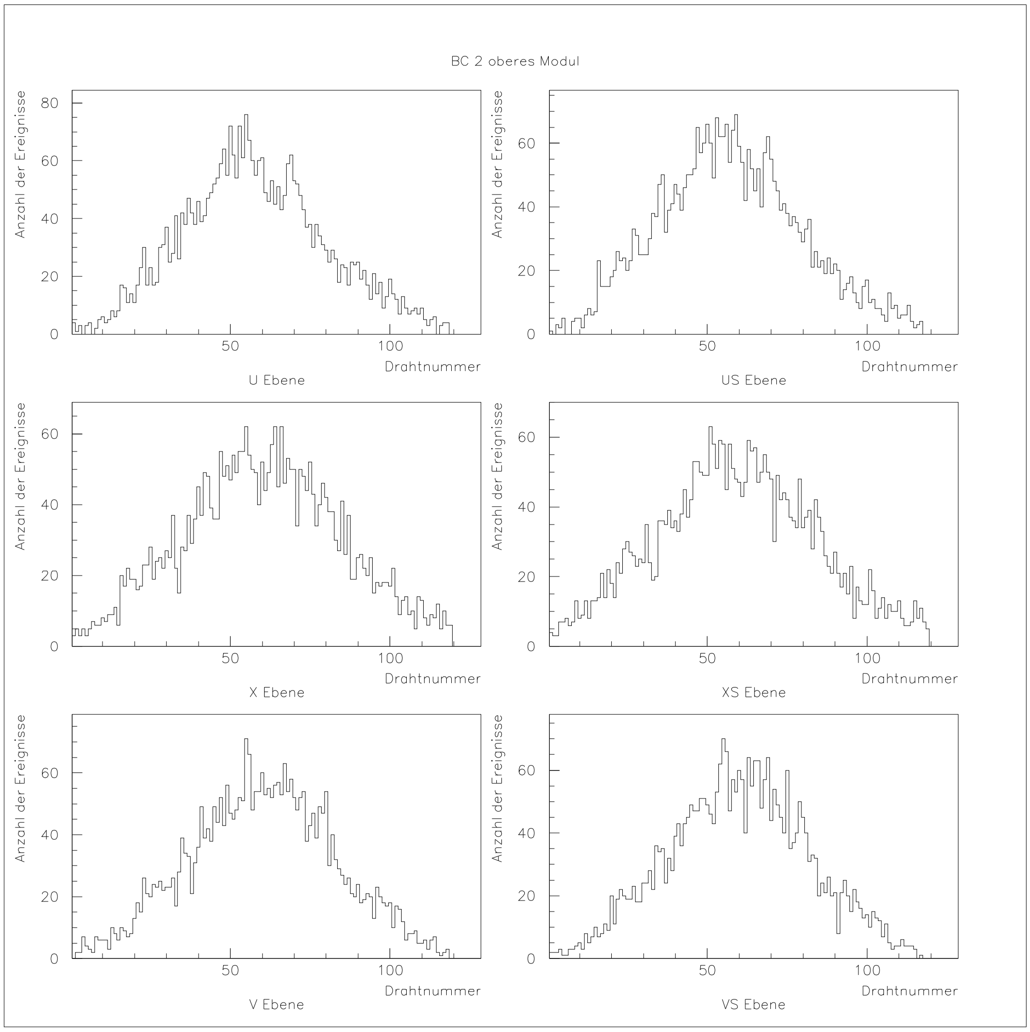

Abb. 5.7: *Spektrum über die Drähte einer Ebene. Aufgetragen ist jeweils Anzahl der Ereignisse über die Drahtnummern einer Ebene.*

In Abbildung 5.8 sind die Multiplizitäten in den einzelnen Ebenen dargestellt. Im Mittel sprachen hier etwa sechs Auslesedrähte pro Trigger an. Damit zeigt sich auch hier das ordnungsgemäße Funktionieren der Kammern. Die Spurrekonstruktion wird durch die geringe Multiplizität erleichtert, da die Gefahr falsche Spuren zu bestimmen mit der Anzahl der gleichzeitig ansprechenden Drähte ansteigt.

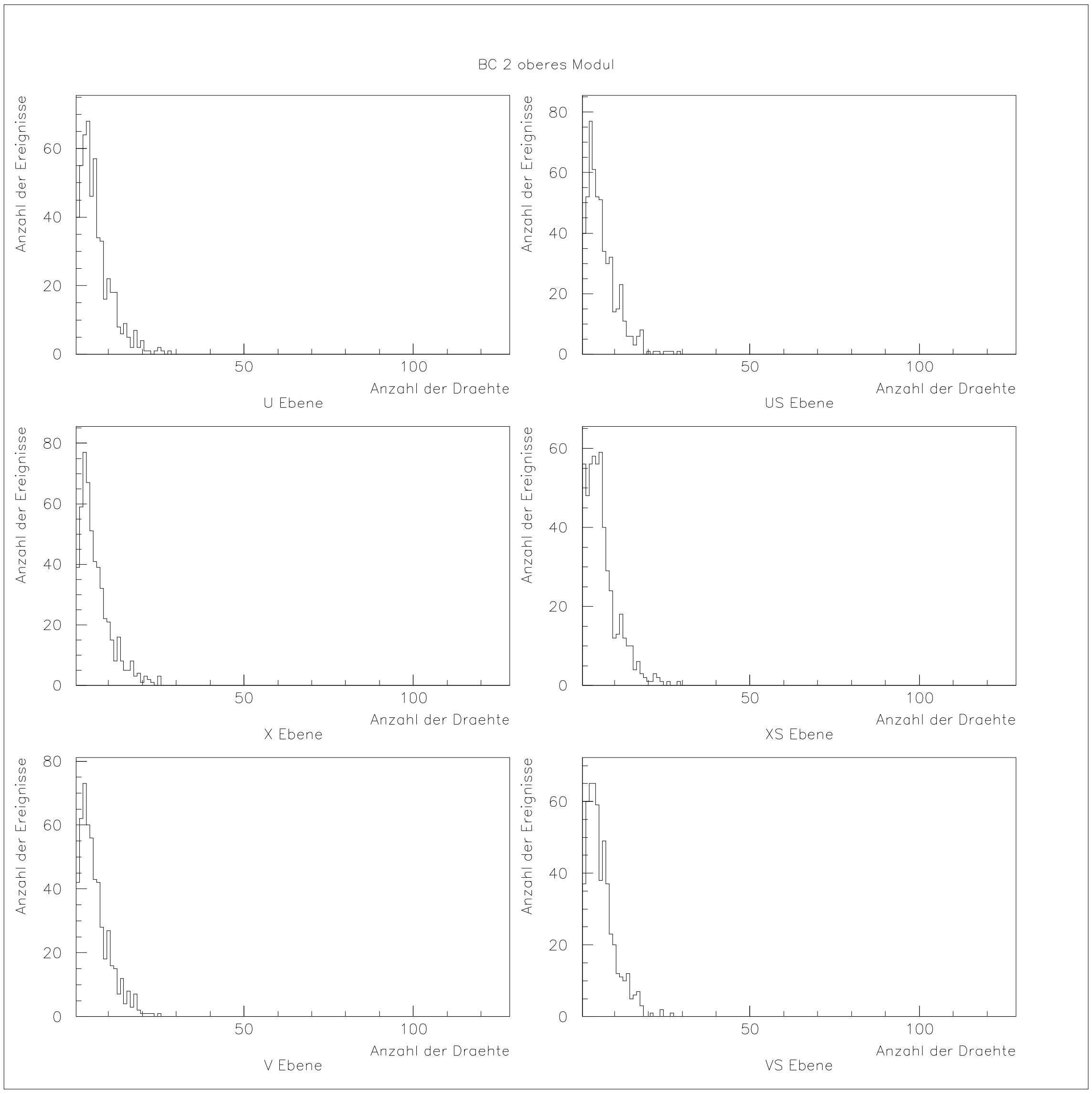

Abb. 5.8: *Multiplizitäten in jeweils einer Ebene. Aufgetragen ist jeweils die Anzahl der Ereignisse über die Anzahl der Drähte.*

6 Zusammenfassung

Das HERMES–Experiment am HERA–Speicherring des DESY in Hamburg soll die spinabhängigen Strukturfunktionen von Proton und Neutron, $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ mit Hilfe tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung bestimmen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden vier große, ebene Driftkammern für das HERMES–Spektrometer am physikalischen Institut der Universiät Erlangen–Nürnberg gebaut und anschließend auf ihre Funktionsfähigkeit getestet.
Jedes der vier Driftkammermodule besteht aus sechs, von Kathodenfolien begrenzten Drahtebenen mit insgesamt 706 ausgelesenen Kanälen.
Im ersten und letzten Paar dieser sechs Drahtebenen sind die Signaldrähte jeweils um + 30° bzw. – 30° aus der Senkrechten geneigt. Außerdem sind die Drähte jeder zweiten Ebene um eine halbe Driftzellenbreite verschoben.
Die aufgrund der Detektorakzeptanz notwendige aktive Fläche eines Driftkammermoduls von 1860 x 520 mm^2 und der sehr begrenzte Platz im Spektrometer machten eine kompakte und gleichzeitig besonders stabile Konstruktion nötig. Sie wird durch je zwei nichtmagnetische Edelstahlrahmen erreicht, zwischen die die Draht– und Kathodenrahmen aus glasfaserverstärktem Kunststoff montiert wurden. Die Stahlrahmen gewährleisten auch die exakte Positionierung der Drahtebenen im Spektrometer.
Besonderer Wert wurde auch auf die Hochfrequenzabschirmung der Kammern, insbesondere der Ausleseeletronik und der Spannungversorgungen gelegt. Da während der Datennahme von HERMES nur sehr begrenzte und kurze Zugangszeiten und Wartungsmöglichkeiten bestehen werden, wurden, wo immer möglich, alle äußeren Teile der Driftkammern so konzipiert, daß ein schneller Austausch mit vorbereiteten Ersatzteilen erfolgen kann. Für den Fall, daß es nötig wird, eine Kammer zu Wartungszwecken auszubauen, wird in Erlangen momentan noch ein fünftes Ersatzmodul montiert, um die Unterbrechungen in der Datennahme auf ein Minimum zu reduzieren.
Die termingerecht fertiggestellten Module wurden im Labor zunächst auf ihre Hochspannungsfestigkeit und generelle Funktionstüchtigkeit geprüft. Die erste der Kammern wurde in einem Teststrahl am DESY ausführlicher untersucht. Eine erster Blick auf die Messergebnisse zeigt, daß die angestrebte Genauigkeit von 150 μm in der Ortsbestimmung im Inneren einer Driftzelle, bei einer Effizienz nahe eins, erreicht worden ist. Die genaue Analyse der aufgenommenen Daten ist unter anderem Gegenstand weitere Diplomarbeiten ([Rus 95], [Sch 95], [Has 95], [Mei 95]).

A Anhang

A.1 Material– und Lieferantenverzeichnis

1. Dichtschnur : Perbunan-Rundschnur (NBR), d=3mm, schwarz, 70 shore
   Lieferant:
   GuK Technische Gummi und Kunststoffe GmbH
   Buckower Chaussee 69-70
   12277 Berlin

2. Draht– und Folienrahmen : glasfaserverstärkter Kunststoff
   Lieferant :
   Stesalit AG
   Kunststoffwerk
   CH–4234 Zullwil

3. Drahtrundgestrick : Kupfer, verzinnt, 3,18 mm Ø , „Ultraflex“
   Lieferant :
   Trans Tech Hochfrequenz GmbH
   74221 Flein / Heilbronn

4. Drahtrundgestrick : Kupfer, mit Flosse, 12,7 mm Ø, „Ultraflex“
   Lieferant :
   Trans Tech Hochfrequenz GmbH
   74221 Flein / Heilbronn

5. Epoxydkleber (schnellhärtend, lösungsmittelfrei) : ARALDIT rapid
   Lieferant :
   Bodo Möller Chemie
   Postfach 10 19 51
   63019 Offenbach am Main

6. Epoxykleber : AKEPOX Transparent
   Hersteller :
   AKEMI
   Chem. techn. Spezialfabrik Erich Höntsch GmbH
   Lechstr. 28
   Nürnberg

7. Federn, verzahnt : Kupfer, verzinnt, 8,6 mm breit 0,1 mm stark, mit Klebeband
   Lieferant :
   Trans Tech Hochfrequenz GmbH
   74221 Flein / Heilbronn

8. Federn, verzahnt : Kupfer, 5,6 mm breit 0,1 mm stark, mit Klebeband
   Lieferant :
   Trans Tech Hochfrequenz GmbH
   74221 Flein / Heilbronn

9. Federklemmen : Leiterplattenführung, Kupfer–Beryllium, 6 Zoll
   Lieferant :
   ADAPT Elektronik
   Eberhard Köpf GmbH
   Großheubach

10. Gasanschlüße : Bestellnummer 55–8–MO–1–4RP
    Lieferant :
    SWAGELOCK AG
    St. Gallerstraße 84
    CH–8853 Lachen

11. Graphit : Graphit-Colloid ELECTRODAG 502
    Lieferant :
    Acheson Colloiden B.V.
    Postbox 1
    NL-9679 ZG Scheemda Holland

12. Kaptonfolie : 100 HN 25 μm stark
    Lieferant :
    August Krempel und Söhne GmbH & Co. Papierfabrikstraße 4
    71665 Vaihingen / Enz

13. Kontaktfedern : Kontaktstreifen CL–1/8908
    Lieferant :
    Feuerherdt GmbH
    Sophie–Charlotten–Str. 15

Berlin

14. Kupferklebeband: Metall-Kupfer-Folie, Reinheit 99,9%
Dicke 0,04 mm, Breite 3,2 mm
Lieferant :
Goodfellow Gmbh
Postfach 1343
61213 Bad Nauheim

15. Paßstifte: Polyoxymethylen, 1,5 mm Ø Toleranz m6
Lieferant (Stangen zu 1 m Länge) :
P. Torlopp Industrietechnik
Kaddenbusch
25578 Däglingen
Weiterverarbeitung (kürzen) :
Fa. Karin Schmid
Rothenburger Str. 457
90431 Nürnberg

16. Signaldraht : Wolfram, vergoldet, 25,5 μm Ø
Potentialdraht : Kupfer–Beryllium, vergoldet, 127 μm Ø
Lieferant und Hersteller :
California Fine Wire
P.O. Box 446
Grover City California 93483–0446
338 South Fourth St.
Grover City California 93433–1999

17. Stahlrahmen : nichtmagnetischer Edelstahl 1.4435, 18% Chr, 14% Ni, 3% Mo
Lieferant (Material) :
Avesta Sheffield GmbH
Postfach 46 02 54
47856 Willich
Bearbeitung :
Pink GmbH
Postfach 15 09
97865 Wertheim

A.2 Konstruktionspläne

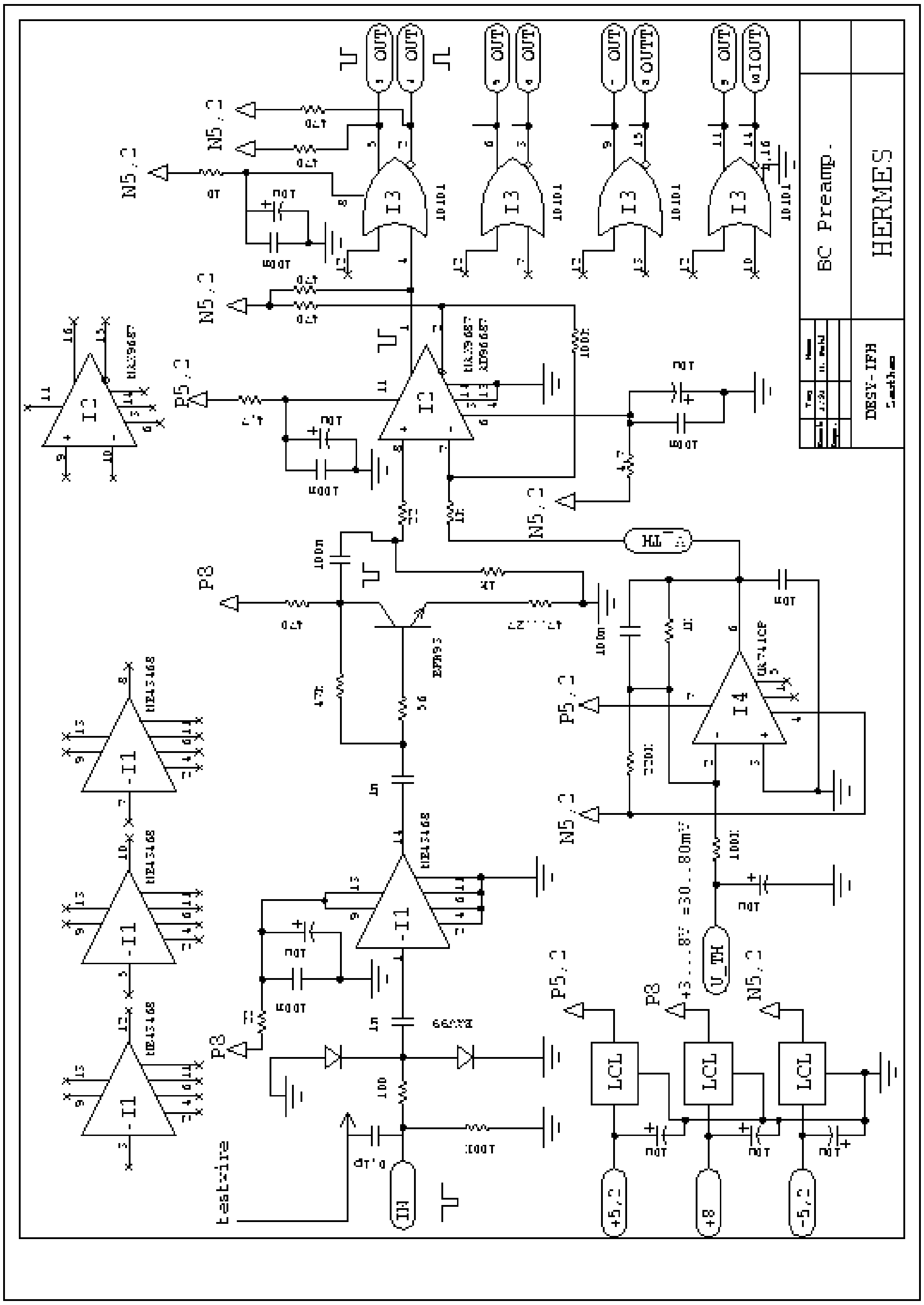

Abb. A.1: *Schaltplan der vom DESY IfH Zeuthen gebauten Vorverstärkerkarten.*

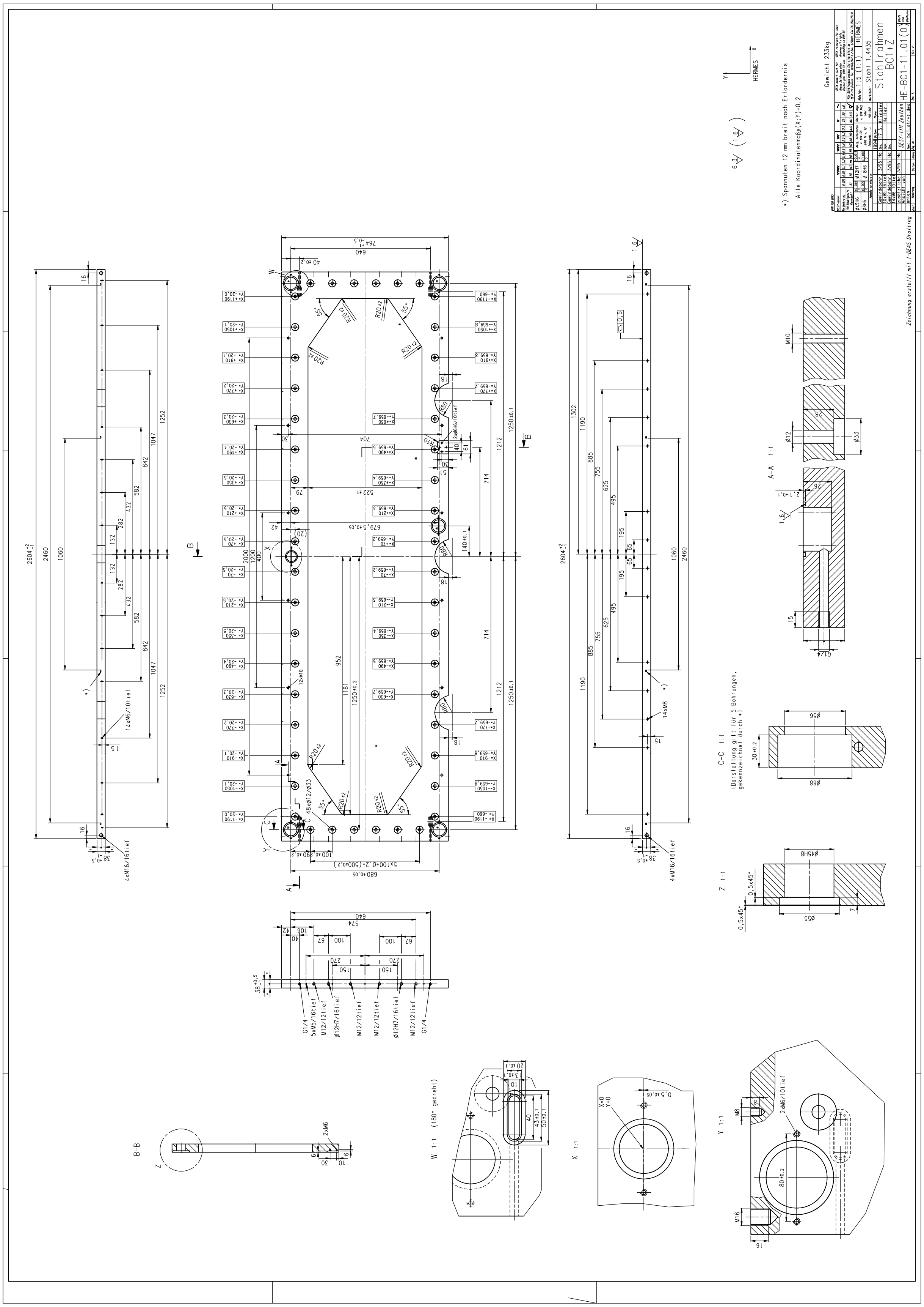

Abb. A.2: + Z Stahlrahmen.

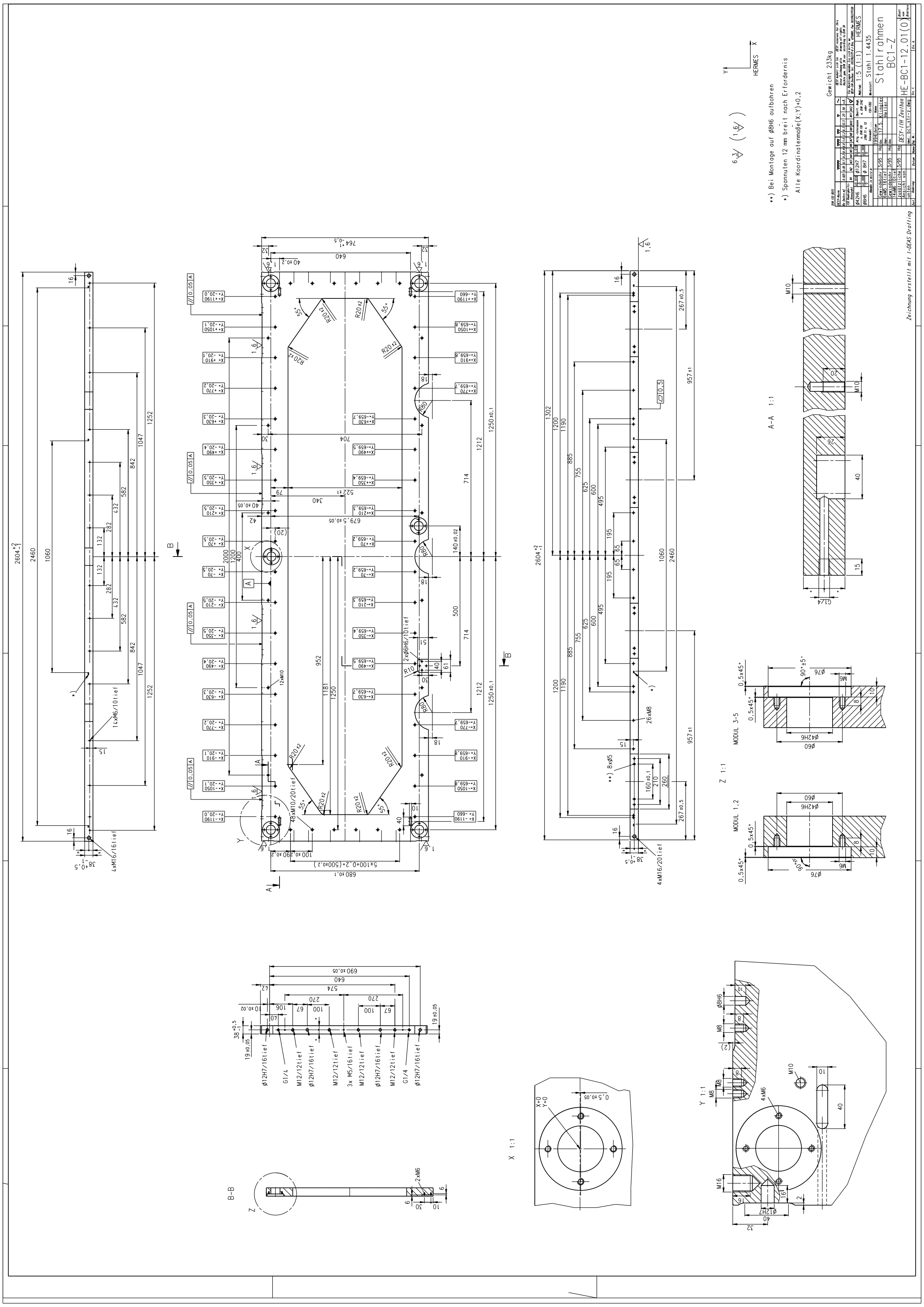

Abb. A.3: - *Z Stahlrahmen.*

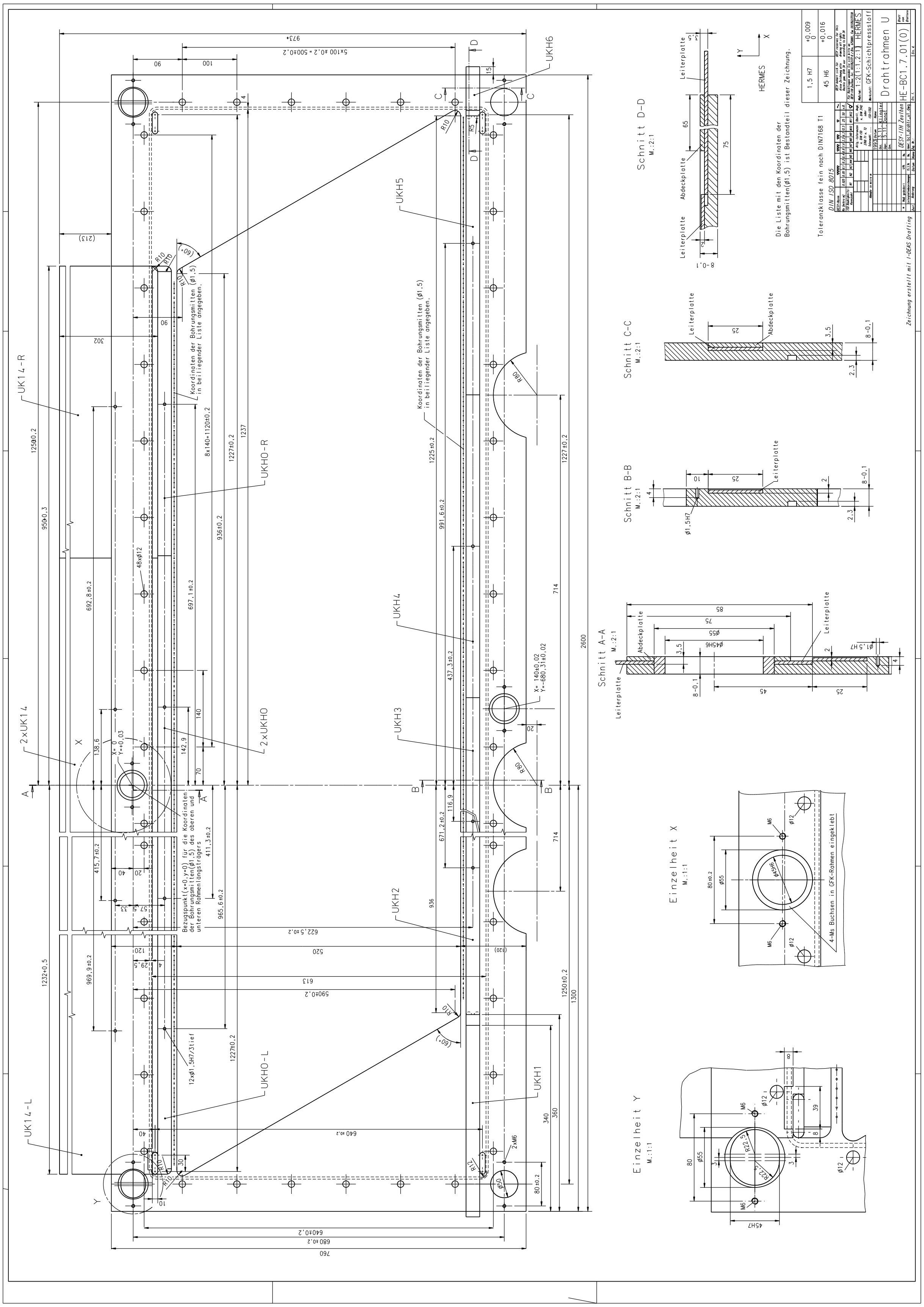

Abb. A.4: *U Drahtrahmen.*

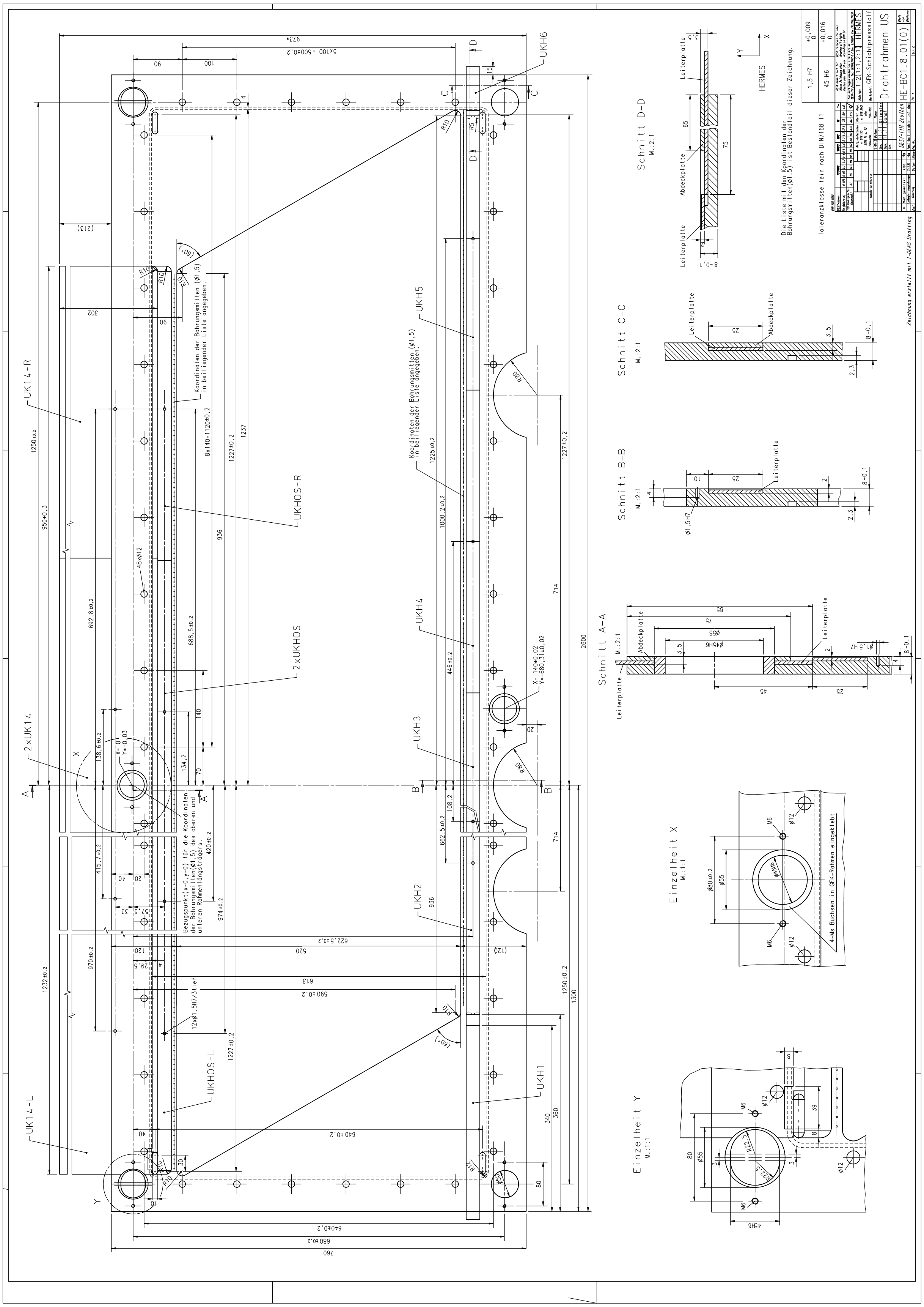

Abb. A.5: *US Drahtrahmen.*

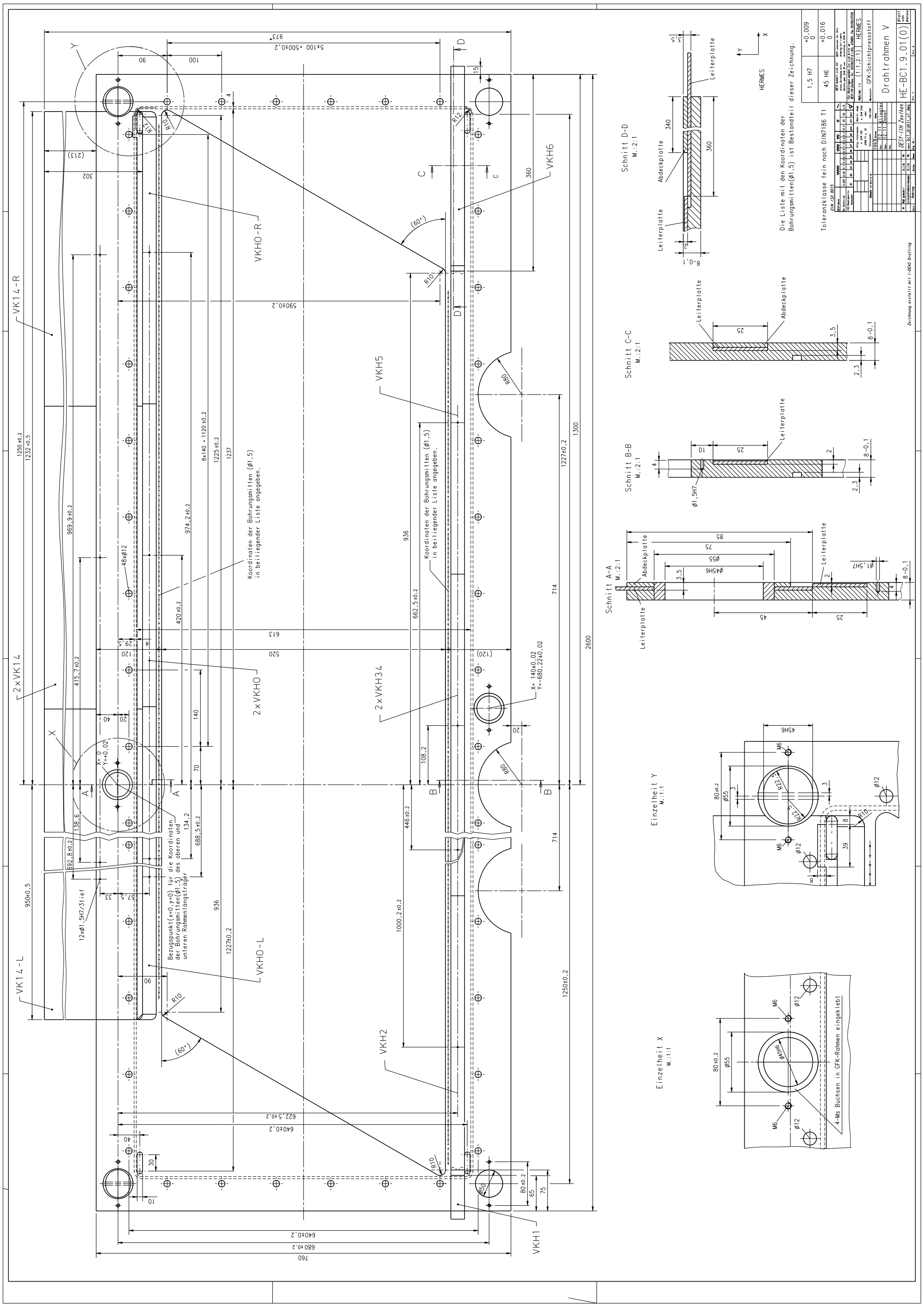

Abb. A.6: *V Drahtrahmen.*

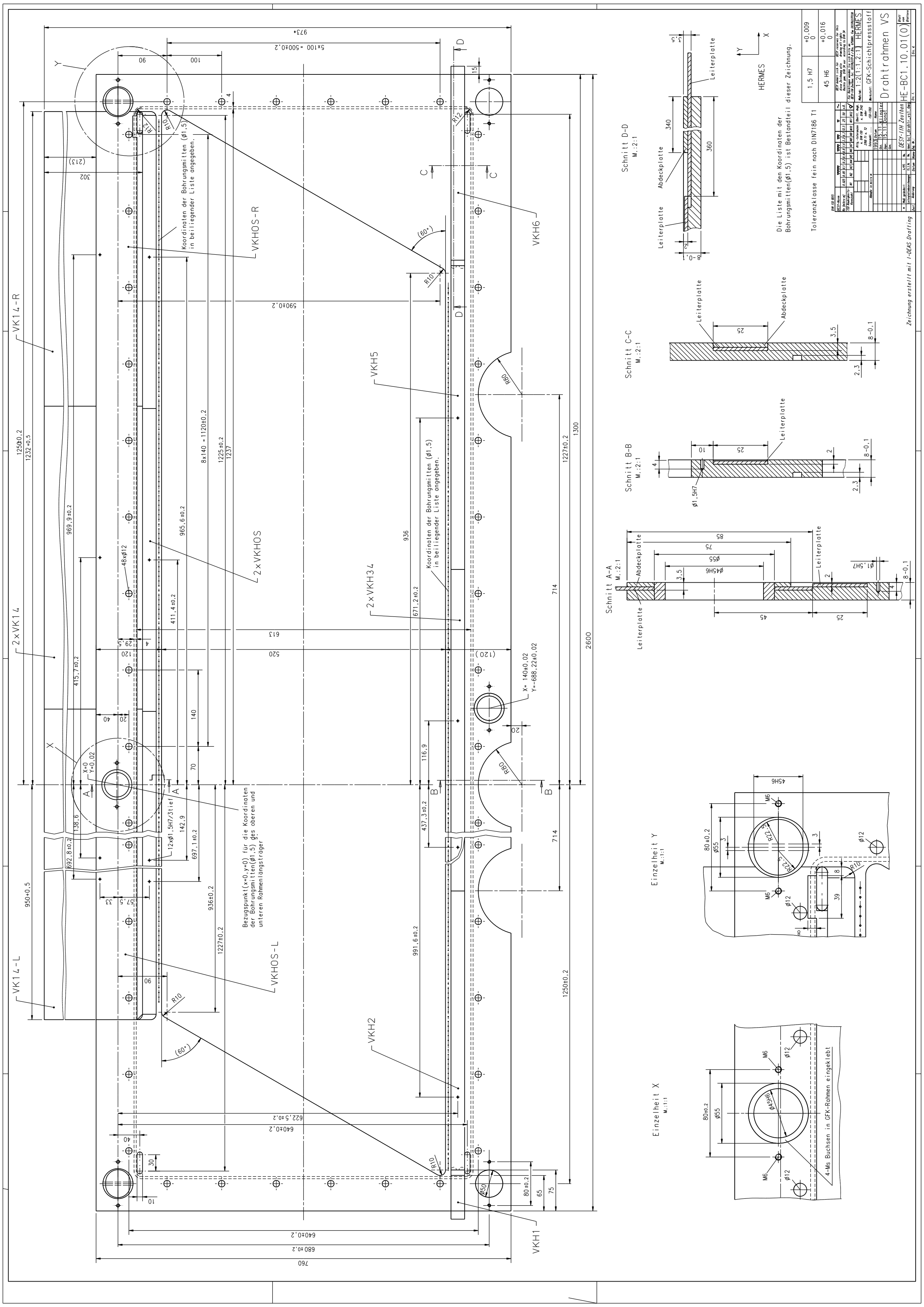

Abb. A.7: *VS Drahtrahmen.*

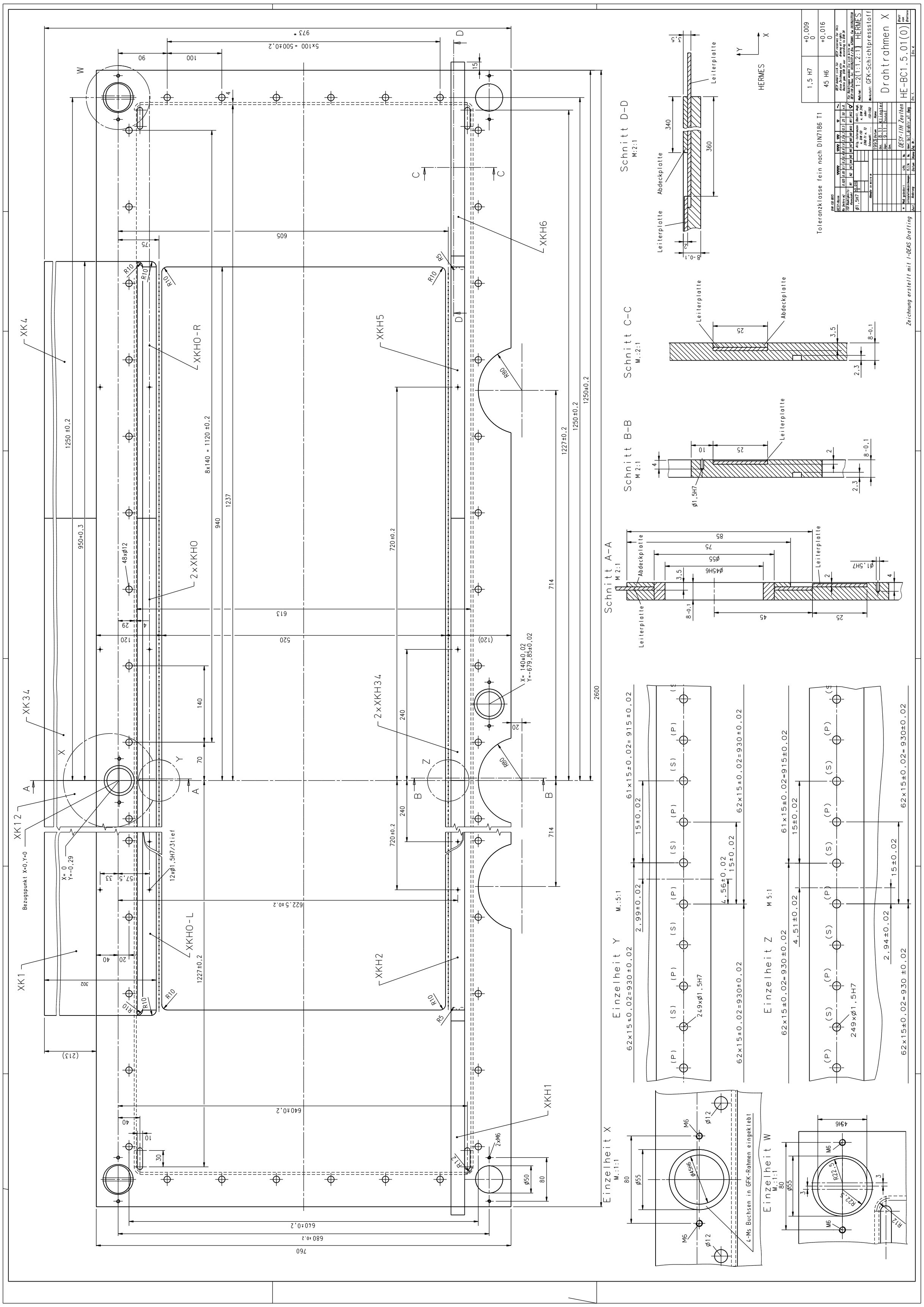

Abb. A.8: *X Drahtrahmen.*

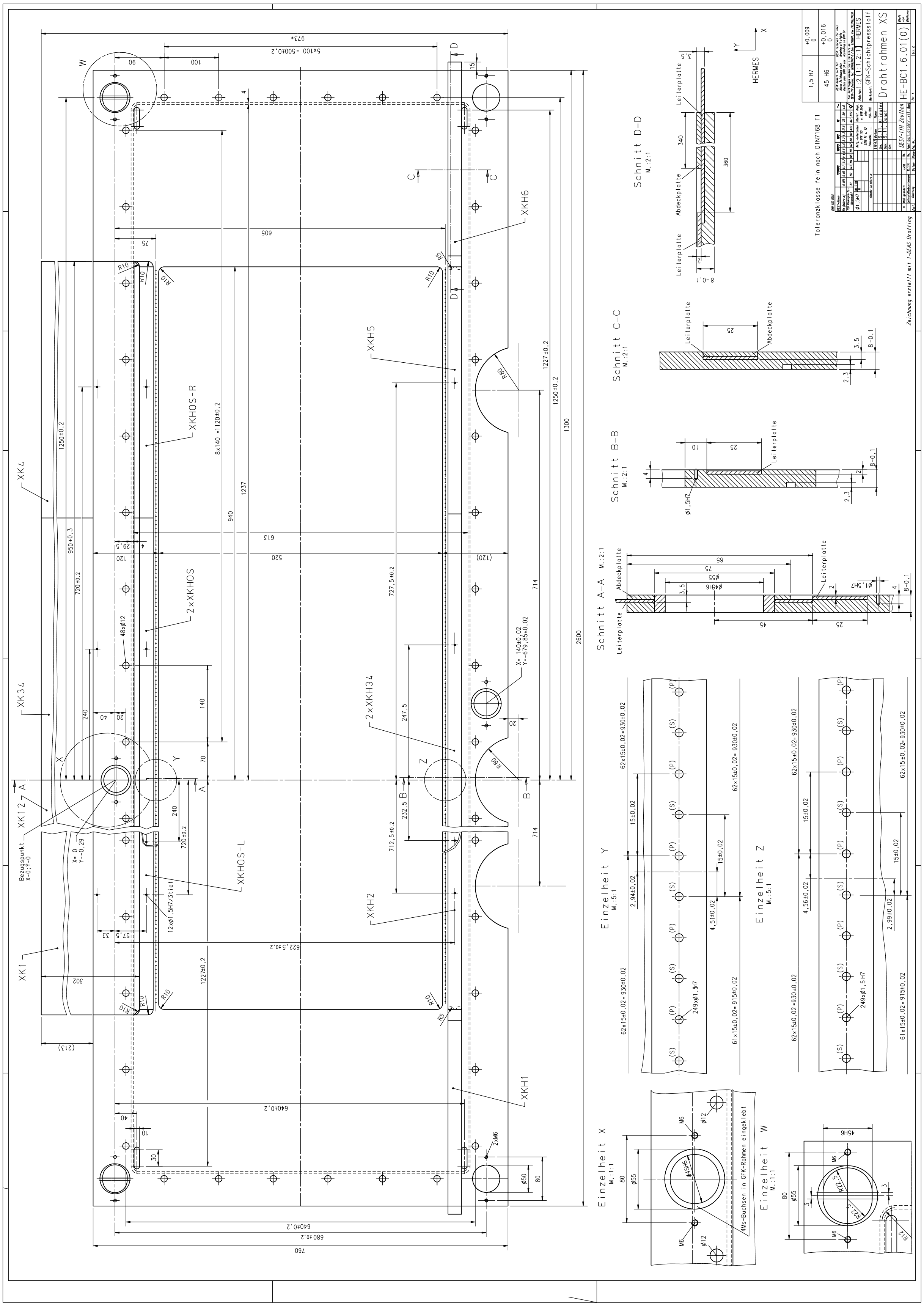

Abb. A.9: *XS Drahtrahmen.*

Literaturverzeichnis

[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.

[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.

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

[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.

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

[Gar 93] Rob Veenhof, GARFIELD, ein Driftkammersimulationsprogramm, Version 4.18., (1993).

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

[Has 95] D.Hasch, Diplomarbeit in Vorbereitung, 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 HERA.* DESY–PRC 90/01, 1990.

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

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

[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.

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

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

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

[Mei 95] F. Meissner, Diplomarbeit in Vorbereitung, DESY IfH Zeuthen, (1995)

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

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

[Pdb 92] Particle Properties Data Booklet. Aus „ Review of Particle Properties" Physical Review **D 45, Part 2**(Juni 1992) 114.

[Rus 95] H. Russo: Diplomarbeit in Vorbereitung , Universität Erlangen-Nürnberg, (1995)

[Sau 77] F. Sauli: „Principles of Operation of Multiwire Proportional and Driftchambers " CERN Report **77-09** (1977)

[Sch 95] F. Schmidt: Diplomarbeit in Vorbereitung , Universität Erlangen-Nürnberg, (1995)

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

[Zeu 94] DESY IfH Zeuthen / HERMES „Internal Note No. 3/94 (1994) "

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. Frank Neunreither, Wolfgang Lachnit, Hans Russo und Frank Schmidt danke ich besonders für die vielen fruchtbaren Diskussionen und ihre ständige Hilfsbereitschaft. 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 Delia für ihre „Software“–Unterstützung bei der Sichtung der Testrundaten und Uli Harder für die Bereitstellung der Konstruktionspläne.

- Der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts unter Leitung von Herrn Muhr und Herrn Heimpel, für die immer schnelle und zuverlässige Erledigung aller, leider oft sehr eiligen Aufträge.

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

- Carola 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 2. Mai 1995

Stefan Bernreuther