

Bestimmung der Verhältnisse der  
 $F_2^n$ - und  $F_2^p$ -Strukturfunktionen  
sowie der  
u- und d-Valenzquarkverteilungen

INAUGURAL-DISSERTATION  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der  
Fakultät für Physik  
der  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

vorgelegt von  
Joachim Seibert  
aus München

Juni 2001

Dekan:	Prof. Dr. K. Königsmann
Leiter der Arbeit:	Prof. Dr. K. Königsmann
Referent:	Prof. Dr. K. Königsmann
Korreferent:	Prof. Dr. G. Hertel
Tag der Verkündigung des Prüfungsergebnisses:	17. Juli 2001

## **Zusammenfassung**

Die vorliegende Arbeit behandelt Ergebnisse für das Verhältnis der  $F_2$ -Strukturfunktionen und das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen  $d_v$  und  $u_v$  aus der tief-unelastischen Streuung von Elektronen an Wasserstoff und Deuterium. Mit HERMES steht ein Experiment zur Verfügung, an welchem diese Untersuchung besonders gut möglich ist. Ein Čerenkov-Ringbild-Zähler liefert seit dem Jahr 1998 eine hochgenaue Teilchen-Identifikation für einen Impulsbereich von 2 bis 15 GeV/c. Die Analyse der experimentellen Daten führte zu Ergebnissen, die in guter Übereinstimmung zu Messungen anderer Experimente stehen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalischer Hintergrund</b>	<b>3</b>
2.1	Grundlagen der tief-unelastischen Streuung . . . . .	3
2.1.1	Kinematik tief-unelastischer Streuereignisse . . . . .	4
2.2	Unpolarisierte tief-unelastische Streuung . . . . .	7
2.2.1	Der inklusive Wirkungsquerschnitt . . . . .	7
2.2.2	Der semi-inklusive Wirkungsquerschnitt . . . . .	12
2.3	Physikalische Bedeutung . . . . .	13
2.3.1	Experimenteller Zugang . . . . .	13
2.3.2	Deutungen . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Das HERMES Experiment</b>	<b>23</b>
3.1	Der HERA-Elektronenstrahl . . . . .	23
3.2	Ein Gasgarget im Speicherring . . . . .	25
3.3	Das Spektrometer . . . . .	26
3.3.1	Spurkammern . . . . .	29
3.3.2	Teilchen-Identifikation . . . . .	32
3.3.3	Luminositäts-Monitor . . . . .	41
3.3.4	Triggersystem . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>45</b>
4.1	Allgemeine Datenselektion . . . . .	45
4.2	Korrekturen . . . . .	47
4.2.1	Akzeptanz- und Auflösungskorrektur . . . . .	47

---

4.2.2	Strahlungs-Korrekturen am Streuvertex . . . . .	50
4.3	Inklusive Analyse . . . . .	53
4.3.1	Datenselektion . . . . .	53
4.3.2	Ermittlung des Strukturfunktionsverhältnisses . .	55
4.3.3	Unsicherheiten . . . . .	58
4.3.4	Ergebnis . . . . .	59
4.4	Semi-inklusive Analyse . . . . .	63
4.4.1	Semi-inklusive Datenselektion . . . . .	63
4.4.2	Ermittlung der Valenzquarkverteilung . . . . .	64
4.4.3	Unsicherheiten . . . . .	67
4.4.4	Ergebnisse . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>71</b>
5.1	Strukturfunktionsverhältnis . . . . .	71
5.2	Valenzquarkverteilungen . . . . .	76
5.3	Konsistenz . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
<b>A</b>	<b>Überwachung der Laserstrahlposition beim longitudinalen Polarimeter</b>	<b>85</b>
<b>B</b>	<b>Messung von Impulslänge und Intensität des Laserstrahls</b>	<b>89</b>
<b>C</b>	<b>Prototyp-Kalorimeter für das longitudinale Polarimeter</b>	<b>93</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>117</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>121</b>

# 1 Einleitung

Seit dem Jahr 1995 wird am Elektronenspeicherring von HERA<sup>1</sup> bei DESY<sup>2</sup> das HERMES-Experiment erfolgreich betrieben. Bei diesem Experiment werden Strahlelektronen an Gasen tief-unelastisch gestreut. Dies ist durch spezielle Anordnung der Wechselwirkungszone möglich. Die Gase können als ruhend angesehen werden. Das Experiment entspricht daher in seiner Konfiguration den klassischen fixed-target-Experimenten [Ack 96a]. Während der Strahlpause im Jahre 1997 wurde der vorhandene Čerenkov-Zähler, der ein Bestandteil des Teilchenidentifikationssystems war, zu einem Čerenkov-Ringbild-Detektor umgebaut. Seitdem ist eine sehr genaue Pion-Identifikation in einem Impulsbereich von 2 bis 15 GeV/c möglich.

Hauptaufgabe des HERMES-Detektors ist die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons. Daneben gibt es allerdings auch noch die Möglichkeit, Kerneffekte und unpolarisierte tief-unelastischen Streuung zu untersuchen. Je nach Fragestellung können entsprechend präparierte Gase in eine, in Strahlrichtung offene, Targetzelle geführt werden.

Diese Arbeit befaßt sich mit unpolarisierter tief-unelastischer Streuung von Elektronen an atomarem Wasserstoff und atomarem Deuterium. Die Analyse von Daten aus der Streuung an den beiden Targetgasen führt zu der Kenntnis des Verhältnisses der Strukturfunktionen  $F_2^n$  und  $F_2^p$ , sowie dem Verhältnis der Valenzquarkdichteverteilungen  $d_v$  und  $u_v$ . Beide Quotienten sind interessant für das Verständnis der Nukleonstruktur. Sie erlauben, die SU(6)-Symmetrie der Quarkflavors und Quarkspins zu überprüfen. Die Auswertung der experimentellen Daten führt zu Ergebnissen, die in guter Übereinstimmung zu Messungen anderer Experimente stehen.

---

<sup>1</sup>Hadron Elektron Ring-Anlage

<sup>2</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron (Hamburg)





## 2 Physikalischer Hintergrund

Bei Streu-Experimenten werden Ereignisse im Regelfall durch den Vierer-Impuls eines Streuteilchens vor und nach dem Vorgang der Streuung beschrieben. Der Vierer-Impuls des gestreuten Teilchens ist im Detektor meßbar, der Impuls vor der Streuung gilt als bekannt.

### 2.1 Grundlagen der tief-unelastischen Streuung

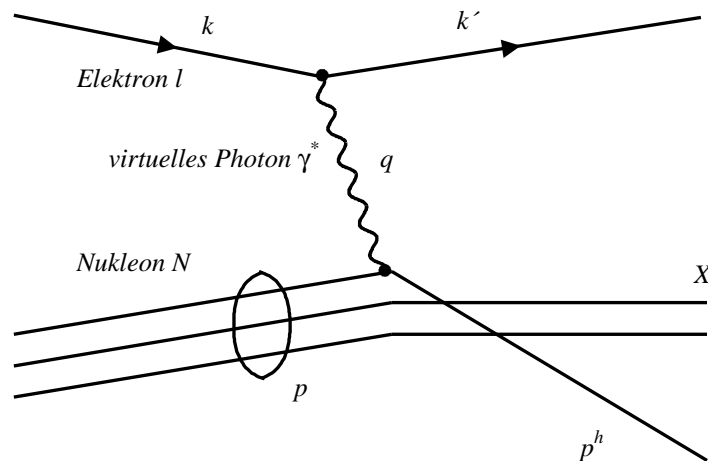


Abb. 1 Feynman-Graph zur unpolarisierten tief-unelastischen Elektron-Nukleon-Streuung. Ein einlaufendes Elektron  $l$  sendet ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  aus, das wiederum mit einem Konstituenten des Targetnukleons  $N$  wechselwirkt. Hierbei wird ein Impuls  $q$  ausgetauscht [Fey 49, Fey 74].

Während eines tief-unelastischen Streuvorgangs tauschen ein einlaufendes Strahlelektron  $l$  und ein Parton aus einem Targetnukleon  $N$  ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  aus, siehe Abbildung 1. Es stellt sich hierbei eine Bilanz aus den Vierer-Impulsen des Strahlelektrons vor der Streuung  $k$  und nach der Streuung  $k'$  sowie denen des Targetnukleons  $p$  und des virtuellen Photons  $q$  ein. Das virtuelle Photon überträgt

hierbei einen Anteil des Strahlimpulses auf das getroffene Parton. Den Vierer-Impuls des virtuellen Photons kann man aus der Kenntnis des Strahlimpulses und dem Vierer-Impuls des gestreuten Elektrons errechnen

$$q = k - k'.$$

### 2.1.1 Kinematik tief-unelastischer Streueignisse

**Inklusiver Streuprozeß** Beobachtet man die tief-unelastische Streuung inklusiv, so wird ausschließlich das gestreute Elektron berücksichtigt. Es liegt dem Experiment also ein Prozeß zugrunde, der geschrieben werden kann als:

$$l + N \longrightarrow l' + X.$$

Dabei wird ein Lepton  $l$  an einem Nukleon  $N$  gestreut, das dann im Detektor als gestreutes Lepton  $l'$  nachgewiesen wird. Alle anderen Produkte  $X$  des Streuvorgangs werden in der inklusiven Betrachtungsweise nicht weiter beachtet. Zur Untersuchung der Struktur des Nukleons ist eine Kenntnis des hadronischen Endzustandes nicht notwendig. Dies hat seine Ursache in der langen Hadronisierungslänge der gestreuten Quarks.

**Semi-inklusive Streuprozeß** Im semi-inklusive Fall wird zusätzlich noch ein entstandenes Hadron  $h$  ausgewertet. Im Experiment wird also der folgende Vorgang aufgezeichnet:

$$l + N \longrightarrow l' + h + X.$$

Nach der Streuung bilden sich Hadronen. Dieser Vorgang wird als Fragmentation bezeichnet. Es gibt zwei Arten von Fragmentationen, die Stromfragmentation und Targetfragmentation. Beide unterscheiden sich durch die Quelle des fragmentierenden Quarks. Bei der Tar-

Tabelle 1 Übersicht über die verwendeten Vierer-Impulse und kinematischen Größen, wobei  $\theta = \angle(\vec{k}, \vec{k}')$  der Streuwinkel ist.

Größe		kovariant		Laborsystem	
<b>Vierervektoren</b>					
einlaufendes Lepton $l$		$k$	=	$(E, \vec{k})$	
auslaufendes Lepton $l'$		$k'$	=	$(E', \vec{k}')$	
beteiligtes Nukleon $N$		$p$	=	$(M, \vec{0})$	
virtuelles Photon $\gamma^*$	$q$	=	$(k - k')$	=	$(\nu, \vec{q})$
<b>Virtuelles Photon <math>\gamma^*</math></b>					
negative Invariante Masse	$Q^2$	=	$-q^2$	$\simeq$	$4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$
Energie	$\nu$	=	$(p \cdot q)/M$	=	$E - E'$
Energieübertrag	$y$	=	$(p \cdot q)/(p \cdot k)$	=	$\nu/E$
<b>Invariante Masse des hadronischen Endzustands</b>	$W^2$	=	$(p + q)^2$	=	$M^2 + 2M\nu - Q^2$
<b>Björken'sche Skalenvariable</b>	$x$	=	$Q^2/2(p \cdot q)$	=	$Q^2/2M\nu$
<b>Hadron <math>h</math></b>					
Impuls des Hadrons					$p^h$
Longitudinalimpuls Richtung $\gamma^*$	$p^{\parallel}$				
maximal möglicher Impuls	$p_{\max}$				
Feynman'sche Skalenvariable	$x_F$	=	$p^{\parallel}/p_{\max}$		
Energieanteil	$z$	=			$E^h/\nu$

getfragmentation hadronisiert der ungestreute Überrest des Targetnukleons<sup>3</sup>. In der Stromfragmentation bildet dasjenige Quark Hadronen, das auch direkt an der Streuung beteiligt war. Bei der Analyse solcher Ereignisse werden neben den inklusiven kinematischen Größen auch noch Informationen über das gemessene Hadron  $h$  gefordert. Diese

<sup>3</sup>engl.: target remnant

lassen sich aus dem Impuls  $p^h$  desselben ableiten. Wichtig ist daher auch die Hadronart zu kennen; unterschiedliche Hadronen besitzen unterschiedliche Ruhemassen.

Um physikalische Aussagen zu treffen müssen die im Experiment gemessenen Daten, Streuwinkel  $\theta$  und Impuls  $p$ , in weitere kinematische Größen umgerechnet werden. Tabelle 1 zeigt eine Aufstellung aller verwendeten kinematischen Größen. Die kinematischen Eigenschaften sind hier, zum besseren Verständnis, sowohl im Laborsystem, als auch in kovarianter Schreibweise aufgeführt. Die Größen Longitudinalimpuls  $p^l$ , maximal möglicher Impuls  $p_{\max}$ , Feynman's  $x_F$  und der Energiebruchteil  $z$  des nachgewiesenen Hadrons sind im  $\gamma^*$ -Nukleon-System definiert.

**Das Quark-Parton-Modell** Um die tief-unelastische Streuung an einem Nukleon zu beschreiben, wird ein spezielles Bezugssystem eingeführt. Im sogenannten „infinite momentum frame“<sup>4</sup> gelten die Partonen, also die Konsituenten eines Nukleons, als frei [Fey 69]. Das Nukleon trägt einen unendlich großen Impuls. Wechselwirkt ein Quark mit einem virtuellen Photon, wird es elastisch aus dem Kernverbund gestreut und hadronisiert in der Strom-Fragmentation. Das gestreute Quark bildet also Mesonen und Baryonen. Im Quark-Parton-Modell wird der Impulsübertrag des virtuellen Photons unendlich groß  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Die Energie des virtuellen Photons  $\nu \rightarrow \infty$  muß dann ebenfalls unendlich groß werden.

Björken führte die Skalenvariable  $x$  ein [Bjø 69a, Bjø 69b]. Sie beschreibt den Impulsanteil eines Konstituenten des an der Streuung beteiligten Hadrons [Dre 71]. Die kinematische Größe  $x$  ist im Quark-Parton-Modell auch als Massenanteil des Partons am Targetnukleon deutbar. Die Variable definiert sich aus den beiden kinematischen Eigenschaften  $q^2$  und  $\nu$  des virtuellen Photons und der Masse  $M$  des Targetnukleons. Die Größe  $y$  kann als relativer Energieübertrag auf

---

<sup>4</sup>Bezugssystem unendlichen Impulses, das Nukleon trägt einen unendlich großen Viererimpuls  $p$ .

einen Konstituenten gedeutet werden.

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2(p \cdot q)} & (1) \\ &= \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{-q^2}{2M\nu} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y &= \frac{(p \cdot q)}{(p \cdot k)} & (2) \\ &= \frac{\nu}{E} = \frac{E - E'}{E} \end{aligned}$$

## 2.2 Unpolarisierte tief-unelastische Streuung

### 2.2.1 Der inklusive Wirkungsquerschnitt

Ein Ereignis der tief-unelastischen Streuung kann in einen leptonischen und einen hadronischen Anteil getrennt werden. Dazu wird die Ankopplung des virtuellen Photons  $\gamma^*$  an Elektron und Nukleon separat betrachtet, siehe Abbildung 2. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der tief-unelastischen Lepton-Proton-Streuung kann dann mit Hilfe zweier Tensoren dargestellt werden [Ans 95].

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2 dE'} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{2MQ^4} \cdot \frac{E'}{E} \cdot L^{\mu\nu} \cdot W_{\mu\nu} \quad (3)$$

Hierin wird die Feinstrukturkonstante  $\alpha \simeq 1/137$  und der Raumwinkel des gestreuten Leptons  $\Omega$  verwendet. In Gleichung (3) beschreibt der Tensor  $L^{\mu\nu}$  den leptonischen und der Tensor  $W_{\mu\nu}$  den hadronischen Anteil der Wechselwirkung. Dargestellt wird hier also die Kopplung des virtuellen Photons zum einen an das gestreute Elektron und zum anderen an das Targetnukleon.

**Leptonischer Anteil** Da das Elektron keine Struktur in sich trägt, wird der leptonischen Tensor  $L_{\mu\nu}$  direkt aus der Quantenelektrodynamik abgeleitet. Die Feynman-Regeln erlauben es den leptonischen Tensor durch die beiden Spinoren  $u(k, s_l)$  und  $\bar{u}(k', s'_l)$  zu formulieren [Sch 88]. Wobei über die unbeobachteten Spinzustände  $s'_l$  des

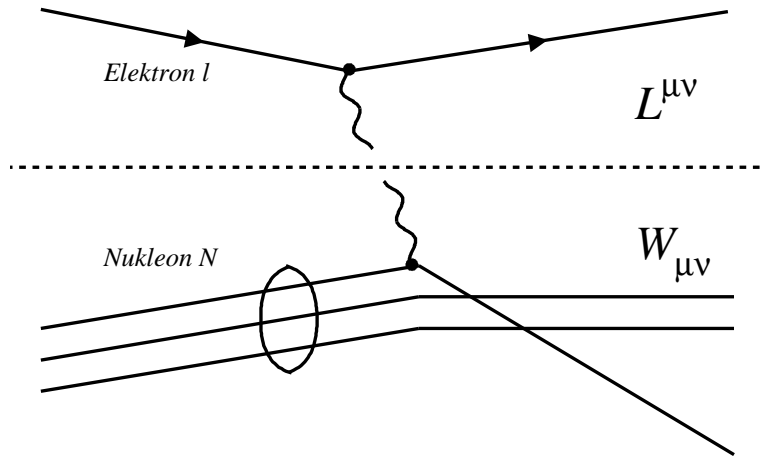


Abb. 2 Getrennte Betrachtung der Ankopplung des virtuellen Photons an das Elektron und an das Nukleon. Der rein leptonische Anteil läßt sich durch den Tensor  $L^{\mu\nu}$  darstellen, der hadronische Anteil durch  $W_{\mu\nu}$ .

gestreuten Elektrons summiert wird. So schreibt sich der leptonische Tensor als:

$$L^{\mu\nu} = \sum_{s'_l} (\bar{u}(k', s'_l) \gamma^\mu u(k, s_l)) \cdot (\bar{u}(k', s'_l) \gamma^\nu u(k, s_l)).$$

In der unpolarisierten tief-unelastischen Streuung werden keinerlei Spinbeiträge berücksichtigt. Daher wird über die Spinzustände des einlaufenden Elektrons gemittelt. Der leptonische Tensor  $L_{\mu\nu}$  wird dann wie folgt notiert:

$$L^{\mu\nu} = 2 (k'^\mu k^\nu + k^\mu k'^\nu + (m_{e^-}^2 - k \cdot k') g^{\mu\nu}). \quad (4)$$

**Hadronischer Anteil und Strukturfunktionen** Den hadronischen Tensor  $W_{\mu\nu}$  aus Gleichung (3) kann man nicht mehr direkt errechnen. Das am Streuprozess beteiligte Nukleon besitzt eine innere Struktur. Der hadronische Tensor  $W_{\mu\nu}$  läßt sich in seiner allgemein-

sten Form schreiben:

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_\mu p_\nu + \frac{W_4}{M^2} q_\mu q_\nu + \frac{W_5}{M^2} (p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu). \quad (5)$$

In dieser Notation wird die Struktur eines Nukleons der Masse  $M$  mit Hilfe der Strukturfunktionen  $W_i$  beschrieben. Die Strukturfunktion  $W_3$  wurde hierbei bereits vernachlässigt. Sie ist antisymmetrisch und daher paritätsverletzend.  $W_3$  spielt in der Wechselwirkung schwacher Ströme eine Rolle. Bei HERMES können Ereignisse aus der Wechselwirkung schwacher Ströme allerdings wegen der geringen Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  nicht untersucht werden:

$$\sqrt{s} = \sqrt{M_p^2 + 2M_p E + m_e^2} \simeq 7.5 \text{ GeV.}$$

Masse des Elektrons	$m_e$	=	0.511	MeV
Masse des Protons	$M_p$	=	938.27	MeV
HERA-Elektronenstrahl-Energie	$E$	=	27.5	GeV

Aus der Quantenelektrodynamik und Symmetrien erhält man die beiden Identitäten

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (6)$$

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1. \quad (7)$$

Es ist also möglich, den hadronischen Tensor vereinfacht zu formulieren. Hierzu werden die Gleichungen (6) und (7) in die allgemeinste Form des Tensors (5) eingesetzt. Es ergibt sich hiermit für die Beschreibung der Kopplung eines virtuellen Photons an ein Hadron bei der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu\right) \cdot \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu\right). \quad (8)$$

Unter Verwendung der Definition der Energie des virtuellen Photons  $\nu = (p \cdot q)/M$ , sind die verbleibenden unabhängigen Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  als ausschließlich abhängig von  $\nu$  und  $q^2$  darstellbar als  $W_1(q^2, \nu)$  und  $W_2(q^2, \nu)$ .

Im Quark–Parton–Modell, wenn also  $Q^2$  und  $\nu$  unendlich groß werden<sup>5</sup>, ist es nun möglich, zwei Strukturfunktionen  $F_1(x)$  und  $F_2(x)$  zu definieren, die nur noch von  $x$  abhängen und somit invariant gegen absolute Skalen sind.

$$F_1(x) = MW_1(Q^2, \nu) \quad (9)$$

$$F_2(x) = \nu W_2(Q^2, \nu). \quad (10)$$

Der unpolarisierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt formuliert sich dann in Abhängigkeit der Strukturfunktionen  $F_1(x)$  und  $F_2(x)$  zu

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ y^2 F_1(x) + \frac{1}{x} \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E} \right) F_2(x) \right].$$

Die Strukturfunktionen  $F_1(x)$  und  $F_2(x)$ , wie sie in den Gleichungen (9) und (10) definiert sind, können im Quark–Parton–Modell als Summe über die Wahrscheinlichkeitsdichten  $q_i(x)$  der Quarks der Sorte<sup>6</sup>  $i$  mit dem Impulsanteil  $x$ , multipliziert mit dem Quadrat der elektrischen Quarkladung  $e_i$  interpretiert werden.

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (11)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (12)$$

Für Spin–1/2 Partonen gilt, im Quark–Parton–Modell, die Callan–Gross-Relation [Cal 69]

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (13)$$

Die Callan–Gross-Relation ist schon für kleine Transversalimpulse des getreuten Partons verletzt.

In realen Experimenten wird immer mit einem endlichen Impuls-transfer  $Q^2$  zu rechnen sein. Messungen zeigen, daß die Strukturfunktionen eine schwache Abhängigkeit von  $Q^2$  besitzen. Dies geht auch

---

<sup>5</sup>sog. Björken–Limes

<sup>6</sup>engl.: flavour



aus Rechnungen der Quantenchromodynamik QCD hervor. Für die Strukturfunktionen muß also geschrieben werden:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x, Q^2) \quad (14)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 q_i(x, Q^2). \quad (15)$$

**Photoabsorption** Es ist auch möglich, den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit eines Flußes  $\Gamma$  virtueller Photonen darzustellen. Für longitudinale und transversale Photonen gelten hierbei die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$ , bei Helizitäten von  $\lambda = 0$  und  $\lambda = \pm 1$ :

$$\sigma = \sigma(\Gamma_L + \varepsilon \Gamma_T). \quad (16)$$

Hierbei ist  $\varepsilon$  das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für das Abstrahlen eines entsprechend polarisierten Photons durch das wechselwirkende Elektron:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} \\ &\simeq \frac{1-y}{1-y+y^2/2}. \end{aligned}$$

Die Strukturfunktionen  $F_1(x, Q^2)$  und  $F_2(x, Q^2)$  stehen mit  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$  in Beziehung:

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{4\pi\alpha^2}{M\sqrt{\nu^2 + Q^2}} F_1(x, Q^2) \\ \sigma_T + \sigma_L &= \frac{4\pi\alpha^2\sqrt{\nu^2 + Q^2}}{\nu Q^2} F_2(x, Q^2). \end{aligned}$$

Daraus leitet sich eine longitudinale Strukturfunktion  $F_L(x, Q^2)$  ab:

$$F_L(x, Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}\right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2).$$

Aus dem Verhältnis der Photoabsorptionsquerschnitte

$$\begin{aligned}
 R(x, Q^2) &= \frac{\sigma_L}{\sigma_T} & (17) \\
 &= \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \\
 &= \frac{(1 + 4M^2x^2/Q^2)F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}
 \end{aligned}$$

läßt sich dann der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der tief-unelastischen Elektron–Proton–Streuung ableiten als:

$$\frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} F_2(x, Q^2) \left[ \left(1 - y - \frac{Q^2}{4E^2}\right) + \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R(x, Q^2))} \right]. \quad (18)$$

### 2.2.2 Der semi-inklusive Wirkungsquerschnitt

Bei der semi-inklusive Beobachtungsweise wird neben dem gestreuten Elektron auch noch mindestens ein hadronisches Teilchen betrachtet. Voraussetzung für einen semi-inklusive Nachweis eines Streuereignisses ist ein bereits ausgewertetes inklusives Ereignis, um daraus die notwendigen Informationen über das ausgetauschte virtuelle Photon zu erhalten. Der Wirkungsquerschnitt für den Nachweis eines bestimmten Hadrons  $h$  wird dann aus der Zählrate dieses Hadrons, normiert auf die Zählrate aller gestreuten Elektronen in einem kinematischen Bereich in  $x$  und  $Q^2$  formuliert. Benutzt man die Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  aus Gleichung (12), sowie die kinematische Größe  $z = E^h/\nu$ , die den Energieanteil des nachgewiesenen Hadrons  $h$  am  $\gamma^*$ - $N$ -System beschreibt, so kann man den experimentellen semi-inklusive Wirkungsquerschnitt der Streuung an einem Nukleon  $N$  schreiben als

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d^3\sigma_N^h(x, Q^2, z)}{dz \cdot dx \cdot dQ^2} = \frac{\sum_i e_i^2 q_{i,N}(x, Q^2) \cdot D_i^h(z)}{\sum_i e_i^2 q_{i,N}(x, Q^2)}. \quad (19)$$

Den Nenner ist aus dem Quark–Parton–Modell bekannt, der semi-inklusive Wirkungsquerschnitt (19) vereinfacht sich dann zu

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d^3\sigma_N^h(x, Q^2, z)}{dz \cdot dx \cdot dQ^2} = \frac{x}{F_2^N(x, Q^2)} \sum_i e_i^2 q_{i,N}(x, Q^2) \cdot D_i^h(z). \quad (20)$$

**Fragmentationsfunktionen** Im semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt (20) für die Streuung am Proton beschreiben die Funktionen  $D_i^h(z)$ , die sogenannten Fragmentationsfunktionen, die Wahrscheinlichkeit ein Hadron  $h$  nach einer tief-unelastischen Streuung an einem Quark der Sorte  $i$  im Detektor nachzuweisen. Als Folge von Isospin und Ladungssymmetrie werden für die Pion-Fragmentationsfunktionen die folgenden Identitäten angenommen.

$$D^+(z) \equiv D_u^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^-}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^+}(z) \quad (21)$$

$$D^-(z) \equiv D_u^{\pi^-}(z) = D_d^{\pi^+}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^+}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^-}(z) \quad (22)$$

$$D_s(z) \equiv D_s^{\pi^+}(z) = D_s^{\pi^-}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^+}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^-}(z) \quad (23)$$

Diejenige Fragmentation, in der das nachgewiesene Pion ein Quark der selben Sorte enthält, wie die des gestreuten Partons, bezeichnet man als favorisierte Fragmentation. Findet sich die Sorte des gestreuten Partons nicht im erzeugten Pion, so nennt man diese Fragmentation nicht-favorisiert. Des weiteren geht man davon aus, daß alle favorisierten Fragmentationswahrscheinlichkeiten gleich sind. Dasselbe muß dann auch für die nicht-favorisierte Fragmentation gelten. Bei der Streuung an einem strange-Quark  $s$  ist davon auszugehen, daß es sich immer um nicht-favorisierte Fragmentation handeln muß. Man nimmt daher an:

$$D_s(z) = D^-(z).$$

Es verbleiben also die beiden Wahrscheinlichkeiten  $D^+$  und  $D^-$  für favorisierte und nicht-favorisierte Fragmentation beim Nachweis von Pionen.

## 2.3 Physikalische Bedeutung

### 2.3.1 Experimenteller Zugang

**Strukturverhältnis** Von hier an soll zunächst die schwache Abhängigkeit der Strukturfunktionen von  $Q^2$  vernachlässigt werden. Aus dem Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2^n(x)$  und  $F_2^p(x)$

kann man auf die Verhältnis der Quarkverteilung im Nukleon schließen.

Im Quark-Parton-Modell ergibt sich die Strukturfunktion  $F_2^p(x)$  des Protons aus Gleichung (12) zu:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^p(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 (u^p(x) + \bar{u}^p(x)) \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 (d^p(x) + \bar{d}^p(x)) \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 (s^p(x) + \bar{s}^p(x)) \end{aligned} \quad (24)$$

und die des Neutrons zu:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^n(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 (u^n(x) + \bar{u}^n(x)) \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 (d^n(x) + \bar{d}^n(x)) \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 (s^n(x) + \bar{s}^n(x)). \end{aligned} \quad (25)$$

Da es sich bei Proton und Neutron um ein Isospin-Doublet handelt, stehen ihre Quark-Inhalte über den Isospin und die Ladungssymmetrie zueinander in Beziehung:

$$u^p(x) = d^n(x) \equiv u(x) \quad (26)$$

$$d^p(x) = u^n(x) \equiv d(x) \quad (27)$$

$$s^p(x) = s^n(x) \equiv s(x). \quad (28)$$

Valenzquarks, welche die Quantenzahlen des Nukleons definieren, sind hierin ebenfalls enthalten, wie die Quark-Antiquark-Paare aus dem See. Es gilt daher:

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x).$$

Für die Valenzquarks lassen sich dann die Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $u_v(x)$  und  $d_v(x)$  aufstellen:

$$u_v(x) = u(x) - \bar{u}(x) \quad (29)$$

$$d_v(x) = d(x) - \bar{d}(x). \quad (30)$$

Antiquarks können nur im See vorhanden sein. Wird zusätzlich angenommen, daß der See symmetrisch ist, up- und down-Quarks sowie ihre Antiteilchen also gleichen Verteilungen folgen, so kann man eine einheitliche Wahrscheinlichkeitsdichte  $S(x)$  definieren:

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s(x) = \bar{s}(x) \equiv S(x). \quad (31)$$

Unter den Annahmen (26,27,28), (31) und (29,30) formulieren sich die  $F_2$ -Strukturfunktionen (24) und (25) für Proton und Neutron zu:

$$\frac{1}{x} F_2^p(x) = \frac{1}{9} (4u_v(x) + d_v(x)) + \frac{12}{9} S(x) \quad (32)$$

$$\frac{1}{x} F_2^n(x) = \frac{1}{9} (u_v(x) + 4d_v(x)) + \frac{12}{9} S(x). \quad (33)$$

Hiermit läßt sich das Verhältnis der Neutron- und Proton-Strukturfunktionen schreiben als:

$$\begin{aligned} \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} &= \frac{u_v(x) + 4 d_v(x) + 12 S(x)}{4 u_v(x) + d_v(x) + 12 S(x)} \\ &= \frac{1 + 4 d_v(x)/u_v(x) + 12 S(x)/u_v(x)}{4 + d_v(x)/u_v(x) + 12 S(x)/u_v(x)}. \end{aligned} \quad (34)$$

Unter Annahme der Callan-Gross-Relation (13) und der Gleichheit des Verhältnisses der Photoabsorptionsquerschnitte (17) für Proton und Neutron ist das Verhältnis der  $F_2$ -Strukturfunktionen gleich den experimentellen Streuquerschnitten (18):

$$\frac{F_2^n(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} = \frac{\sigma^n(x, Q^2)}{\sigma^p(x, Q^2)}.$$

**Valenzquark-Verteilungen** Im Detektor werden Pionen nachgewiesen. Man bestimmt ihre Zählraten dann aus den Valenzquarkdichten, den Strukturfunktionen  $F_2(x)$  (15) und den Fragmentationsfunktionen  $D^\pm(z)$ . Letztere geben die Wahrscheinlichkeit an mit welcher ein Quark einer bestimmten Sorte ein bestimmtes Pion bildet. Es gibt hierbei bevorzugte Fragmentation  $D^+(z)$  (21) und nicht bevorzugte Fragmentation  $D^-(z)$  (22). Die verwendeten Größen werden immer in verschiedenen Intervallen von  $x$  und  $Q^2$  gemessen.

Aus dem semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt (20) lassen sich die normierten Zählraten für die einzelnen  $\pi$ -Mesonen bei Streuung am Proton ableiten als

$$\begin{aligned}\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \frac{dN_{\pi^+}^p(x)}{dz} dz &= \frac{x}{9F_2^p} (4u_v(x)D^+(z) + d_v(x)D^-(z)) dz \\ \frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \frac{dN_{\pi^-}^p(x)}{dz} dz &= \frac{x}{9F_2^p} (d_v(x)D^+(z) + 4u_v(x)D^-(z)) dz.\end{aligned}$$

Für das Neutron stellen sich die Zählraten unter den Annahmen für den Isospin und die Ladungssymmetrie (26,27) dar:

$$\begin{aligned}\frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \frac{dN_{\pi^+}^n(x)}{dz} dz &= \frac{x}{9F_2^n} (4d_v(x)D^+(z) + u_v(x)D^-(z)) dz \\ \frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \frac{dN_{\pi^-}^n(x)}{dz} dz &= \frac{x}{9F_2^n} (u_v(x)D^+(z) + 4d_v(x)D^-(z)) dz.\end{aligned}$$

Um Rückschlüsse auf die Valenzquarkdichteverteilungen treffen zu können besteht die Möglichkeit dies durch eine Differenz und eine Verhältnissbildung zu erreichen. Zunächst wird die Differenz aus positiv und negativ geladenen Pionen eines Nukleons gebildet

$$\begin{aligned}\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^p(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^p(x)}{dz} \right) dz &= \frac{x}{9F_2^p(x)} [4u_v(x)D^+(z) - 4u_v(x)D^-(z) \\ &\quad - d_v(x)D^+(z) + d_v(x)D^-(z)] dz \\ \frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^n(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^n(x)}{dz} \right) dz &= \frac{x}{9F_2^n(x)} [4d_v(x)D^+(z) - 4d_v(x)D^-(z) \\ &\quad - u_v(x)D^+(z) + u_v(x)D^-(z)] dz\end{aligned}$$

und faktorisiert

$$\begin{aligned}\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^p(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^p(x)}{dz} \right) dz &= \frac{x}{9F_2^p(x)} (4u_v(x) - d_v(x)) (D^+(z) - D^-(z)) dz \\ \frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^n(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^n(x)}{dz} \right) dz &= \frac{x}{9F_2^n(x)} (4d_v(x) - u_v(x)) (D^+(z) - D^-(z)) dz.\end{aligned}$$

Durch Verhältnissbildung kürzen sich die Fragmentationsfunktionen

$D^+(z)$  und  $D^-(z)$  heraus:

$$\frac{\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^p(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^p(x)}{dz} \right) dz}{\frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \left( \frac{dN_{\pi^+}^n(x)}{dz} - \frac{dN_{\pi^-}^n(x)}{dz} \right) dz} = \frac{F_2^n(x) (4u_v(x) - d_v(x)) dz}{F_2^p(x) (4d_v(x) - u_v(x)) dz} \quad (35)$$

$$= \frac{F_2^n(x) \left( 4 - \frac{d_v(x)}{u_v(x)} \right) dz}{F_2^p(x) \left( 4 \frac{d_v(x)}{u_v(x)} - 1 \right) dz}. \quad (36)$$

Das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen  $d_v(x)/u_v(x)$  kann durch eine experimentell zugängliche Größe  $R^\pi(x)$  ausgedrückt werden:

$$R^\pi(x) = \frac{\frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \int (dN_{\pi^+}^n(x)/dz - dN_{\pi^-}^n(x)/dz) dz}{\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \int (dN_{\pi^+}^p(x)/dz - dN_{\pi^-}^p(x)/dz) dz} \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}. \quad (37)$$

Nimmt man an, daß sich Informationen über das Neutron, unter Vernachlässigung von Kerneffekten wie schon im inklusiven Teil der Datenanalyse, aus Daten des Protons und des Deuterons ableiten lassen, so kann man, mit Hilfe des Isospins und der Ladungssymmetrie (26,27), die Zählrate für Pionen schreiben:

$$\frac{1}{N_{e^-}^n(x)} \frac{dN_{\pi^\pm}^n(x)}{dz dx dQ^2} = \left( 1 + \frac{F_2^p(x)}{F_2^n(x)} \right) \frac{1}{N_{e^-}^d(x)} \frac{dN_{\pi^\pm}^d(x)}{dz dx dQ^2} - \frac{F_2^p(x)}{F_2^n(x)} \frac{dN_{\pi^\pm}^p(x)}{dz dx dQ^2}.$$

Die Hilfsgröße  $R^\pi(x)$  (37) läßt sich dann neu formulieren als:

$$R^\pi(x) = \frac{\frac{1}{N_{e^-}^d(x)} \int (dN_{\pi^+}^d(x)/dz - dN_{\pi^-}^d(x)/dz) dz}{\frac{1}{N_{e^-}^p(x)} \int (dN_{\pi^+}^p(x)/dz - dN_{\pi^-}^p(x)/dz) dz} \left( 1 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} \right) - 1. \quad (38)$$

$R^\pi(x)$  kann dann zur Ermittlung der Valenzquarkverhältnisse im Nukleon durch Umstellen der Gleichung (36) dienen:

$$\frac{d_v(x)}{u_v(x)} = \frac{4 R^\pi(x) + 1}{4 + R^\pi(x)}. \quad (39)$$

### 2.3.2 Deutungen

**Normierungen:** Die Summe der Quantenzahlen aller Partonen muß die Quantenzahlen des Nukleons wiedergeben. Für das Proton gilt: Ladung 1, Baryonenzahl 1 und Seltsamkeit<sup>7</sup> 0. Das up-Quark besitzt eine elektrische Ladung von  $e_{\text{up}} = 2/3$ , das down-Quark  $e_{\text{down}} = -1/3$ . Für Nukleonen werden drei Valenzquarks gefordert. Um die Ladung des Proton von  $e_p = 1$  zu erhalten muß ein Proton aus zwei up- und einem down-Quark bestehen. Zudem ist gefordert, daß das Proton keine valente strangeness trägt. Daher muß gelten:

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2 \quad (40)$$

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1 \quad (41)$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0 \quad (42)$$

**Die Nachtmann Ungleichung:** Alle Quarkdichteverteilungen müssen stets positiv sein. Daher muß das Strukturverhältnis (34) die Nachtmann-Ungleichung [Nac 72]

$$\frac{1}{4} \leq \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} \leq 4 \quad (43)$$

erfüllen. Die Ungleichung ist für alle  $x$  gültig.

**SU(6)-Symmetrie:** In der SU(6)-Symmetrie [Clo 79] schreibt sich, als Beispiel, die Wellenfunktion des in Richtung  $z+$  polarisierten Protons als

$$p^\uparrow = \frac{1}{\sqrt{2}} u^\uparrow (ud)_{S=0} + \frac{1}{\sqrt{18}} u^\uparrow (ud)_{S=1} - \frac{1}{3} u^\downarrow (ud)_{S=1} - \frac{1}{3} d^\uparrow (uu)_{S=1} - \frac{\sqrt{2}}{3} d^\downarrow (uu)_{S=1}. \quad (44)$$

---

<sup>7</sup>engl.: strangeness



In dieser Wellenfunktion bedeutet der Index  $S$  den Gesamtspin des beteiligten Diquark-Systems. Ist die SU(6)-Symmetrie genau erfüllt, gilt für die Valenzquarkdichten  $u_v(x) = 2d_v(x)$ , und dies für alle  $x$ . Es wird also davon ausgegangen, daß die Valenzquarkdichten sich für unterschiedliche Impulsanteile  $x$  nicht unterscheiden. Unter diesen Voraussetzungen und dem Vernachlässigen der Seequarks  $S = 0$  liegen die folgenden Relationen nahe [Kut 71, Mel 00b].

$$\frac{d_v}{u_v} = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad \frac{F_2^n}{F_2^p} = \frac{2}{3}$$

Die SU(6)-Symmetrie ist verletzt, dies geht aus Experimenten hervor.

**Streuung an Seequarks  $x \rightarrow 0$ :** Für Werte von  $x \rightarrow 0$ , also bei kleinen Impulsanteilen der Partonen, wird hauptsächlich der See des Nukleons abgetastet. Die Streuung findet also weitgehend an den Quark-Antiquark-Fluktuationen im Nukleon statt. Geht man davon aus, daß dieser See symmetrisch ist, siehe Relation (31), sich also gleich viele up- wie down-Antiquarks mit einem bestimmten Impulsanteil  $x$  auffinden lassen, so wird der Quotient aus den Gleichungen (33) und (32) gegen 1 streben. Es folgt dann trivial:

$$\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = \frac{u_v(x) + 4 d_v(x) + 12 S(x)}{4 u_v(x) + d_v(x) + 12 S(x)} \rightarrow \frac{12 S(x)}{12 S(x)} = 1. \quad (45)$$

**Streuung an Valenzquarks  $x \rightarrow 1$ :** Bei großen Impulsanteilen  $x$  verschwindet der Anteil der Seequarks und die Valenzquarks gewinnen an Bedeutung. Verschwindet der Einfluß des Sees, so kann man Gleichung (34) annähern unter der alleinigen Verwendung der Valenz-

quarkverteilungen.

$$\begin{aligned} \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} &= \frac{1 + 4\frac{d_v(x)}{u_v(x)} + 12\frac{S(x)}{u_v(x)}}{4 + \frac{d_v(x)}{u_v(x)} + 12\frac{S(x)}{u_v(x)}} \\ &\simeq \frac{1 + 4\frac{d_v(x)}{u_v(x)}}{4 + \frac{d_v(x)}{u_v(x)}} \end{aligned} \quad (46)$$

Eine naive Sicht läßt, aus der SU(6)-Symmetrie,  $d_v/u_v = 1/2$  erwarten. Dies führt zu der Annahme, daß das Verhältnis der  $F_2$ -Strukturfunktionen für große  $x$  gegen  $2/3$  strebt. Man hat jedoch bei Experimenten am CERN und am SLAC beobachtet, daß  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  für  $x \rightarrow 1$  auf einen Wert von etwa  $1/4$  abfällt. Dieses Verhalten ist durch das Verschwinden des down-Quark-Anteils  $d_v(x)$ , also einer Dominanz des up-Quark-Anteils  $u_v(x)$ , zu erklären. Der Impuls eines Nukleons wird daher hauptsächlich von den up-Quarks getragen [Slo 88, Rob 90, Hal 84]. Eine mögliche Ursache dieses Verhaltens geht aus der SU(6)-Symmetrie selbst hervor. Hierbei werden, neben Spineffekten zwischen den Quarks, farb-magnetische Wechselwirkungen berücksichtigt [Isg 78, Isg 81, Isg 99]. Ein weiterer Ansatz ist in [Bro 95] beschrieben. Die Parton-Verteilungen  $q(x)$  sind in Abhängigkeit zur Spinstellung des Quarks, parallel  $\Delta S_z = 1$  oder antiparallel  $\Delta S_z = 0$  zur Helizität des Nukleons, aus

$$q^{\uparrow\downarrow}(x) = (1-x)^{2n-1\Delta S_z}$$

errechnen. Hier ist  $n$  die Mindestzahl der nicht gestreuten Partonen; im Falle von Valenzquarks im Nukleon ist  $n = 2$ . Dieses Modell läßt für große  $x$  aus Gleichung (44) erwarten:

$$\frac{d_v(x)}{u_v(x)} = \frac{1}{5} \quad \Rightarrow \quad \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = \frac{3}{7}$$

Glaubt man den Annahmen, die zu der Näherung (46) führen, so kann man für den Bereich großer Werte von  $x$  die Valenzquarkvertei-

lungen im Nukleon aus dem Strukturverhältnis darstellen:

$$\frac{d_v(x)}{u_v(x)} \simeq \frac{4 \cdot \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} - 1}{4 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}} \quad (47)$$

Da es bei Hermes möglich ist  $F_2^n/F_2^p$  und  $d_v(x)/u_v(x)$  zu messen, steht hiermit die Möglichkeit zur Verfügung die getätigten Annahmen zu überprüfen.



### 3 Das HERMES Experiment

Für Messungen mit dem HERMES-Detektor wird ausschließlich der Elektronenstrahl des HERA-Speicherrings verwendet. Hauptziel der HERMES-Kollaboration ist die Thematik der Spinstruktur von Nucleonen. Hierfür wird der Elektronenstrahl an Gasatomen<sup>8</sup> gestreut. Durch entsprechende Manipulationen können die Atome in der Targetregion in unterschiedlichen Spinzuständen polarisiert werden. Es ist jedoch auch möglich ein vollständig unpolarisiertes Streutarget zu verwenden [Ack 96a].

#### 3.1 Der HERA-Elektronenstrahl

Der Speicherring HERA wurde 1990 am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg in Betrieb genommen. Der Forschungsschwerpunkt der Anlage liegt in der Untersuchung der Protonstruktur. Diese wird mit Hilfe der Detektoren H1 [H1 97] und ZEUS [Zeu 97], sowie dem HERMES-Experiment gemessen. Bei H1 und ZEUS werden zu diesem Zweck Protonen mit einem Impuls von 920 GeV/c und Elektronen eines Impulses von 27.56 GeV/c zur Kollision gebracht. Ein weiteres, viertes Experiment, HERA-B, befasst sich, unter alleiniger Verwendung des Protonenstrahls, mit CP-Verletzung im „goldenen Kanal“ [HEB 95]. Abbildung 3 zeigt die Anordnung der Experimente am Speicherring.

Im HERA-Leptonenring können sowohl Elektronen als auch Positronen beschleunigt werden. Im Strahlbetrieb 1998 standen den Experimenten Elektronen mit einem Impuls von 27.56 GeV/c zur Verfügung. Der Strahlstrom, nach dem Einspeisen der Elektronen in den Speicherring, beträgt typischerweise 30 mA und fällt während des Datennahmebetriebs innerhalb von etwa 8 Stunden auf ungefähr 10 mA ab. Der Strahl ist eingeteilt in 210 Bündel<sup>9</sup> im Abstand von 96 ns · c und

<sup>8</sup>von hier an „Target“, engl. für Ziel

<sup>9</sup>engl.: bunch

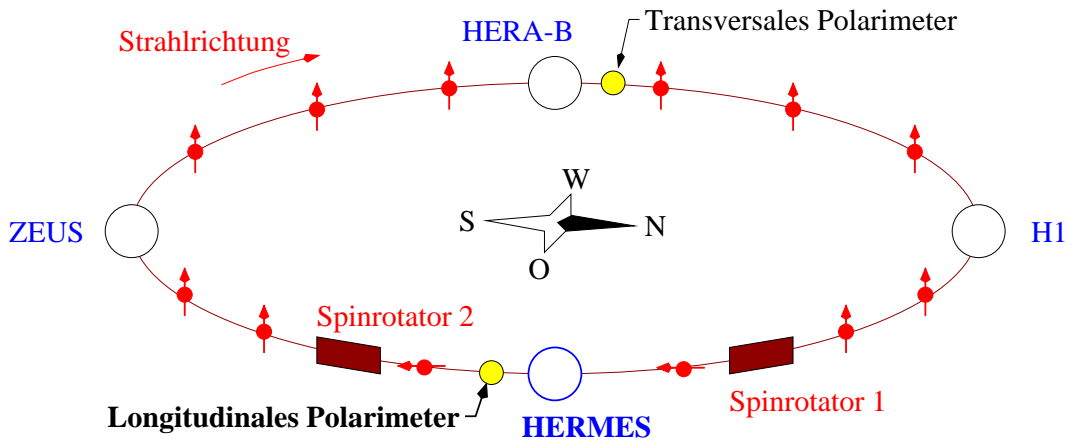


Abb. 3 HERA und die Standorte der vier Experimente ZEUS, H1, HERA-B und HERMES sowie die beiden Compton-Polarimeter. Vor und hinter dem HERMES-Experiment befinden sich Spinrotatoren, die den transversalen Spin der Strahlelektronen zunächst longitudinal und anschließend wieder transversal ausrichten.

einer Ladung von etwa  $3.8 \times 10^{10}$  Elektronen.

Der sogenannten Sokolow-Ternow-Effekt [Sok 77] polarisiert die Spins der Elektronen<sup>10</sup> in einem Speicherring. Unter Aussendung von Synchrotronphotonen polarisieren sich die Spins der Strahlelektronen transversal. Diese Polarisation hat eine Anstiegszeit<sup>11</sup>  $\tau_r$  von etwa 20 min, so daß nach etwa einer halben Stunde die maximale asymptotische Polarisation von 50...60% erreicht werden kann. Die Richtung der Elektronenspins kann mit Spin-Rotatoren innerhalb des ungekrümmten Strahlverlaufs bei HERMES longitudinal orientiert werden [Bar 95]. Dies kann sowohl in, als auch gegen die Strahlrichtung geschehen, je nach Abstimmung der Rotatoren. Für die Spinstruktur-Untersuchungen bei HERMES ist die Umkehr der Polarisation ein essentieller Beitrag zur Systematik bei der polarisierten tief-unelastischen Streuung an polarisierten Nukleonen.

<sup>10</sup>und auch Positronen

<sup>11</sup>engl.: rise-time

Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wird an zwei Stellen im Ring durch Streuung von Laserphotonen an den Strahlelektronen unabhängig voneinander bestimmt. Im Westen des Beschleunigerrings steht ein Polarimeter zur Verfügung, das die transversale Spinpolarisation aufnimmt [Bar 94]. Speziell für HERMES wird Messung der longitudinalen Strahlpolarisation bereitgestellt. Diese wird strahlabwärts des Detektors von einem zweiten Polarimeter gemessen [Lor 00], [Anhänge A-C]. Die Lage der Polarimeter und der Elektronenspinausrichtungen ist in Abbildung 3 dargestellt.

### **3.2 Ein Gasgarget im Speicherring**

Um Elektronen an Atomen streuen zu können ist es notwendig die entsprechenden Gasatome in einer Zelle innerhalb des Elektronenbeschleunigers zu speichern, siehe Abbildung 4. Wichtig ist hierbei vor allem, daß die Wirkung auf den ungestreuten Elektronenstrahl klein genug ist, um die Messungen der anderen Detektoren bei HERA nicht maßgeblich zu beeinflussen. Die Targetzelle ist aus diesem Grund in Strahlrichtung offen, so daß der Strahl, bis auf Kollisionen mit Targetgasatomen, unverändert erhalten bleibt [Zap 96]. Sie besteht aus 75  $\mu\text{m}$  dicken Aluminium, hat eine elliptische Form der Dimension  $29 \times 9.8 \text{ mm}^2$  und eine Länge von 400 mm. In der Mitte des geschlossenen Bereichs dieser Zelle befinden sich Leitungen, über welche die Targetgase zugeführt werden. An den Enden der Targetzelle befinden sich perforierte Übergänge von der Zellenwand auf das Strahlrohr. Diese Strukturen sorgen dafür, daß durch den Strahl induzierte hochfrequente Felder unterdrückt werden. Für die Datennahme wird das Target im Regelfall bei einer konstanten Temperatur von etwa 100 K betrieben. Dabei wird für unpolarisierte Targetgase eine Dichte von  $10^{15}$  Kerne/ $\text{cm}^2$  erreicht. Um die Strahllebensdauer nicht allzu stark zu beeinflussen ist diese Targetdicht als eine obere Grenze vorgegeben.

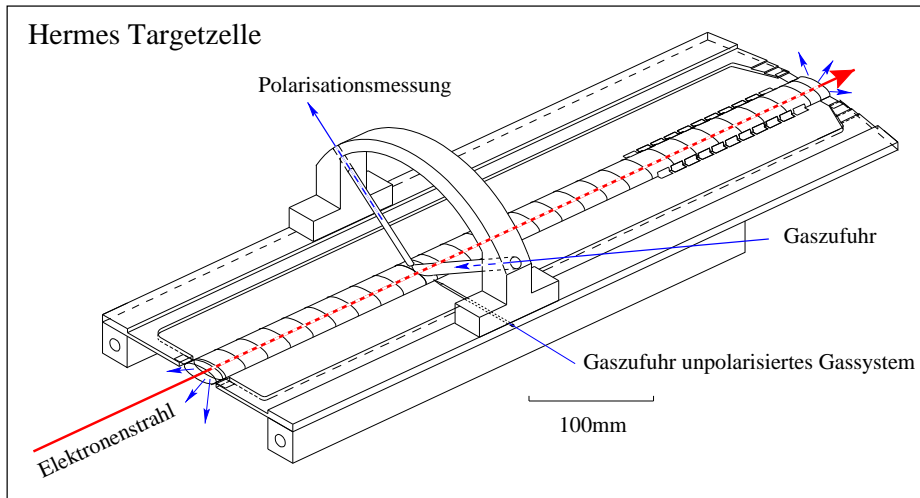


Abb. 4 Räumliche Ansicht der HERMES-Targetzelle. Der Elektronenstrahl durchquert den ovalen Aluminium-Zylinder longitudinal. Innerhalb der Zelle werden zugeführte Targetatome gespeichert. Die Darstellung ist maßstabsgetreu.

### 3.3 Das Spektrometer

Beim HERMES-Detektor handelt es sich um ein Vorwärtsspektrometer mit einem Dipolmagneten, einem Spurkammersystem, Detektoren zur Bestimmung der Teilchen-Identifikation und Trigger-Hodoskopen, siehe Abbildung 5. Um Untergrund vom Protonenstrahl zu verhindern befinden sich Szintillatoren hinter dem Detektor, sie bilden einen Veto-Trigger.

Der Spektromettermagnet erreicht eine integrierte Flußdichte von bis zu  $1.3 \text{ Tm}$ . Innerhalb der Detektorakzeptanz erreicht der Ma-



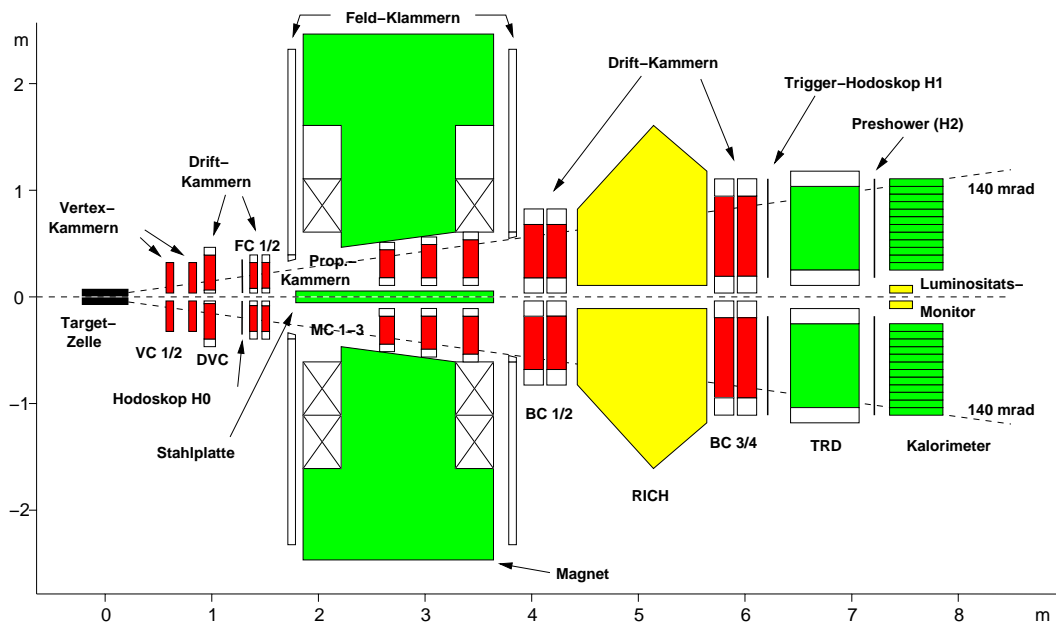


Abb. 5 Seitenansicht des HERMES-Spektrometers in seinen Komponenten. Der Elektronenstrahl trifft das Target von links und durchläuft das Experiment ansonsten ungestört. Spuren aus den Streuereignissen werden in den Mikro-Streifen-Kammern VC, den Drift-Vertex-Kammern DVC, den Front-Drift-Kammern FC und den hinteren Drift-Kammern BC registriert. Für die Identifikation der Teilchen stehen ein Ring-abbildender Čerenkov-Detektor RICH, ein Übergangsstrahlungsdetektor TRD, ein spezielles Hodoskop H2 und ein Kalorimeter zur Verfügung. Das Aufzeichnen eines Ereignisses wird aus einer Kombination von Signalen aus den Hodoskopen H0, H1, H2 und dem Kalorimeter ausgelöst. Die vertikale Akzeptanz des Detektors wird durch eine Stahlplatte und den Spektromettermagneten begrenzt. Ein Luminositätsmonitor mißt, unabhängig vom Spektrometer, die Luminosität über den Prozeß der Møller-Streuung.

gnet eine Homogenität von 10%. Feldklammern schirmen die Umgebung gegen das magnetische Feld ausreichend ab. Es verbleiben

Feldstärken von 0.1...0.32 T in den benachbarten Spurräumen. Da sowohl der Elektronen-Strahl als auch der 71.4 cm davon entfernt antiparallel verlaufende Protonen-Strahl durch dieses Feld geführt werden, liegen beide Strahlrohre in einer Stahlplatte, der sogenannten Septumplatte. Sie kann das Dipolfeld des Spektromettermagneten hinreichend abschirmen. Die Septumplatte legt durch ihre Abmessungen die minimale vertikale Akzeptanz auf den Streuwinkel  $|\theta_y| > 40$  mrad fest. Der HERMES-Magnet bestimmt durch seine Geometrie die oberen Winkelakzeptanzgrenzen. Diese liegen dann bei  $|\theta_y| < 140$  mrad und  $|\theta_x| < 180$  mrad. Dadurch erhält der Detektor insgesamt eine Streuwinkelakzeptanz von

$$40 \text{ mrad} < \theta < 220 \text{ mrad.}$$

Bei einer Strahlenergie von 27.5 GeV, sowie einer Triggerschwelle<sup>12</sup> von 3.5 GeV, ergeben sich daraus auch die Meßbereiche der kinematischen Größen. Diese sind in der Tabelle 2 aufgeführt. In der vorliegenden Arbeit wird die Struktur des Nukleons untersucht. Die quadratische Masse des hadronischen Endzustandes ist daher von besonders großem Interesse. Wie diese Größe in Abhängigkeit von  $x$  im HERMES-Detektor gemessen werden kann ist in Abbildung 6 dargestellt.

Tabelle 2 Bereiche physikalischer Größen bei HERMES wie sie aus der Detektorakzeptanz, der Feldstärke des Magneten und der Triggerschwelle hervorgehen.

Energieübertrag des virtuellen Photons	$\nu$	$<$	24 GeV
Massenquadrat des hadronischer Endzustands	$W^2$	$<$	45 GeV <sup>2</sup>
Minimales Massequadrat des virtuellen Photons	$Q_{\min}^2$	$>$	0.2 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
Maximales Massequadrat des virtuellen Photons	$Q_{\max}^2$	$<$	20 GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>
Björken'sche Skalenvariable $x$	$x_{\text{Bj}}$	$>$	0.01

<sup>12</sup>im Kalorimeter mindestens deponierte Energie

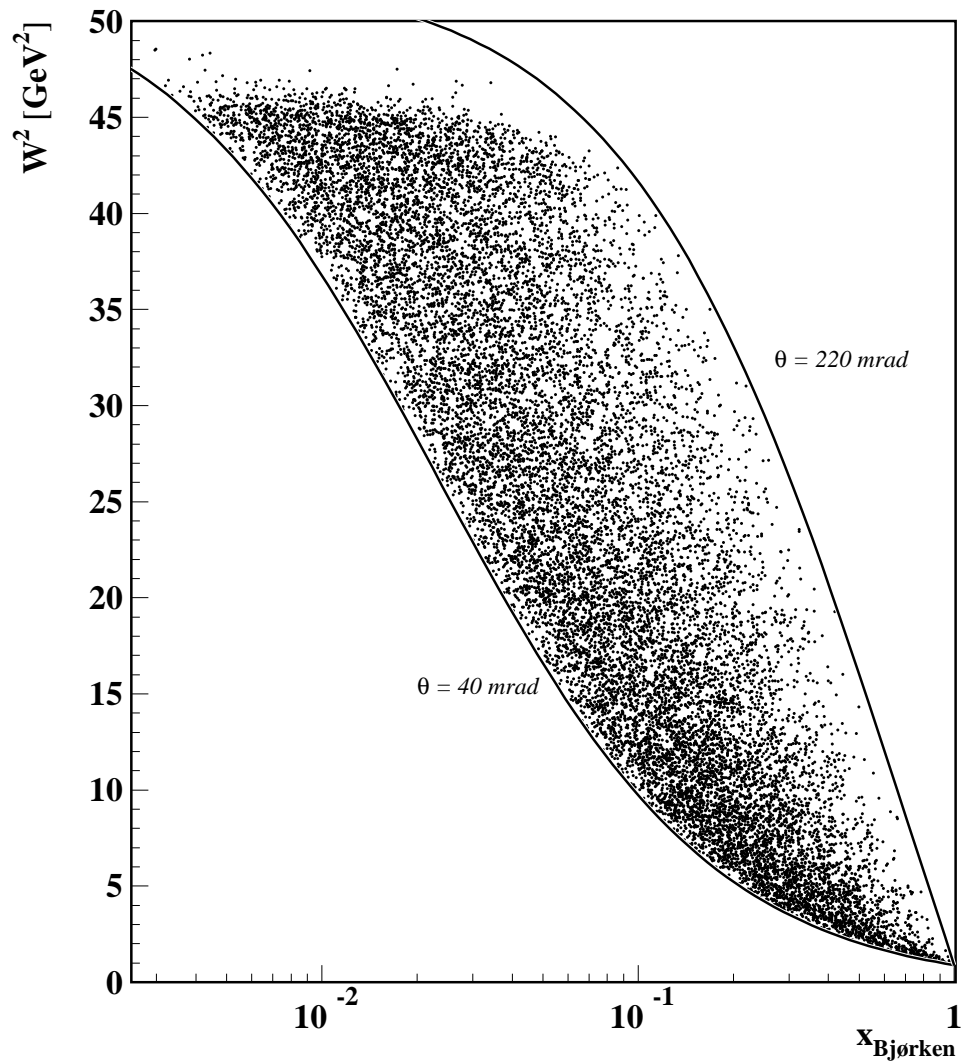


Abb. 6 Kinematische  $W^2$ - $x$ -Ebene, die Begrenzungen entsprechen denen der Winkelakzeptanz. Physikalische Schnitte sind hierbei nicht angewandt worden. Zu großen Werten von  $W^2$  dünnt die Verteilung aus, da hier bereits die Triggerschwelle von 3.5 GeV/c greift.

### 3.3.1 Spurrkammern

Aus den Spuren der Teilchen gehen die beiden wichtigsten Informationen über den tief-unelastischen Streuprozeß hervor, die Ablenkung

eines geladenen Teilchens im Feld des Spektrometermagneten und der Streuwinkel  $\theta$ . Aus der Ablenkung eines geladenen Teilchens und der Feldstärke des Magneten errechnet sich der Impuls des gestreuten Teilchens. Wegen ihrer Stabilität und Wartungsfreundlichkeit wurden dazu bei HERMES hauptsächlich Driftkammern zum Einsatz gebracht. Das Spurkammersystem besteht aus insgesamt 42 Drahtebenen unterschiedlicher Kammern, dadurch ist eine hinreichend hohe Redundanz geschaffen. Die horizontale Lage  $x$  einer Spur wird durch vertikale Drähte aufgenommen. Für die vertikale Lage sind Kammern mit Drahtebenen der Koordinaten  $u$  und  $v$  aufgebaut. Die Drähte dieser Ebenen verlaufen in einem Winkel von  $+30^\circ$  und  $-30^\circ$  in Bezug auf die vertikalen Drähte der Kammern für die  $x$ -Koordinate. Mittels einer speziellen Mustersuche werden die Ereignisdaten der Spurkammern zu Teilchenspuren rekonstruiert [Wan 96]. Abbildung 7 zeigt eine solche Rekonstruktion am Beispiel eines simulierten Ereignisses.

**Kammerart und Aufgabe** Zwischen dem Target und dem Spektrometermagneten befinden sich Mikro-Streifen-Kammern, die als Vertexkammern VC bezeichnet werden, sowie Driftkammern, die Driftvertexkammern DVC und Frontkammern FC. Drei Proportionalkammern MC dienen innerhalb des Magneten der Verfolgung von Spuren, die den Magneten nicht verlassen können. Hinter demselben werden noch weitere zwei Kammerebenen bestehend aus den Driftkammern BC genutzt.

*Mikro-Streifen-Kammern:* Die Vertex-Kammern VC(1/2) sind einer hohen Untergrundstrahlung ausgesetzt. Zugleich ist eine gute Auflösung für die Rekonstruktion des Streuvertex notwendig. Daher kommen an dieser Stelle Mikro-Streifen-Kammern zum Einsatz. Eine Kammer besteht aus je zwei Modulen. Jede dieser Einheiten trägt Ebenen für alle drei Koordinaten. Die Vertex-Kammern erreichen eine Ortsauflösung von  $65 \mu\text{m}$ .

*Drift-Kammern:* Die Driftkammergruppen DVC, FC(1/2), BC(1/2)

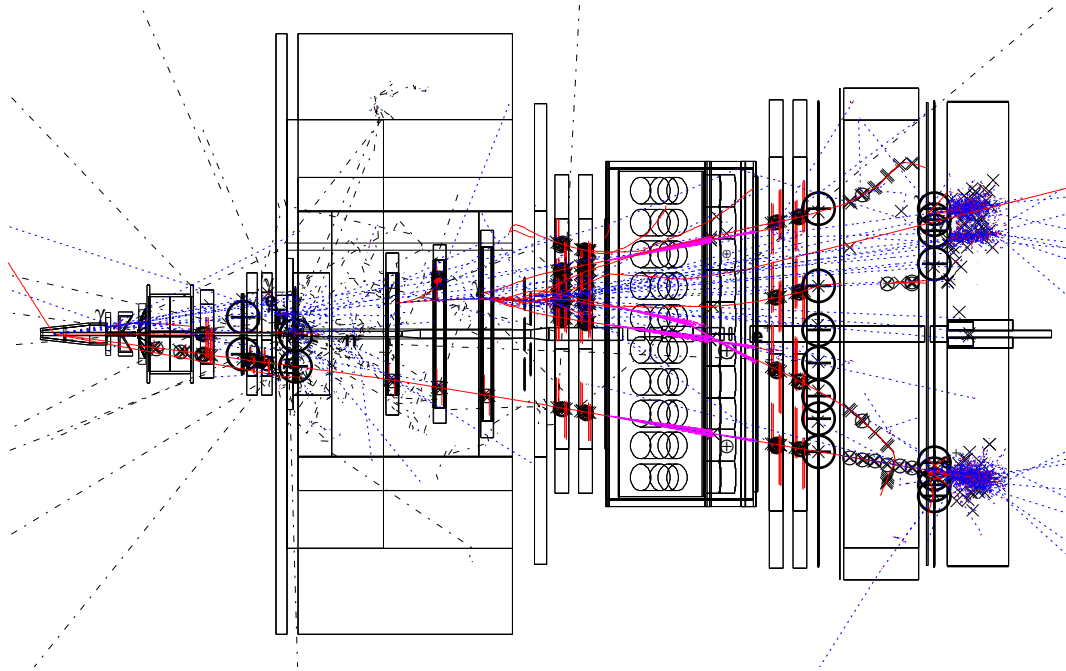


Abb. 7 Horizontale Schnittsicht auf das Simulations-Modell des HERMES-Detektors. Hier ist die Geometrie aus dem Jahre 1997 zu sehen. Anstelle des Čerenkov-Ringbild-Detektors ist hier noch der frühere Čerenkov-Schwellen-Zähler integriert. Das Beispiel für ein rekonstruiertes Ereignis aus einer Monte-Carlo-Simulation zeigt alle generierten Spuren.

und BC(3/4) dienen der Spurverfolgung durch den Detektor. Drift-Kammern bei HERMES lösen die Koordinaten  $u$ ,  $v$  und  $x$  auf. Um Mehrdeutigkeiten in den Spuren vorzubeugen sind alle Ebenen für die Bestimmung einer Koordinate doppelt vorhanden, um einen halben Drahtabstand verschoben. Die Drift-Kammergruppen liefern also insgesamt sechs Koordinaten  $u$ ,  $u'$ ,  $v$ ,  $v'$ ,  $x$  und  $x'$ . Die Abstände der abwechselnd eingezogenen Potential- und Signal-Drähte sind für die einzelnen Kammergruppen: 3 mm (DVC), 3.5 mm (FC) und 7.5 mm (BC). In der Auslese-Elektronik kommen Zeit-Digital-Konverter<sup>13</sup> mit einer Zeitauflösung von 500 ps zum Einsatz. Alle Driftkammern

<sup>13</sup>engl.: time to digital convertor (TDC)

werden bei Atmosphärendruck mit einem Gasgemisch aus 90% Argon (Ar), 5% Kohlenstoffdioxid (CO<sub>2</sub>) und 5% Tetrafluormethan (CF<sub>4</sub>) betrieben. Änderungen des Atmosphärendruckes werden durch Spannungsänderungen am Betriebspotential ausgeglichen. Das Auflösungsvermögen der einzelnen Kammern beträgt:

DVC: 220  $\mu\text{m}$ , FC: 225  $\mu\text{m}$ , BC(1/2): 275  $\mu\text{m}$  und BC(3/4): 300  $\mu\text{m}$ .

Für eine von den Vertex-Kammern unabhängige Vertex-Rekonstruktion wurden 1997 die Drift-Vertex-Kammern DVC installiert. Die Frontkammern (FC) legen die Teilchenspuren vor dem Eintritt in das Magnetfeld fest. Hinter dem Magneten befinden sich die sogenannten „back chambers“ um Partikel zu verfolgen, die aus dem Magnetfeld austreten.

*Proportional-Kammern:* Magnet-Kammern MC. Innerhalb des Spektrometermagneten befinden sich Proportionalkammern. Diese ermöglichen es Spuren von Teilchen aufzunehmen deren Impuls kleiner als 1.5 GeV ist und die daher den Magneten nicht verlassen können. Die Kammergruppen liefern die Koordinaten  $u$ ,  $v$  und  $x$ . Der Drahtabstand beträgt hier 2 mm. Dies führt zu einer Ortsauflösung von 700  $\mu\text{m}$ . Die vorliegende Analyse behandelt ausschließlich vollständig durch den Detektor verlaufende Spuren; die Magnet-Kammern werden also nicht ausgewertet.

**Auflösung** Durch das Spurkammersystem wird nach der Spur-Rekonstruktion eine Impulsauflösung von  $\Delta p/p = 1 \dots 3\%$  erreicht. Die Auflösung in Impuls und Winkel läßt sich umrechnen in die Auflösungen für  $x$  und  $Q^2$ , siehe Abbildung 8.

### 3.3.2 Teilchen-Identifikation

**Detektoren** Die Identifikation der Teilchensorte wird beim HERMES-Experiment durch eine Kombination mehrerer Detektoren bewerkstelligt. Zur Trennung von Leptonen und Hadronen stehen ein

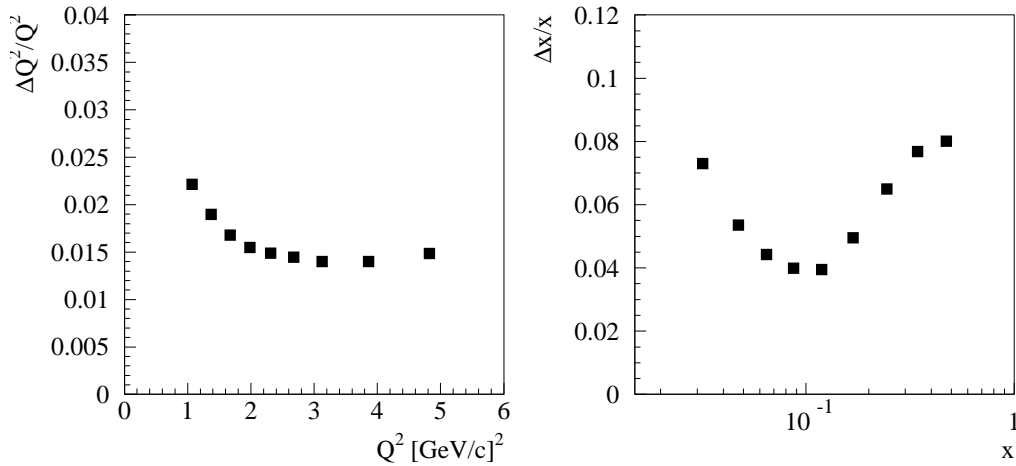


Abb. 8 Auflösung des Spektrometers in  $x$  und  $Q^2$ . [Ack 96a]

Übergangsstrahlungsdetektor<sup>14</sup>, ein elektromagnetisches Kalorimeter und ein „preshower“-Detektor zur Verfügung. Hadronensorten werden seit dem Jahr 1998 durch einen Čerenkov-Ringbild-Detektor<sup>15</sup> bestimmt.

*Čerenkov-Ringbild-Detektor RICH:* Seit dem Jahr 1998 steht für die Bestimmung der Teilchensorte ein RICH zur Verfügung. Das Besondere am HERMES-RICH sind seine zwei aktiven Phasen, eine gasförmige und eine Feststoffphase.

Es gibt eine Impuls-Schwelle oberhalb derer ein geladenes hochenergetisches Teilchen in einem optisch dichten Medium Čerenkov-Licht erzeugt. Seine Geschwindigkeit  $v = \beta \cdot c$  muß hierzu größer sein als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes innerhalb des aktiven Detektormaterials. Es ergibt sich aus dem Brechungsindex  $n$  des Detektormaterials eine Schwellengeschwindigkeit

$$\beta_t = 1/n. \quad (48)$$

Bei Geschwindigkeiten oberhalb dieser Grenze werden Photonen in

<sup>14</sup>engl.: transition radiation detector (TRD)

<sup>15</sup>engl.: ring imaging Čerenkov, von nun an RICH

einem Winkel

$$\begin{aligned}\theta_C &= \arccos(1/\beta n) \\ &\simeq \sqrt{2(1 - 1/\beta n)}\end{aligned}\quad (49)$$

abgestrahlt. Die Zahl der so ausgesandten Photonen in einem Wellenlängen-Bereich  $d\lambda$  und einer Wegstrecke  $dx$  errechnet sich bei einem Teilchen der Ladung  $ze$  aus:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right). \quad (50)$$

Der Brechungsindex  $n(\lambda)$  ist abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  und somit der Energie der abgestrahlten Photonen. Geschwindigkeit  $\beta$  und Impuls  $p$  eines Teilchens stehen mit der Masse  $m$  desselben zueinander in Relation:

$$\begin{aligned}p &= m\gamma\beta \\ \gamma &= 1/\sqrt{1 - \beta^2}.\end{aligned}$$

In der Kenntnis des Impulses, der im Spektrometer gemessen wird, errechnet sich aus den drei Eigenschaften der Čerenkov-Strahlung (48), (49) und (50) die Masse des verursachenden Teilchens.

Ein RICH kann, durch geeignete Wahl des Strahlers, in gewissen dynamischen Bereichen Hadronen unterscheiden. Es werden in einem solchen Detektor sowohl die Impuls-Schwelle, der Winkel des Čerenkov-Kegels und die Intensität der Strahlung aufgenommen. Der HERMES-RICH ist, um einen größeren dynamischen Bereich abdecken zu können, mit zwei Radiatoren unterschiedlicher optischer Dichte ausgestattet, siehe Tabelle 3 und Abbildungen 9 und 10. Es handelt sich hierbei um sogenanntes Aerogel<sup>16</sup>  $n = 1.0304$  und Freon<sup>17</sup>  $n = 1.00137$ , also um eine feste und eine gasförmige Phase. Der Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels ermöglicht das Unterscheiden der unterschiedlichen Hadronen in Bereichen jenseits der Impulsschwellen, siehe Abbildung 12.

<sup>16</sup>Aerogel:  $1 \cdot (\text{SiO}_2) + 2 \cdot (\text{H}_2\text{O})$

<sup>17</sup>Freon:  $\text{C}_4\text{F}_{10}$



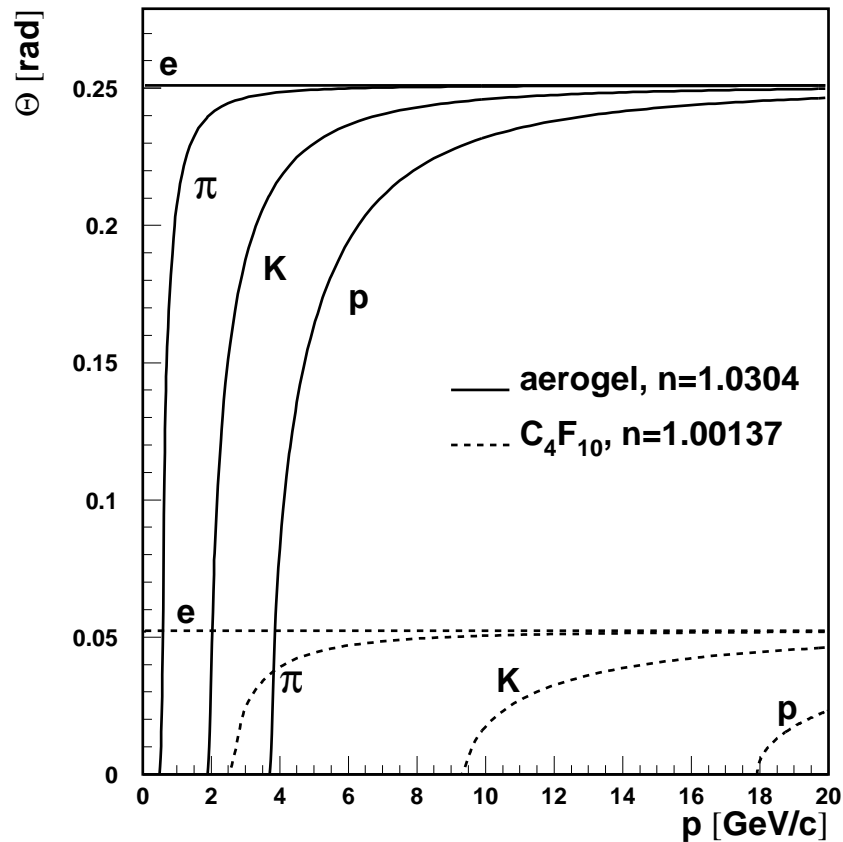


Abb. 9 Winkel des Čerenkov-Kegels, für die beiden verwendeten Radiatoren Aerogel und Freon, wie er von Teilchen mit Impuls  $p$  abgestrahlt wird. [Ako 00]

Der RICH des HERMES-Experiments wurde durch Modifikation des ehemaligen Schwellen-Čerenkov-Zählers erstellt. Abbildung 11 zeigt eine maßstabgetreue Darstellung der oberen Detektorhälfte. Das Volumen einer Detektorhälfte beträgt etwa 4000 l. Die Größe des Eintrittsfensters bemißt  $1877 \times 464 \text{ mm}^2$ , die des Austrittsfensters  $2570 \times 59 \text{ mm}^2$ . Im Bereich des Eintrittsfensters befinden sich die Aerogel-Segmente. Sie bilden eine Schichtdicke von 55 mm. Der Raum hinter dem Aerogel ist mit Freon, der gasförmigen Radiator-Phase gefüllt. Eine Anordnung von acht Spiegeln bildet eine fokussierende Projektion auf eine Matrix von 1934 Photoelektronenvervielfachern<sup>18</sup>.

<sup>18</sup>engl.: photo multiplier tube (PMT)

Tabelle 3 Schwellenimpulse für die beiden Radiatoren des HERMES-RICH.[Ako 00]

	Aerogel	Freon
$n(633\text{nm})$	1.0304	1.000137
$\beta_t \gamma_t$	4.03	19.10
Pion	0.6 GeV/c	2.7 GeV/c
Kaon	2.0 GeV/c	9.4 GeV/c
Proton	3.8 GeV/c	17.9 GeV/c

Die Spiegelsphäre besitzt einen Radius von 2.20 m. Die Wahl der Photoelektronenvervielfacher führt zu einer Bildpunktgröße<sup>19</sup> von 23.3 mm. Hierdurch ergibt sich eine Winkelauflösung von  $\Delta\theta_{pix} = 5.3$  mrad für runde Bildpunkte bei einer Fokallänge von 1.10 m.

Tabelle 4 Effizienzen und Reinheiten der Teilchenerkennung des RICH aus einer Simulation mit 1.84 Millionen Ereignissen eines Impulses oberhalb 2 GeV. In den Spalten sind die in der Simulation generierten, in den Zeilen die erkannten Hadronen aufgeführt. Die vierte Zeile enthält die Zahl der nicht erkannten Partikel. [Ako 00]

erkannt als	Pion (gen.)	Kaon (gen.)	Proton (gen.)	Reinheit
Pion	619390	8050	23008	0.95
Kaon	17282	58390	16757	0.63
Proton	7461	5612	80113	0.86
unbekannt	10802	6647	29634	—
Effizienz	0.95	0.74	0.54	—

<sup>19</sup>engl.: pixel size

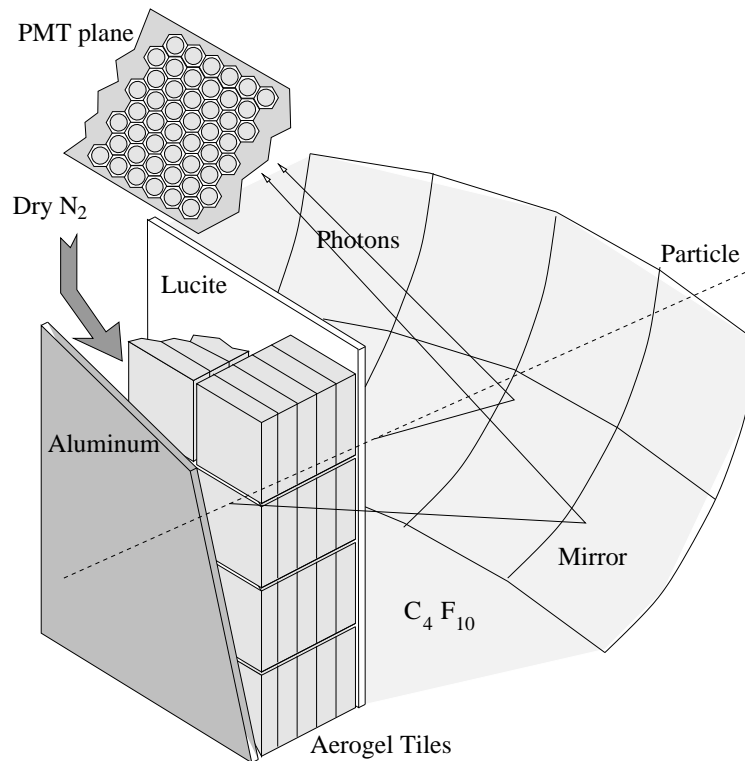


Abb. 10 Ein relativistisches Teilchen durchläuft zunächst die feste Phase des Aerogel und anschließend die gasförmige Freonphase. Es werden in jedem Radiator Čerenkov-Photonen erzeugt, die über einen sphärischen Spiegel auf eine Matrix mit Photoelektronenvervielfachern PMT projiziert werden. [Ako 00]

Im gesamten statistisch relevanten Impulsbereich des Spektrometers oberhalb von 2 GeV liefert der RICH-Detektor eine sichere Separation der Pionen von anderen Teilchenarten, siehe Tabelle 4 und Abbildung 12.

*Übergangsstrahlungs-Detektor TRD:* Hochenergetische Elektronen senden beim Durchqueren von Grenzflächen zwischen Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes Röntgenphotonen aus. Jede der sechs Ebene des TRD besteht, um möglichst viele Übergänge zu besitzen, aus einer 63.5 mm dicken Schichtung von zufällig angeordneten

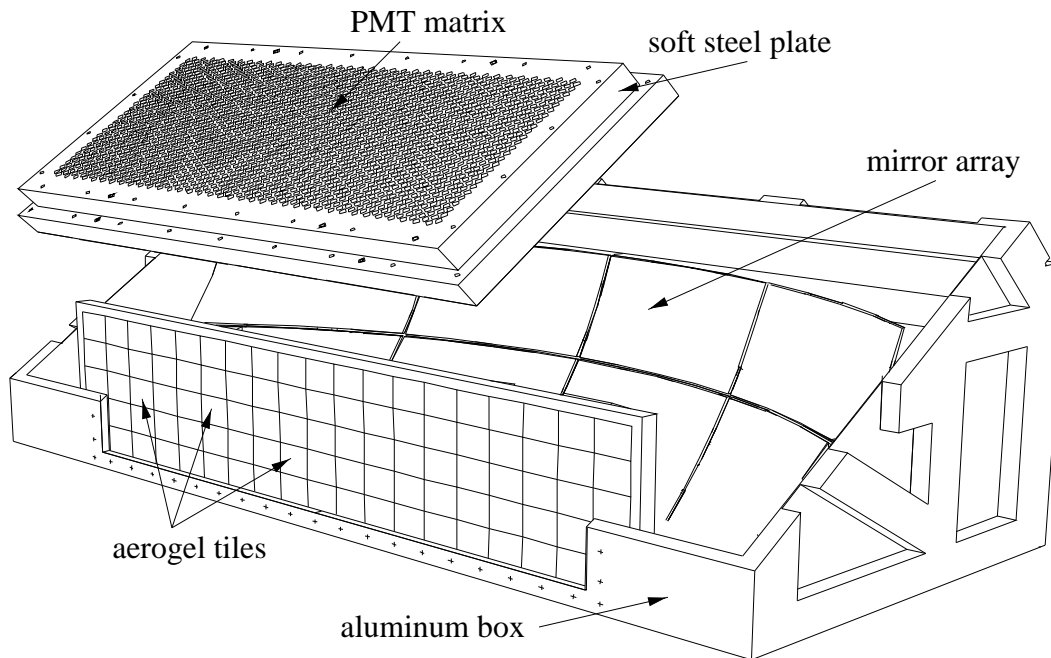


Abb. 11 Räumliche Ansicht einer Hälfte des RICH-Detektors.  
[Ako 00]

Polypropylenfasern mit Durchmessern von 17 bis 20  $\mu\text{m}$ . Die entstandene Strahlung, mit einer Energie von etwa 2 bis 15 keV, wird von jeweils einer Proportional-Kammer mit 256 Drähten registriert. Die Kammern sind mit einem Xenon-Methan-Gemisch gefüllt. Der TRD besteht insgesamt aus sechs Ebenen für die obere und die untere Detektorhälfte. Ein großes Signal ist ein Hinweis auf ein hochenergetisches Elektron. Hadronen verursachen keine Übergangsstrahlung und führen daher zu sehr kleinen Signalen in den Proportionalkammern.

*Preshower:* Vor dem Kalorimeter ist ein 11 mm dicker Bleivorhang angebracht, entsprechend zwei elektromagnetischen Strahlungslängen. Zwischen Blei und Kalorimeter befinden sich 42 Kunststoffszintillatoren der Größe  $9.3 \times 91 \times 1 \text{ cm}^3$ . Die Streifen überlappen um je 1.5 mm. Dieser Aufbau erleichtert das Trennen von Hadronen und Elektronen. Ein Hadron erzeugt lediglich das typische Signal minimal ionisierender Teilchen im nachfolgenden Szintillator (H2). Durchlaufen

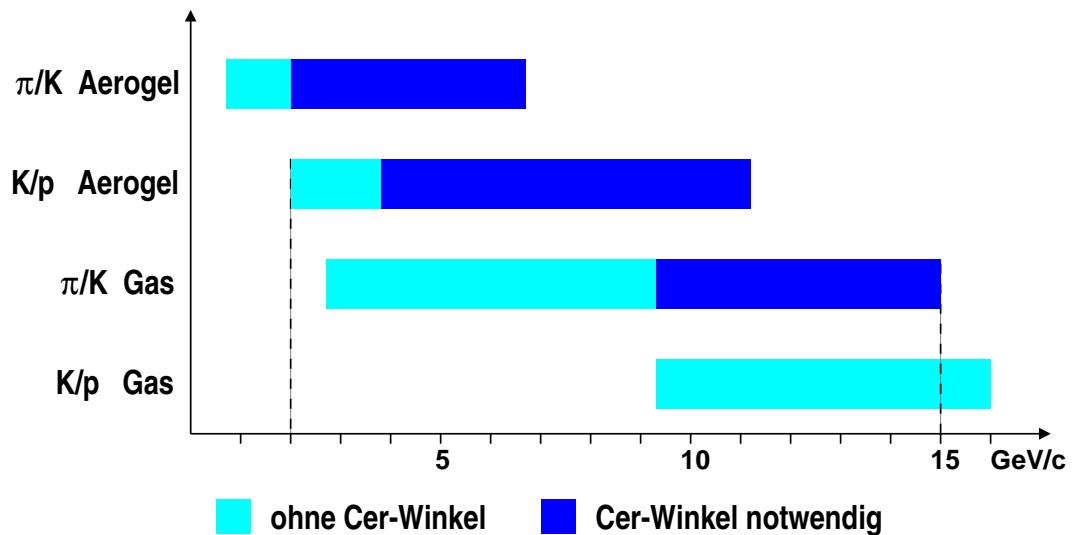


Abb. 12 Impulsbereiche für die Trennung der einzelnen Hadronenarten. Die wirksamen dynamischen Bereiche von Aerogel und Freon sind deutlich zu erkennen. Die gestrichelten Linien bei 2 GeV/c und 15 GeV/c markieren den zur sicheren Funktion gültigen Impulsbereich. Die Schattierungen zeigen, welche Eigenschaft des Čerenkov-Lichtes in welchem Bereich entscheidend ist; ob also ein RICH verwendet werden muß oder ein Schwellen-Čerenkov-Zähler ebenso zu einer Trennung führt [Ako 00]

Elektronen einige Strahlungslängen Blei, so bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus. Dieser Schauer erzeugt stärkere Signale im nachfolgenden Szintillator (H2). Die Reaktion des Szintillators ist unabhängig vom Impuls der Teilchen.

*Kalorimeter:* Das Kalorimeter hat zwei Aufgaben bei der Aufnahme von Streueignissen. Zum einen liefert es ein wichtiges Trigger<sup>20</sup>-Kriterium für tief-unelastische Ereignisse, zum anderen ist das Kalorimeter notwendig um Leptonen und Hadronen zu unterscheiden. Aktives Material des Kalorimeters ist strahlenhartes Bleiglas F101

<sup>20</sup>engl. für Auslöser

[Ava 96]. Insgesamt  $42 \times 10$  Blöcke decken die gesamte Winkelakzeptanz einer Spektrometerrhälfte ab. Die Glasblöcke haben eine Schnittfläche von  $9 \times 9 \text{ cm}^2$  und eine Länge von 50 cm, was 18 Strahlungslängen entspricht. Ausgelesen werden sie mit Photoelektronenvervielfachern an der strahlabgewandten Seite.

Hochenergetische Elektronen verursachen im Bleiglas einen elektromagnetischen Schauer, der im Regelfall in  $3 \times 3$  Kalorimeterblöcken nachweisbar ist. Die 18 Strahlungslängen sind ausreichend um Elektronen zu stoppen und ihre Energie nahezu vollständig zu absorbieren. Durch Analyse der Schauerverteilung ergibt sich eine Ortsauflösung in einer Größenordnung von 5 mm. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist energieabhängig [Kle 87] und wurde für Elektronen am Teststrahl gemessen zu [Dür 95]:

$$\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} = 1.47\% + \frac{5.14\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}.$$

Hadronen hingegen haben im Bleiglas des Kalorimeters eine wesentlich größere Wechselwirkungslänge. Daher kann das Kalorimeter Hadronen nicht vollständig stoppen. Die deponierte Energie entspricht dann nicht mehr dem Impuls des Teilchens. Aus dem Vergleich von im Kalorimeter deponierter Energie<sup>21</sup> und dem aus dem Spurkammersystem rekonstruierten Impuls können Elektronen und Hadronen unterschieden werden. Elektronen lassen  $E_{\text{Kalo}}/P_{\text{rekon}} \simeq 1$  erwarten, Hadronen hingegen  $E_{\text{Kalo}}/P_{\text{rekon}} \ll 1$ .

**Vorgehensweise** Zunächst muß zwischen Leptonen und Hadronen unterschieden werden. Dies geschieht mit Hilfe der sogenannten „kombinierten  $\text{PID}_{2+5}$ “. Hierbei werden Likelihood-Werte  $\mathcal{L}$  der aus Teststrahl-Messungen erwarteten Detektorantworten und den tatsächlich gemessenen Daten gebildet,

$$\mathcal{L}_{\text{det}}^e = \frac{\mathcal{P}_{\text{det}}^e}{\mathcal{P}_{\text{det}}^e + \mathcal{P}_{\text{det}}^h}$$

<sup>21</sup>Es sei angemerkt, daß die zwei Strahlungslängen des Vorschauer-Detektors bereits einen Energieverlust ausmachen. Dieser Verlust wird zu der deponierten Energie addiert.

wobei  $\mathcal{P}_{\text{det}}^x$  die Wahrscheinlichkeiten für ein spezielles Teilchen  $x$  ist. Die Likelihood-Werte für die einzelnen Detektoren lassen sich zu einer einzelnen Größe verrechnen, die dann für die Datenanalyse verwendet wird:

$$\text{PID}_{2+5} \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_{\text{TRD}}^e \mathcal{L}_{\text{Pre}}^e \mathcal{L}_{\text{Kalo}}^e}{\mathcal{P}_{\text{TRD}}^h \mathcal{P}_{\text{Pre}}^h \mathcal{P}_{\text{Kalo}}^h}$$

Die Größe  $\text{PID}_{2+5}$  nimmt nun für Leptonen Werte über Null, für Hadronen Werte unter Null an. Für eine sichere Elektron-Identifikation sind höheren Zahlenwerten für  $\text{PID}_{2+5}$  sinnvoll. Der RICH stellt eine Wahrscheinlichkeit für jede Spur bereit, aus welcher hervor geht, ob es sich beim nachgewiesenen Teilchen tatsächlich um ein Elektron oder Positron gehandelt hat. Der Wert dieser Wahrscheinlichkeit muß stets größer als Null sein.

In Abbildung 13 ist die Trennung von Elektronen und Pionen zu sehen. Der Impuls der jeweiligen Teilchen ist mit der Ladung multipliziert. Dadurch lassen sich Positronen von Elektronen, sowie positive von negativen Pionen unterscheiden. Für die Darstellung in Höhenlinien wurde eine logarithmische  $z$ -Achse gewählt. Daten für diese Graphiken wurde bereits den Datenqualitätsanforderungen angepaßt. Diese kommen mit Schnitten auf  $|\text{PID}_{2+5}| > 2$ , den Impuls  $P > 2 \text{ GeV}/c$ , sowie einer Identifikation durch den RICH-Detektor zum tragen. Elektronen und Positronen treten erst ab einem Impuls von etwa  $4 \text{ GeV}/c$  in Erscheinung. Dies findet seine Begründung im Schnitt auf den relativen Energiegehalt  $y < 0.85$  der virtuellen Photons. Es ergibt sich aus  $y = \nu/E$  und  $\nu = E - E'$  die Energie des gestreuten Elektrons zu  $E' = E - yE = (27.56 - 0.85 \cdot 27.56) \text{ GeV} = 4.13 \text{ GeV}$ .

### 3.3.3 Luminositäts-Monitor

Um Messungen von Wirkungsquerschnitten vorzunehmen, bedarf es einer unabhängigen Messung der Luminosität. Wenn HERA mit Elektronen betrieben wird, bedient man sich bei HERMES der Møller-Streuung. Bhabha-Streuung kommt zum Einsatz, wenn Positronen als Strahlteilchen verwendet werden. Die hinreichend

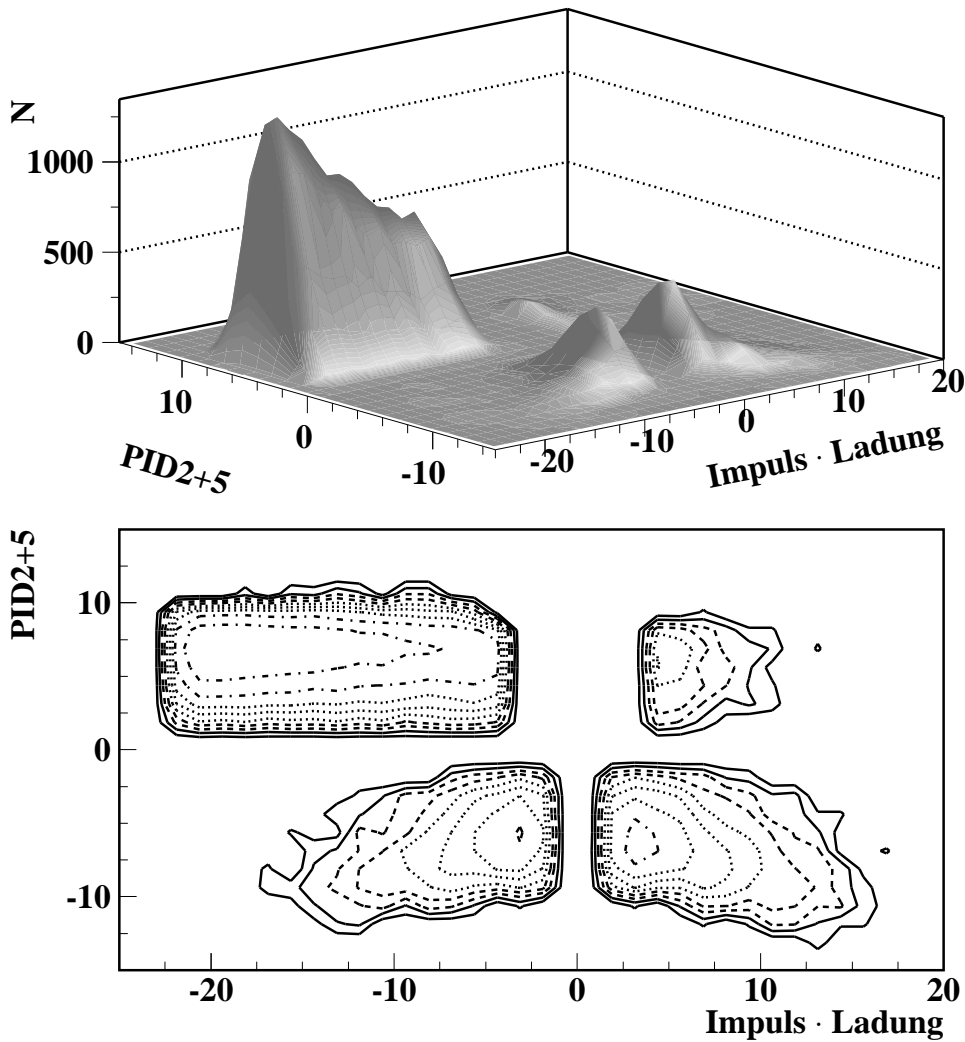


Abb. 13 Unterscheidung von Elektronen und Pionen. Zusätzlich sind die Teilchenimpulse mit der Ladung der Teilchen multipliziert, was Elektronen von Positronen, sowie positive und negative Pionen trennt. Ein oberer Impulsschnitt auf hadronische Spuren ist hier noch nicht zur Anwendung gekommen. Ebenso sind diese Daten noch nicht auf ladungssymmetrische Effekte korrigiert. Daher sind in dieser Darstellung Positronen zu erkennen.



bekannten Wirkungsquerschnitte dieser Lepton–Lepton-Streuung an den Hüllenelektronen des Targetgases und die durch den Luminositätsmonitor gemessenen Ereignisraten, dienen als Referenz für die Raten tief–unelastischer Streueignisse an den Kernen des Targetgases. Während der Datennahme des Jahres 1998 standen dem Experiment ausschließlich beschleunigte Elektronen  $e^-$  zur Verfügung. Für die Messung der Luminosität wurde also Møller–Streuung verwendet.

Nachgewiesen wird im Luminositätsmonitor sowohl das gestreute Lepton, als auch das getroffene Hüllenelektron eines Targetgasatoms. Beide Leptonen treffen, unter bestimmten kinematischen Voraussetzungen, auf je ein Kalorimeter aus 12  $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ -Kristallblöcken auf, in denen sie dann, proportional zu ihrer Energie Čerenkov–Licht erzeugen. Dieses Licht wird in Photoelektronenvervielfachern registriert, deren elektrische Pulse im Datenaufnahmesystem digitalisiert werden. Gemessen wird nun die Koinzidenzrate beider Kalorimeter oberhalb einer Mindestschwelle.

Eine derartige Messung ist leicht von der Lage des HERA–Lepton-Strahls abhängig. Daher wird die Luminosität noch zusätzlich auf die Strahllage relativ zum HERMES–Experiment korrigiert [Gar 00, Ter 01].

### 3.3.4 Triggersystem

Das Triggersystem besteht aus speziellen Detektoren, den Trigger–Hodoskopen H0, H1 und H2. Es handelt sich hierbei um Streifen aus Szintillatormaterial, welche mit Photoelektronenvervielfachern ausgelesen werden. Zusätzlich zu den Hodoskopen können auch andere Detektoren zur Entscheidung über ein Ereignis hinzu konfiguriert werden. Durch das Triggersystem werden die unterschiedlichsten Untersuchungen also bereits zum Zeitpunkt der Datennahme festgelegt. Der in dieser Analyse verwendete „Trigger 21“ verlangt nach Signalen in den Hodoskopen H0, H1 und H2 in entweder der oberen, oder der unteren Detektorhälfte. Zusätzlich wird eine im Kalorimeter abgeleg-

te Energie von mehr als 3.5 GeV verlangt, dies entspricht etwa einem Energiebruchteil des virtuellen Photons von  $y \leq 0.87$ .

## 4 Datenanalyse

Die Datenanalyse wurde in drei Schritten vorgenommen. Im ersten wurden Kriterien für die Datenqualität angewandt um aus den rekonstruierten HERMES-Daten<sup>22</sup> die für die physikalische Fragestellung notwendigen Größen zu extrahieren. Nach Anwendung von Schnitten aus der Datenqualitätskontrolle wurden Ereignisdaten, welche mindestens ein Elektron enthalten, in `ntuple`-Dateien im Zebra-Format abgelegt [Bru 87a]. Dieses Verfahren reduziert den Speicherbedarf von ungefähr 20 GB für Daten aus der Produktion 98b4 auf etwa 130 MB. Für den zweiten Schritt wurden die Daten gelesen und histogrammiert. Im dritten und letzten Schritt konnten die physikalischen Gesetzmäßigkeiten aus den Histogrammen errechnet werden.

### 4.1 Allgemeine Datenselektion

Um sicher zu stellen, daß der Status des Experiments einen einwandfreien Zustand der gesammelten Daten garantiert, werden einige technische Bedingungen an die zu analysierenden Daten gestellt. Die Informationen eines "Bursts", des Integrationszeitraumes der elektronischen Datenaufnahme, werden akzeptiert wenn die folgenden Kriterien erfüllt werden:

Länge des Integrationszeitraumes	9.0... 11.0s
relative Totzeit des Triggers 21	0.0... 10%
Effizienz der Spur-Rekonstruktion	90... 100%.

Ebenso werden auf die einzelnen Spuren Kriterien angewandt. Hier handelt es sich um Schnitte, die teils aus der Geometrie des

<sup>22</sup>engl.: data summary tape (DST). Diese Dateien enthalten rekonstruierte und dekodierte Ereignisse. Aus den einzelnen Detektorantworten wurden also bereit die maßgeblichen Informationen über Streuwinkel, Impuls und Teilchenidentität ermittelt.

Detektors hervorgehen und teils physikalischen Notwendigkeiten.

Methode der Spurrekonstruktion	novc
Longitudinaler Vertex	$\pm 18$ cm
Transversaler Vertex	$\leq 7.5$ mm
Horizontale Akzeptanz $\theta_x$	$\leq 180$ mrad
Vertikale Akzeptanz $\theta_y$	40 ... 140 mrad
Im Kalorimeter deponierte Energie	$\geq 3.5$ GeV
Impuls der Spur	$\geq 2$ GeV/c
PID2+5 für leptonische Spuren	$> 2$
PID2+5 für hadronische Spuren	$< -2$

Die dekodierten HERMES-Daten enthalten teilweise Spuren aus zwei unterschiedlichen Rekonstruktionsverfahren. Diese Analyse verwendet ausschließlich Ereignisse die mit der Methode novc, also ohne Berücksichtigung der Vertexkammern VC, rekonstruiert wurden. Der rekonstruierte Ort des Streuprozesses, der sogenannte Vertex, wird innerhalb der Targetzelle gefordert. Dies schließt Mehrfachstreuung an den Materialien des Detektors aus. Zur Sicherheit werden Ereignisse, die ihren Ursprung innerhalb der ersten zwei Zentimeter von den Enden der Targetzelle haben ebenso verworfen, wie solche deren Vertex innerhalb oder jenseits der Zellenwand rekonstruiert wurde. Spuren außerhalb der durch Magnetgeometrie und Septumplatte definierbaren Akzeptanz können nicht vorkommen; sie werden daher nicht berücksichtigt.

Um sicher zu stellen, daß es sich bei dem Ereignis um eines aus tief-unelastischer Streuung handelt, wird eine Mindestenergie von 3.5 GeV im Bleigaskalorimeter erwartet. Prozesse, die eine geringere Energie deponieren werden nicht berücksichtigt. Ursachen für eine zu kleine Energie können zum Beispiel Ablenkung aus der Akzeptanz durch Mehrfachstreuung oder Bremsstrahlung sein. Die untere Schwelle sorgt auch dafür, daß die Strahlungskorrekturen klein bleiben. Für große Werte von  $y$ , bei kleinen Impulsen des gestreuten Elektrons, nehmen diese Korrekturen stark zu.

Der Impuls jedes Teilchens muß oberhalb von  $2 \text{ GeV}/c$  liegen, um im RICH-Detektor Hadronen-Sorten unterscheiden zu können. Für eine eindeutige Trennung von Hadronen und Leptonen wird der Zahlenwert für  $\text{PID}_{2+5}$  größer als zwei für Leptonen, kleiner als minus zwei für Hadronen sein. Dies ist eine recht konservative Wahl, erwies sich allerdings als sinnvoll.

## 4.2 Korrekturen

Die aufgenommenen Daten müssen zusätzlich auf Detektor- und Strahlungs-Effekte korrigiert werden. Diese Korrektur wirkt, in je einem Rechenschritt, als Gewichtung auf jedes einzelne Streu-Ereignis.

### 4.2.1 Akzeptanz- und Auflösungskorrektur

Um auf das Auflösungsvermögen und die Akzeptanz des Detektor zu korrigieren, wurden Daten aus einer Monte-Carlo-Simulation ausgewertet. Die Simulations-Software ermöglicht es Daten mit und ohne Strahlungskorrekturen zu generieren. Es ist daher möglich den Einfluß und die Größenordnung der Strahlungskorrekturen abzuschätzen. Aus dem Quotienten aus generierter und rekonstruierter Kinematik wurde für Impuls und Streuwinkel für Spuren jeder Teilchensorte eine Parameterisierung errechnet, siehe Abbildung 14. Für die Korrektur an pionischen Spuren wurden Funktionen desselben Grades verwendet, wie für die Elektronen, obwohl dies nicht unbedingt nötig gewesen wäre. Diese Parameterisierungen wurden auf jede im Detektor nachgewiesene Spur entsprechend der identifizierten Teilchen angewendet.

In den statistisch relevanten Bereichen erreichen die Korrekturen eine Größe von bis zu 3%. Hadronische Spuren hoher Impulse müssen deutlich stärker korrigiert werden, sie kommen allerdings sehr selten

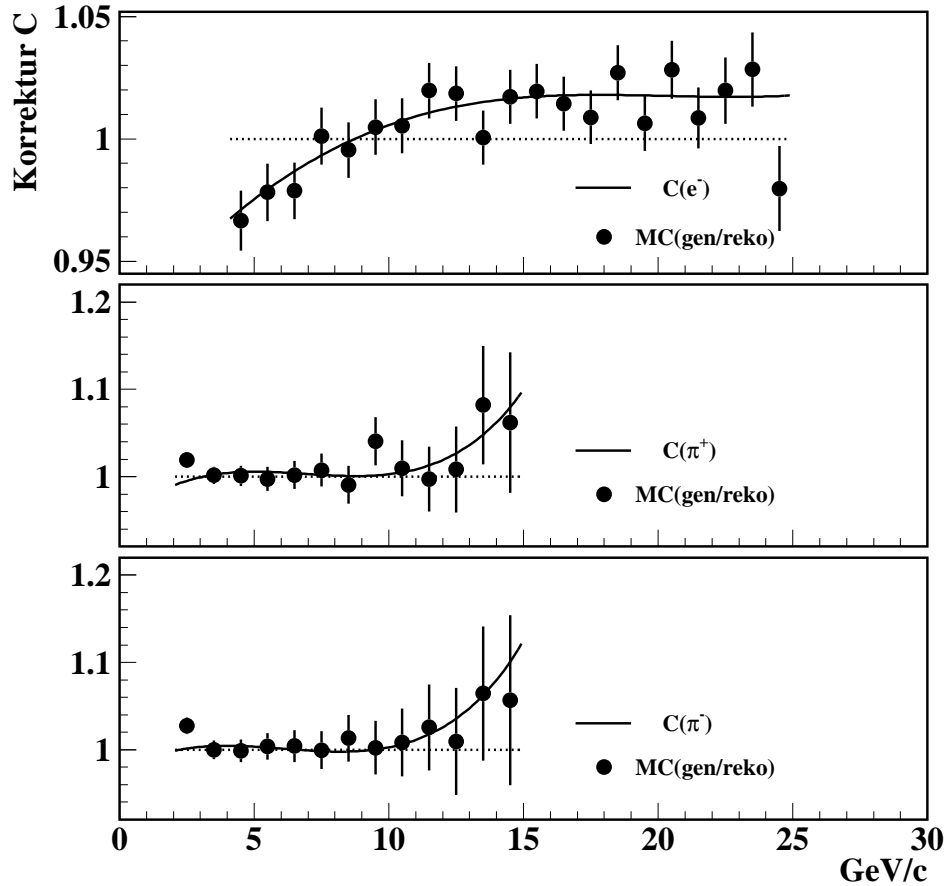


Abb. 14 Parameterisierungen zu Detektorkorrekturen, wie sie aus dem Vergleich von generierter zu rekonstruierter Kinematik in einer Detektorsimulation hervorgehen. Die Punkte stellen das Verhältnis von generierten zu rekonstruierten Simulationsereignissen dar.

vor und spielen daher keine signifikante Rolle, siehe Abbildung 15. Wegen des dynamischen Bereichs des RICH ist es für eine gute Separation der Hadronen ohnedies notwendig Pionen mit einem Impuls oberhalb von 15 GeV/c zu verwerfen. Es ist eine kleine Asymmetrie im Nachweis von elektrisch positiv und negativ geladenen Pionen zu beobachten. Diese übersteigt jedoch im gesamten dynamischen Bereich nicht eine Größe von 2.5 % und bleibt im statistisch relevanten

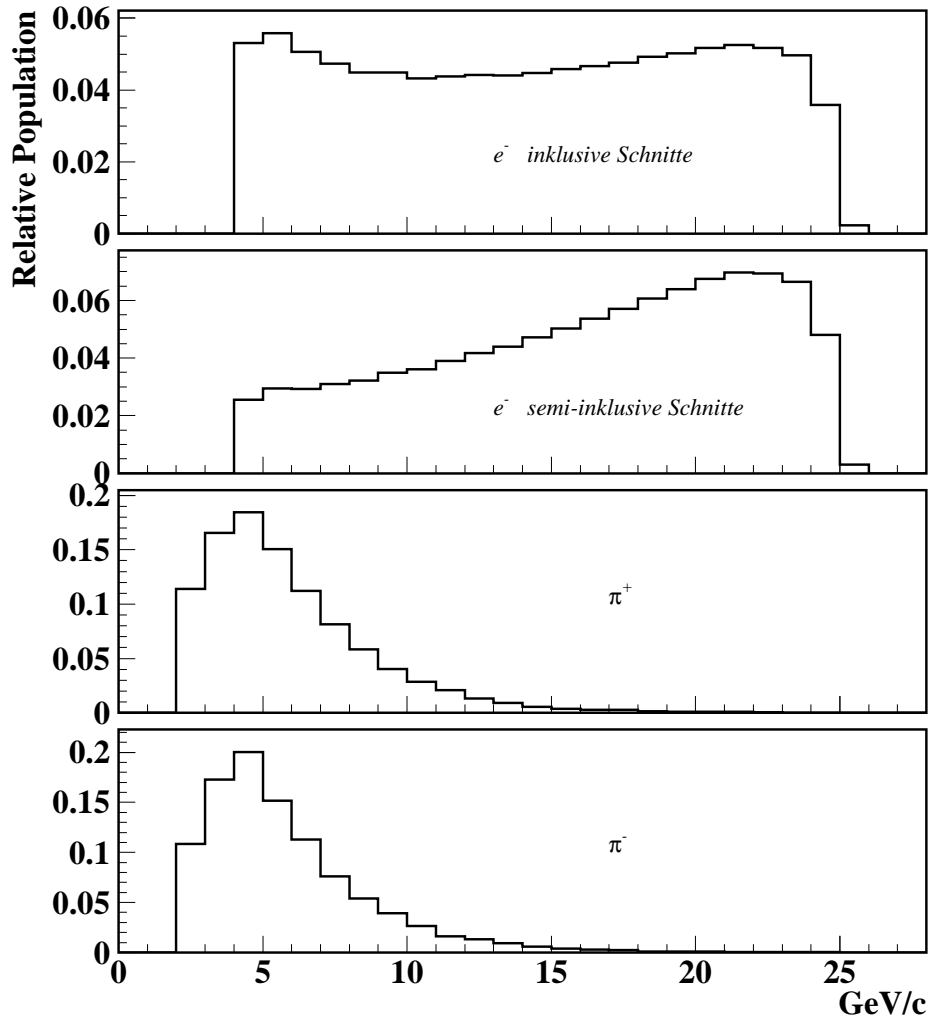


Abb. 15 Flächennormierte Impulspektren für Elektronen bei inklusiven und semi-inklusive Schnitte, sowie positiv und negativ geladene Pionen. Die Histogramme sind so normiert, daß die eingeschlossene Fläche gerade 1 ist. Dadurch ist zu erkennen aus welchem Impulsbereich statistisch relevant Ereignisse zu erwarten sind. Die Unterschiede zwischen den Spektren für die inklusive und die semi-inklusive Analyse sind auf den höheren Schnitt auf  $Q^2$  bei der semi-inklusive Betrachtung zurück zu führen.

Impulsbereich unterhalb von 1 %.

#### 4.2.2 Strahlungs-Korrekturen am Streuvortex

Zu den Strahlungs-Korrekturen tragen in erster Ordnung Photon-Abstrahlungen des Elektrons vor und nach dem Streuprozeß bei. Es kann auch vorkommen, daß ein vor der Streuung abgestrahltes Photon nach der Streuung wieder an das Elektron koppelt. Ebenso gehört die Vakuumpolarisation zu den Effekten, auf die korrigiert werden muß. Man kann diese Vorgänge durch die Feynman-Graphen in Abbildung 16 verdeutlichen.

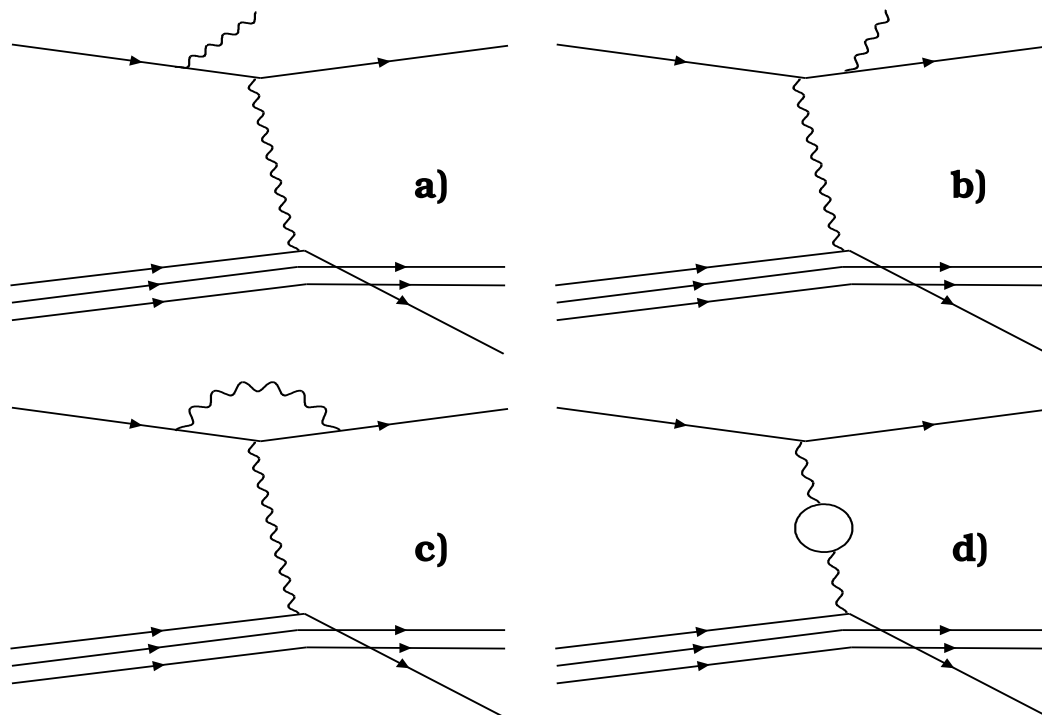


Abb. 16 Strahlungskorrekturen am Streuvortex. Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons vor a) und nach b) dem Streuvorgang, sowie c) die Kopplung eines vor der Streuung abgestrahlten Photons an das gestreute Elektron (Vertex-Korrektur) und d) die Vakuumpolarisation.



Die Korrekturen werden für jede leptonische Spur bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe der FORTRAN-Routinen `terad` [Brü 93]. Die Strahlungskorrekturen folgen den Formalismen wie sie in [Akh 77], [Akh 86] und [Bar 79] dargestellt sind.

In den Diagrammen der Abbildung 17 sind die Gewichtungen aus den Strahlungskorrekturen dargestellt, so wie sie auf das Verhältnis  $F_2^n/F_2^p$  angewandt wurden. Es wurde hier für jedes Diagramm ein konstanter relativer Energieübertrag  $y$  des virtuellen Photons verwendet. Aus der Darstellung der kinematischen Größen  $y$  gegen  $x$  werden die Bereiche ersichtlich, die für einen bestimmten Energiebruchteil  $y$  des virtuellen Photons Gültigkeit innerhalb der Akzeptanz des Detektors besitzen. Die Unebenheiten erklären sich durch numerische Fluktuationen, die derzeit noch untersucht werden [Brü 01].

Korrekturen auf hadronische Spuren sind erheblich kleiner. Sie heben sich durch die Bildung der Hilfsgröße  $R^\pi(x)$  in der semi-inklusiven Analyse nahezu vollständig wieder auf, siehe Gleichung (38). Daher werden keine speziellen Strahlungs-Korrekturen an hadronischen Spuren angebracht.

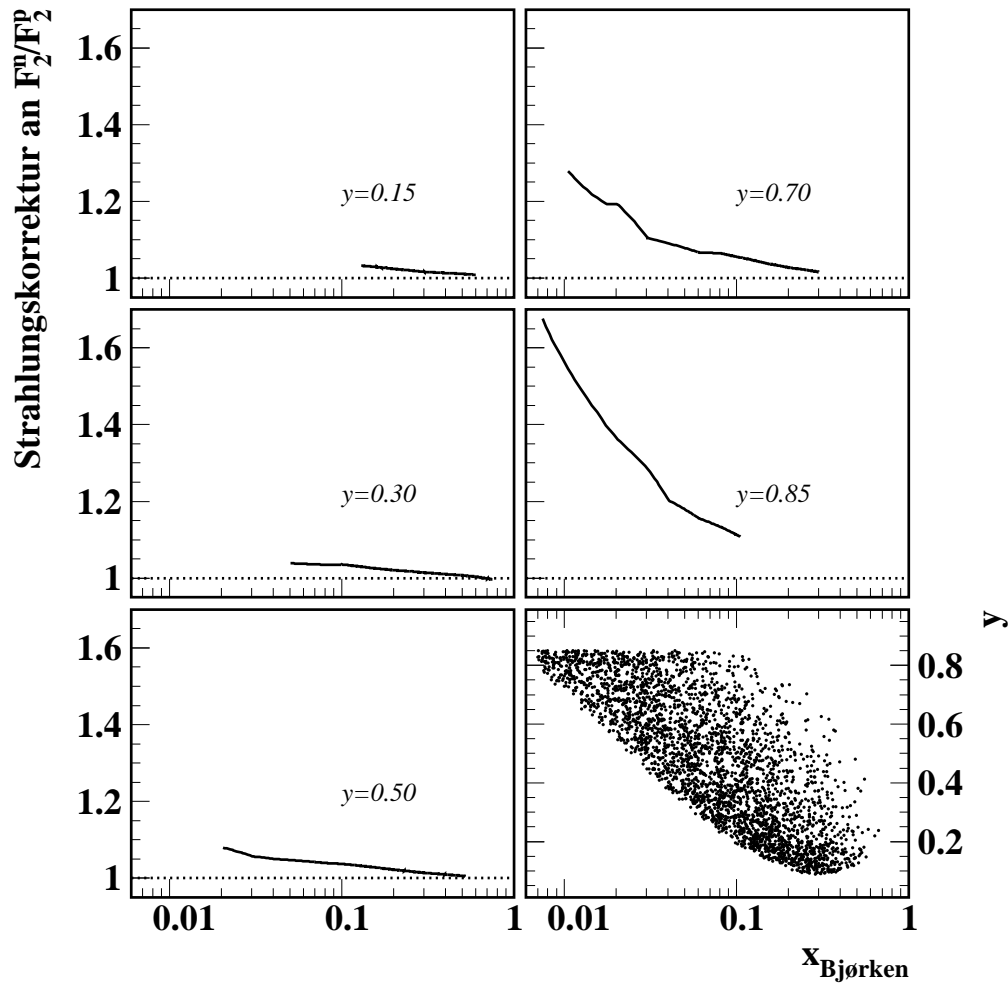


Abb. 17 Strahlungskorrekturen auf das Strukturverhältnis, in  $x$  und  $y$ . Die einzelnen Diagramme zeigen den Korrekturfaktor bei einem konstanten  $y$ . Der  $x$ -Bereich für jedes  $y$  orientiert sich an der Akzeptanz des Detektors, wie sie aus der Darstellung einzelner Ereignisse in  $y$  gegen  $x$  zu entnehmen ist.

## 4.3 Inklusive Analyse

### 4.3.1 Datenselektion

Zur Extraktion des Strukturfunktionsverhältnisses  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  werden ausschließlich inklusive Ereignisinformationen benötigt, also nur solche über das gestreute Elektron. Um sichern zu stellen, daß es sich bei dem gemessenen Ereignis um eine Folge tief-unelastischer Streuung handelt, müssen einige Kriterien erfüllt sein.

Der Impulsübertrag des virtuellen Photons  $Q^2$  muß hoch genug sein. Nur so lassen sich die Ergebnisse im Rahmen des Quark-Parton-Modells interpretieren.

Ist die invariante Masse des hadronischen Endzustands groß genug, so kann man Nukleon-Resonanzen ausschließen, siehe Abbildung 18.

Strahlungskorrekturen können klein gehalten werden, wenn die relative Energie des virtuellen Photons  $y = (E - E')/E$  nicht zu groß wird. Im Triggersystem wird, durch das Kriterium auf die im Kalorimeter deponierte Energie, bereits ein maximales  $y$  von 0.873 vorgegeben. Ist  $y$  groß, so muß die Energie des gestreuten Elektrons  $E'$  klein sein; die Wahrscheinlichkeit ist dann groß, daß das Elektron zusätzlich zum Impulsübertrag durch das virtuelle Photon noch Energie verloren hat. Dies kann beispielsweise durch Bremsstrahlung vor oder nach der Streuung geschehen. Es sind die in Tabelle 5 aufgeführten Kriterien auf die einzelnen Ereignisse angewandt worden.

Daraus ergibt sich die kinematische Ebene in  $x$  und  $W^2$  wie in Abbildung 19 zu sehen. Es ist hier deutlich zu sehen, daß ein Großteil des kinematischen Bereichs für die Streuereignisse bereits durch die Winkelakzeptanz des Detektors bestimmt wird. So wirkt der Schnitt auf  $Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$  erst bei, für HERMES, kleinen Werten von  $x_{Bj} < 0.008$ .

Für die Untersuchung der Strukturfunktionsverhältnisse muß

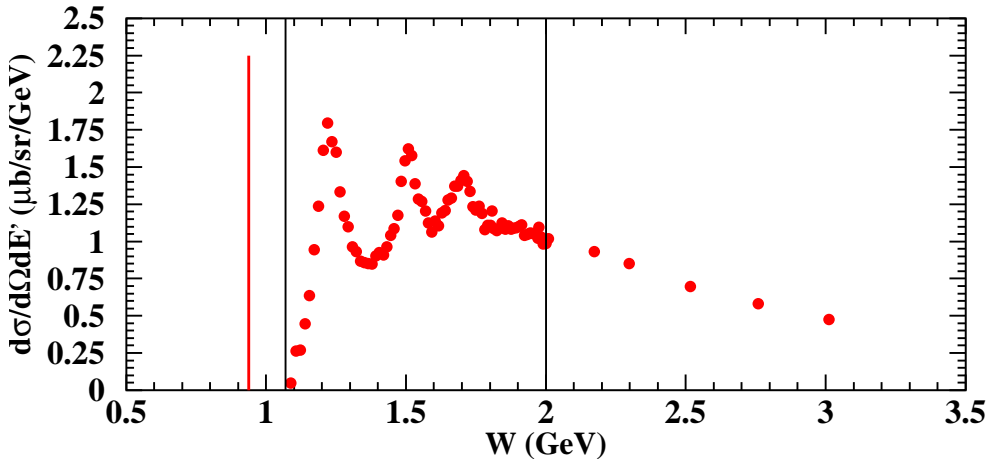


Abb. 18 Resonanzen bei  $W < 2$  GeV. Die Linie bei  $W = M_{\text{Proton}}$  zeigt elastische Streuung. Das erste Maximum die  $\Delta$ -Resonanz bei 1232 MeV, die weiteren Maxima gehören zu den Resonanzen  $S_{11}$  und  $F_{15}$ . Die Linie bei  $W = 2$  GeV deutet die Grenze zwischen der Resonanzregion und der tief-unelastischen Streuung an. Die Abbildung entstammt [Mel 00b].

Tabelle 5 Schnitte der inklusiven Analyse. Diese Schnitte sorgen dafür, daß ein minimaler Abstand zur Resonanzregion gewahrt wird. Wird der relative Energiegehalt des virtuellen Photon  $y$  klein gehalten, so bleiben auch die Strahlungskorrekturen klein.

$$\begin{aligned} Q^2 &\geq 0.3 \text{ GeV}^2/c^2 \\ W^2 &\geq 4.0 \text{ GeV}^2 \\ y &\leq 0.85 \end{aligned}$$

keine rein tief-unelastische Streuung gefordert. Es ist jedoch mit zunehmend kleineren Impulsüberträgen  $Q^2$  schwerer eine Interpretation für die Messungen im Quark-Parton-Modell zu formulieren.

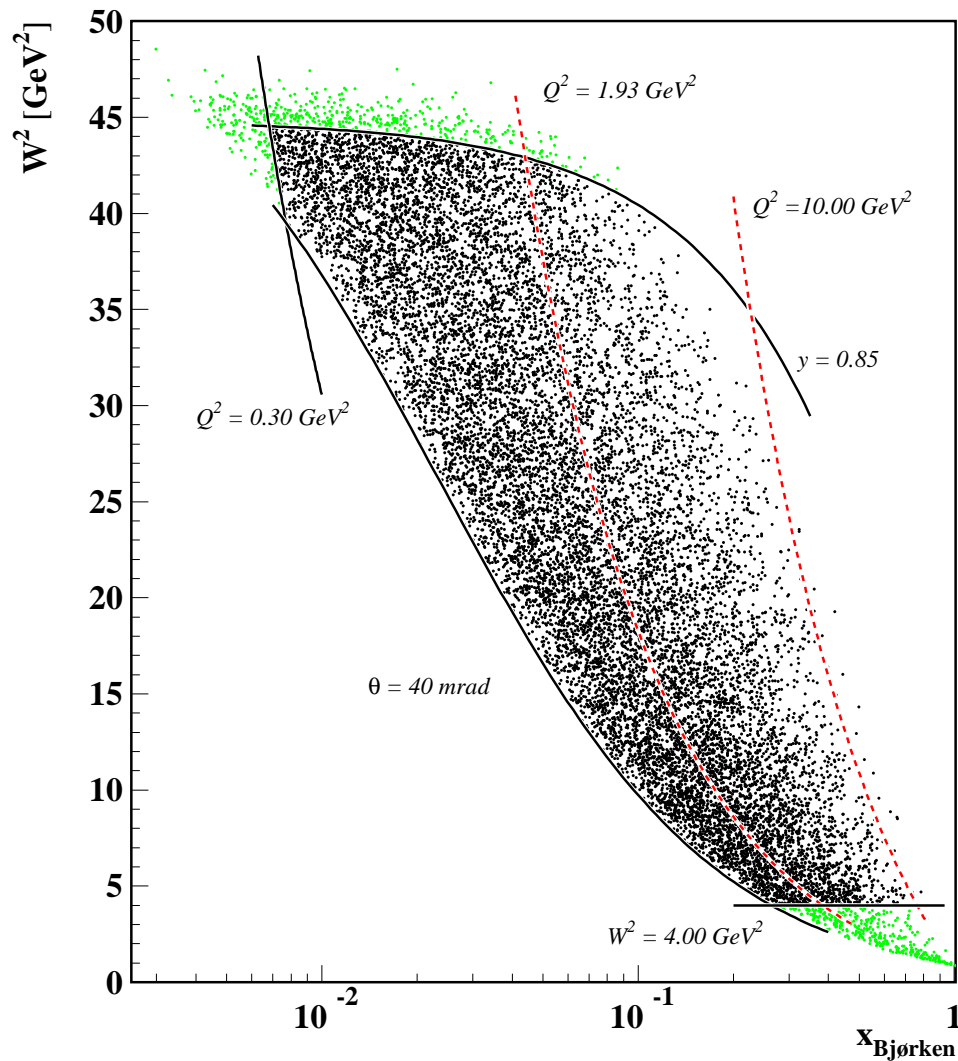


Abb. 19 Kinematische Ebene nach Anwendung der Schnitte für die inklusive Analyse. Die Auswirkungen der einzelnen Schnitte ist beim Vergleich mit der reinen Akzeptanz deutlich zu erkennen. Sie spielen jedoch noch keine große Rolle in Bezug auf die Statistik.

#### 4.3.2 Ermittlung des Strukturverhältnisses

Aus Gleichung (15) kann man unter Annahme von Isospinsymmetrie und Ladungsinvarianz (26,27) der Quarks von Neutron und Proton das

Verhältnis der Strukturfunktionen  $F_2(x, Q^2)$  darstellen als

$$\frac{F_2^n(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} = \frac{u(x, Q^2) + 4 d(x, Q^2) + 12 S(x, Q^2)}{4 u(x, Q^2) + d(x, Q^2) + 12 S(x, Q^2)} \quad (51)$$

Geht man davon aus, daß das Verhältnis der longitudinalen und der transversalen Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$  (16) für Neutron und Proton gleich sind [Whi 90] und die Callan-Gross-Relation (13) erfüllt ist, so vereinfacht sich das Strukturverhältnis zu

$$\frac{F_2^n(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} = \frac{\sigma_n(x, Q^2)}{\sigma_p(x, Q^2)}$$

Es ist bei HERMES nicht möglich Messungen direkt am Neutron vorzunehmen. Man hat jedoch, mit Hilfe des Deuterons und der Kenntnis des Protons, einen indirekten Zugang zu einer Messung. Man nimmt an, daß bei inkohärenter Streuung am Deuteron sich die Strukturfunktion  $F_2^d(x, Q^2)$  schreiben läßt als

$$F_2^d(x, Q^2) = \frac{1}{2} (F_2^n(x, Q^2) + F_2^p(x, Q^2)).$$

Daraus ergibt sich dann für das Verhältnis der Strukturfunktionen die Relation

$$\begin{aligned} \frac{F_2^n(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} &= 2 \frac{F_2^d(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} - 1 \\ &= 2 \frac{\sigma_d(x, Q^2)}{\sigma_p(x, Q^2)} - 1. \end{aligned}$$

Bei  $x \rightarrow 1$  und für große  $Q^2$  verliert  $F_2^n/F_2^p$  die Abhängigkeit vom Impulsübertrag des virtuellen Photons. Dies findet seine Begründung darin, daß die  $F_2$ -Strukturfunktionen für  $x$  nahe 1 als Ableitung aus den elastischen Formfaktoren  $G_E$  und  $G_M$  dargestellt werden können [Mel 00b]. Für Streuung an Proton und Neutron schreibt sich  $F_2^n/F_2^p$  dann als:

$$\frac{F_2^n(x, Q^2)}{F_2^p(x, Q^2)} \simeq \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = \frac{\sigma_n(x)}{\sigma_p(x)}.$$

Für die Messung am Deuteron ergibt sich dann:

$$\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = 2 \frac{\sigma_d(x)}{\sigma_p(x)} - 1.$$

Um dies zu bestimmen definiert man eine Größe  $Y$  aus den gewonnenen Daten, die bis auf eine Normierung dem Wirkungsquerschnitt entspricht. Es ist wichtig, daß diese Größe unabhängig von den experimentellen Bedingungen zum Zeitpunkt der Messung ist. Sie wird daher für jedes Datennahmeintervall<sup>23</sup> bestimmt. Man nennt die Größe  $Y$  Ausbeute<sup>24</sup>.

$$Y = \frac{N_{e^-}}{\mathcal{L}_r \cdot c_t \cdot \eta_R} \quad (52)$$

$N_{e^-}$	Zahl der tief unelastisch gestreuten Elektronen
$\mathcal{L}_r$	Koinzidentsrate des Luminositätsmonitors
$c_t$	DAQ Totzeitkorrektur
$\eta_R$	Rekonstruktionseffizienz

Der Nenner von Gleichung (52) stellt eine auf Totzeit und Effizienz korrigierte, integrierte Luminosität  $\mathcal{L}$  dar.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_r \cdot c_t \cdot \eta_R$$

Die Ausbeuten  $Y$  für die beiden erforderlichen Messungen am Proton und am Deuteron ergeben sich also zu

$$Y^p(x) = \frac{N_{e^-}^p(x)}{\mathcal{L}^p} \quad \text{und} \quad Y^d(x) = \frac{N_{e^-}^d(x)}{\mathcal{L}^d} \quad (53)$$

In Histogrammen ergeben sich die, in Abbildung 20 dargestellten, Verteilungen für die Ausbeuten tief-unelastischer Streueignisse an den Targetatomen Wasserstoff und Deuterium. Es ist hierbei zu beachten, daß das Deuteron zwei Nukleonen enthält, das Wasserstoffatom nur eines. Es ist daher notwendig die Größe  $\mathcal{L}^d$  mit 2 zu multiplizieren.

Somit bestimmt man das Verhältnis der  $F_2$ -Strukturfunktionen des Neutrons und des Protons aus den Zählraten tief-unelastisch gestreuter Elektronen  $N_{e^-}$  und den entsprechenden Luminositäten  $\mathcal{L}$ :

$$\begin{aligned} \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} &= \frac{Y^d(x)}{Y^p(x)} - 1 \\ &= 2 \frac{N_{e^-}^d(x)}{N_{e^-}^p(x)} \cdot \frac{\mathcal{L}^p}{2\mathcal{L}^d} - 1 = \frac{N_{e^-}^d(x)}{N_{e^-}^p(x)} \cdot \frac{\mathcal{L}^p}{\mathcal{L}^d} - 1 \end{aligned} \quad (54)$$

<sup>23</sup>engl.: run

<sup>24</sup>engl.: yield

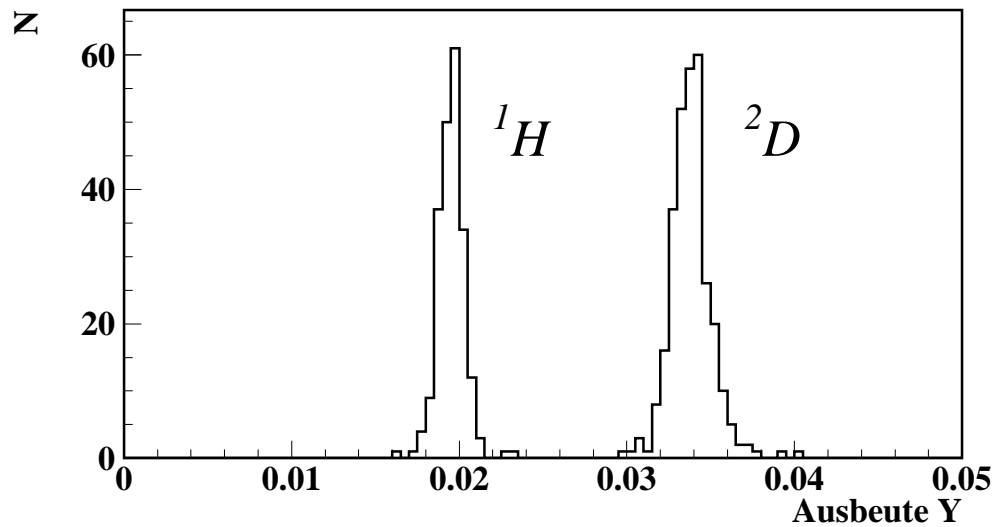


Abb. 20 Normierte Streuereignis-Ausbeuten für die untersuchten atomaren Targetgase Wasserstoff und Deuterium. Die Ausbeuten sind wie in der Definition (52) auf die experimentellen Bedingungen normiert. Da das Deuterium-Atom zwei Nukleonen, jedoch nur ein Elektron besitzt, ist die normierte Ausbeute etwa doppelt so groß wie beim Wasserstoff-Atom. Die Normierung selbst basiert auf Møller-Streuung am Hüllenelektron des Targetatoms.

Hierbei wird deutlich, daß neben der Zahl der gestreuten Elektronen den integrierten Luminositäten eine entscheidende Rolle zugesprochen ist. Die Luminositäten  $\mathcal{L}$  tragen mit einem großen Anteil zur systematischen Unsicherheit der Messung bei.

### 4.3.3 Unsicherheiten

Quellen für experimentelle Unsicherheiten sind hauptsächlich im Auflösungsvermögen des Detektors, der Bestimmung der Luminosität und den Strahlungskorrekturen zu suchen. Die sehr konservative Teilchenidentifikation läßt nur einen vernachlässigbaren Anteil von mißidentifizierten Spuren zu.



Aus der Spurrekonstruktion und daher aus dem Auflösungsvermögen in  $x$  geht ein systematischer Fehler [Ack 96a] von

$$\frac{\Delta x}{x} = 4 \dots 8\%$$

ein. Die Unsicherheit in  $Q^2$  beträgt maximal

$$\Delta Q^2/Q^2 \leq 2\%.$$

Da für  $F_2^n/F_2^p$  von einer weitgehenden Unabhängigkeit vom Impulsübertrag des virtuellen Photons in dieser Analyse auszugehen ist, siehe Abbildung 28, wird dieser Beitrag vernachlässigt.

Aus der Bestimmung der Luminosität erhält man einen systematischen Fehler in der Größenordnung von

$$\Delta \mathcal{L}/\mathcal{L} \simeq 4\%.$$

Die Luminosität geht direkt in die Berechnung der Strukturfunktionsverhältnisse ein. Der systematische Fehler aus dieser Größe ist daher ein wesentlicher Bestandteil des Gesamtfehlers. Strahlungskorrekturen tragen, durch ihre unverstandene Welligkeit, mit abgeschätzten 2% zur Berechnung des systematischen Fehlers bei.

#### 4.3.4 Ergebnis

Untersucht wurden all diejenigen Datennahme-Intervalle, in denen eine ausreichende Datenqualität festgestellt wurde. Zusätzlich zu den Kriterien der Funktionstüchtigkeit des Detektors und des Aufnahmesystems wurde auf eine hinreichende Ereignisausbeute hin ausgewählt. Ereignisse aus Datennahme-Intervallen die keine signifikanten Ausbeuten erreichten finden keine Berücksichtigung. Die genauen Zahlen für die tief-unelastischen Streueignisse an den Targets Wasserstoff und Deuterium sind in Tabelle 6 aufgeführt. Aus den Streueignissen ergibt sich ein mittlerer Impulsübertrag  $\langle Q^2 \rangle = 1.93 \text{ GeV}^2$ .

Tabelle 6 Zahl und Verhältnisse der tief-unelastisch gestreuten Elektronen.

Target	Wasserstoff	Deuterium	$N_{e^-}(\text{p})/N_{e^-}(\text{d})$
$N_{e^-}$	444277	865524	$\simeq 1.95$

Tabelle 7 Ergebnisse der inklusiven Analyse.

$\langle x_{Bj} \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	$F_2^n/F_2^p$ (unkorr.)	$F_2^n/F_2^p$ (rad.korr.)	stat. Fehler (rad.korr.)	syst. Fehler (rad.korr.)
0.0147	0.565	0.7148	0.9727	0.00639	0.06714
0.0305	1.013	0.8106	0.9102	0.00556	0.05110
0.0517	1.460	0.8233	0.8787	0.00522	0.03851
0.0769	1.848	0.8352	0.8767	0.00592	0.03197
0.0997	2.105	0.8109	0.8448	0.00714	0.02978
0.1288	2.366	0.7836	0.8111	0.00556	0.02947
0.1690	2.658	0.7500	0.7738	0.00619	0.03059
0.2180	2.907	0.7130	0.7318	0.00571	0.03159
0.2819	3.228	0.6752	0.6900	0.00627	0.03145
0.3473	3.775	0.6290	0.6411	0.00849	0.02934
0.4150	4.477	0.5900	0.5996	0.00969	0.02795
0.5041	5.653	0.5358	0.5436	0.01267	0.02704
0.6149	7.556	0.5129	0.5154	0.02341	0.02643
0.7223	10.395	0.4621	0.4618	0.06721	0.03577

Die zum Vergleich zwischen den Ergebnissen dieser Analyse und den Weltdaten herangezogene GRV-Parameterisierung wurde mit einem gleitenden, der HERMES-Kinematik angepaßten, Impulsübertrag  $Q^2$  errechnet. Ein funktionaler Zusammenhang bildet sich aus den Mittelwerten von  $Q^2$  in den einzelnen analysierten  $x$ -Bereichen, siehe Tabelle 7. Eine Anpassungsrechnung ergibt eine nur geringfügig wellige Funktion fünften Grades. Die offenen Punkte in Abbildung 21 zeigen das Strukturverhältnis  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  ohne die Anwendung von Strahlungskorrekturen, Abbildung 17. Die ausgefüllten Punkte resultieren aus der Analyse von  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  aus strahlungskorrigierten Ereignisdaten. Die ebenfalls dargestellte Para-

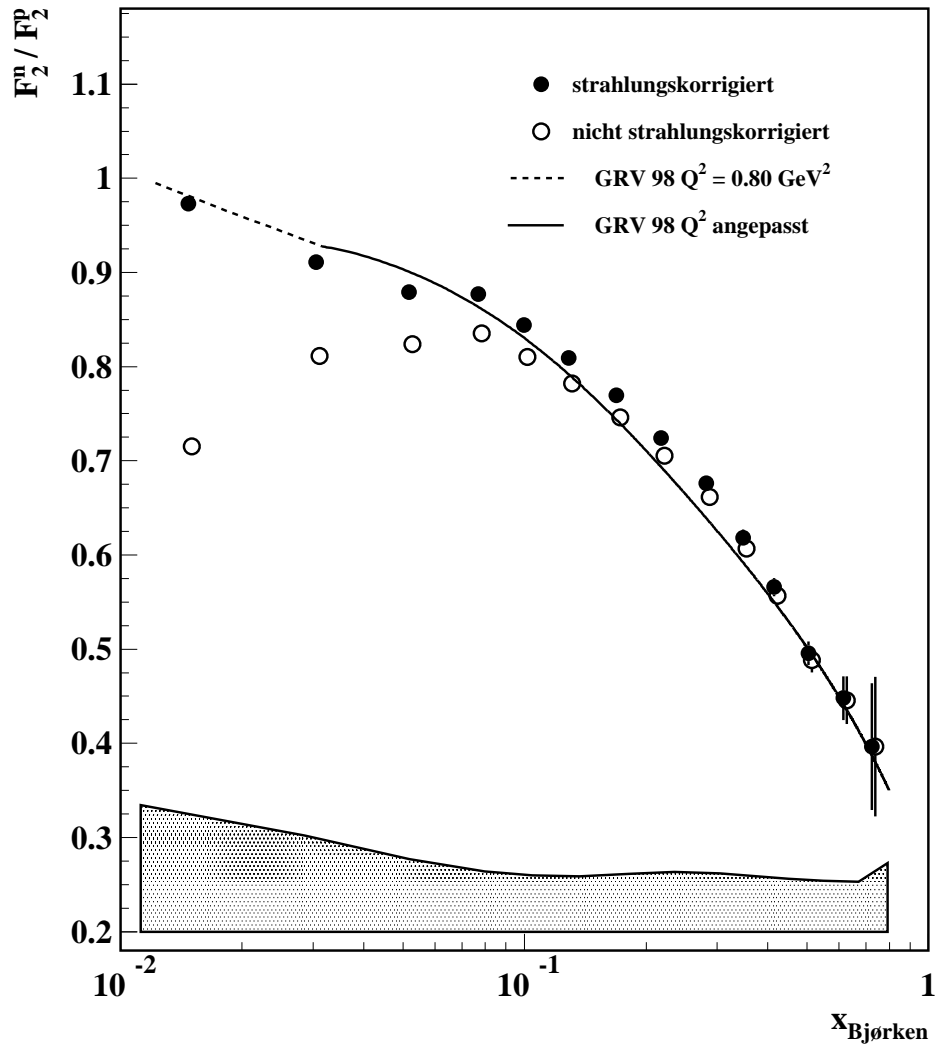


Abb. 21 Strukturfunktionsverhältnisse  $F_2^n / F_2^p$  gegen  $x$ . Offene Punkte sind Ergebnis der Analyse von nicht strahlungskorrigierten Daten. Ausgefüllte Punkte stammen von strahlungskorrigierten Ereignisinformationen. Die Fehlerbalken an den Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar, das Band die systematische.

meterisierung ist in zwei Bereiche aufgeteilt. Unterhalb von  $x \lesssim 0.03$  fällt der Mittelwert für  $Q^2$  unter  $0.8 \text{ GeV}^2/c^2$ , ein Wert der eine untere Grenze in der Parameterisierung [GRV 98] darstellt; eine gestrichelte

Linie deutet diesen Bereich an. Ein Fehlerband zeigt die systematischen Unsicherheiten. Die Fehlerbalken an den Datenpunkten stellen rein statistische Unsicherheiten dar.

## 4.4 Semi-inklusive Analyse

### 4.4.1 Semi-inklusive Datenselektion

In semi-inklusive Analysen ist es wichtig ausschließlich Daten aus dem Bereich der Stromfragmentation zu untersuchen. Sichergestellt wird dies mit einem Schnitt an Feynman's  $x_F$ . Ein positiver Wert dieser Variable deutet auf Ereignisse aus der Stromfragmentation. Reste des getroffenen Nukleons tragen negative Werte von  $x_F$ , sie haben ihren Ursprung in der Targetfragmentation[Ber 87]. In dieser Arbeit werden Hadronen aus der Stromfragmentation untersucht.

Mit dem Schnitt an die relative Energie  $z$  des nachgewiesenen Hadron werden zusätzlich bevorzugt führende Hadronen ausgewertet. Nur durch diese Hadronen erhält man Informationen, die direkt zu dem physikalischen Prozeß der tief-unelastischen Streuung korreliert sind. Das Hadron mit dem größten relativen Energieanteil hat die größte Wahrscheinlichkeit aus dem gestreuten Parton hadronisiert zu sein. Es werden mit diesem Schnitt also Produkte aus der weiteren Fragmentation unterdrückt.

Die Anforderungen an das Quadrat der invariante Masse des hadronischen Endzustands  $W^2$ , sowie an den Impulsübertrag des virtuellen Photons  $Q^2$ , werden in der semi-inklusive Analyse erhöht. Es wurden die in Tabelle 8 aufgeführten Schnitte auf die Ereignisdaten angewandt.

Die kinematische Ebene in  $x$  und  $W^2$  zeigt deutlich wie stark diese Schnitte die Messungen einschränken, siehe Abbildung 22. Die Detektor-Winkelakzeptanz spielt, durch die semi-inklusive Schnitte auf die kinetischen Größen  $W^2$  und  $Q^2$ , keinerlei Rolle mehr.

Neben der Schnittlinie bei  $Q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2/c^2$  sind, zur besseren Orientierung, noch zwei weitere unterbrochene Linien in die Graphik gelegt. An diesen wird der Mittelwert des Impulsübertrages des virtuellen Photons bei  $Q^2 = 2.34 \text{ GeV}^2/c^2$  und bei  $Q^2 = 10.0 \text{ GeV}^2/c^2$

Tabelle 8 Semi-inklusive Schnitte. Diese Schnitte sorgen dafür, daß ein hinreichend großer Impulsübertrag eine Interpretation im Rahmen des Quark-Parton-Modells ermöglicht, und ein ausreichend großer Abstand zur Resonanzregion gewahrt wird. Der Schnitt auf  $x_F$  separiert Ereignisse aus der Stromfragmentation. Mit dem Schnitt auf  $z$  werden führende Hadronen ausgewählt.

$$\begin{aligned} Q^2 &\geq 1 \text{ GeV}^2/c^2 \\ W^2 &\geq 10 \text{ GeV}^2 \\ x_F &> 0.1 \\ z &> 0.2 \end{aligned}$$

verdeutlicht. Wegen des höheren Schnittes in der semi-inklusive Analyse, ergibt sich der mittlere Impulsübertrag des virtuellen Photons zu  $\langle Q^2 \rangle = 2.34 \text{ GeV}^2$ .

#### 4.4.2 Ermittlung der Valenzquarkverteilung

Die Hilfsgröße  $R^\pi(x)$  aus Gleichung (38) läßt sich aus normierten Zählraten  $Y^N$  für die Targetgase Wasserstoff und Deuterium

$$\begin{aligned} Y_{\pi^+}^p(x) &= N_{\pi^+}^p/N_{e^-}^p, & Y_{\pi^-}^p(x) &= N_{\pi^-}^p/N_{e^-}^p \\ Y_{\pi^+}^d(x) &= N_{\pi^+}^d/N_{e^-}^d, & Y_{\pi^-}^d(x) &= N_{\pi^-}^d/N_{e^-}^d \end{aligned}$$

schreiben als

$$R^\pi(x) = \frac{Y_{\pi^+}^d(x) - Y_{\pi^-}^d(x)}{Y_{\pi^+}^p(x) - Y_{\pi^-}^p(x)} \cdot \left(1 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}\right) - 1.$$

In dieser Darstellung wird außerdem deutlich, daß sich alle Korrekturen auf Detektoreffekte, ebenso wie zusätzliche Strahlungskorrekturen, außer denen auf  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$ , in der semi-inklusive Analyse aufheben werden. Dies gilt solange angenommen werden kann, daß jegliche Korrekturen unabhängig von der elektrischen Ladung der nachgewiesenen Pionen sind und Kernbindungseffekte bei Streuung am

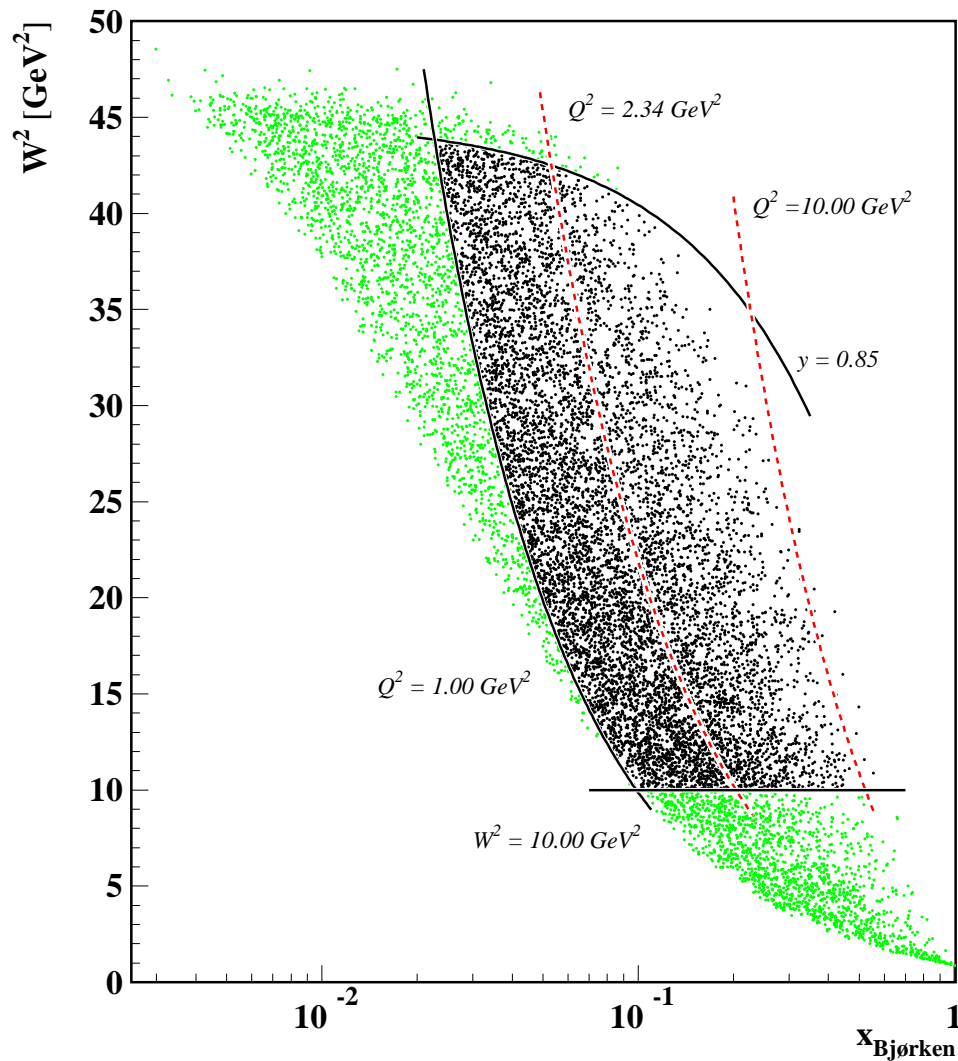


Abb. 22 Kinematische Ebene mit den für die semi-inklusive Analyse verwendeten Schnitten. Wie groß der Einfluß dieser Schnitte ist, wird deutlich, betrachtet man die Region bei  $x = 0.1$  und  $W^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Es ist nur noch ein sehr kleiner Einfluß der Detektorakzeptanz bei einem Streuwinkel von 40 mrad zu erkennen.

Deuteron noch keine merkliche Rolle spielen. Die Verteilungen der normierten Zählraten  $Y$  sind in Abbildung 23 dargestellt.

Das Verhältnis der Valenzquarkverteilung  $d_v(x)/u_v(x)$  kann mit

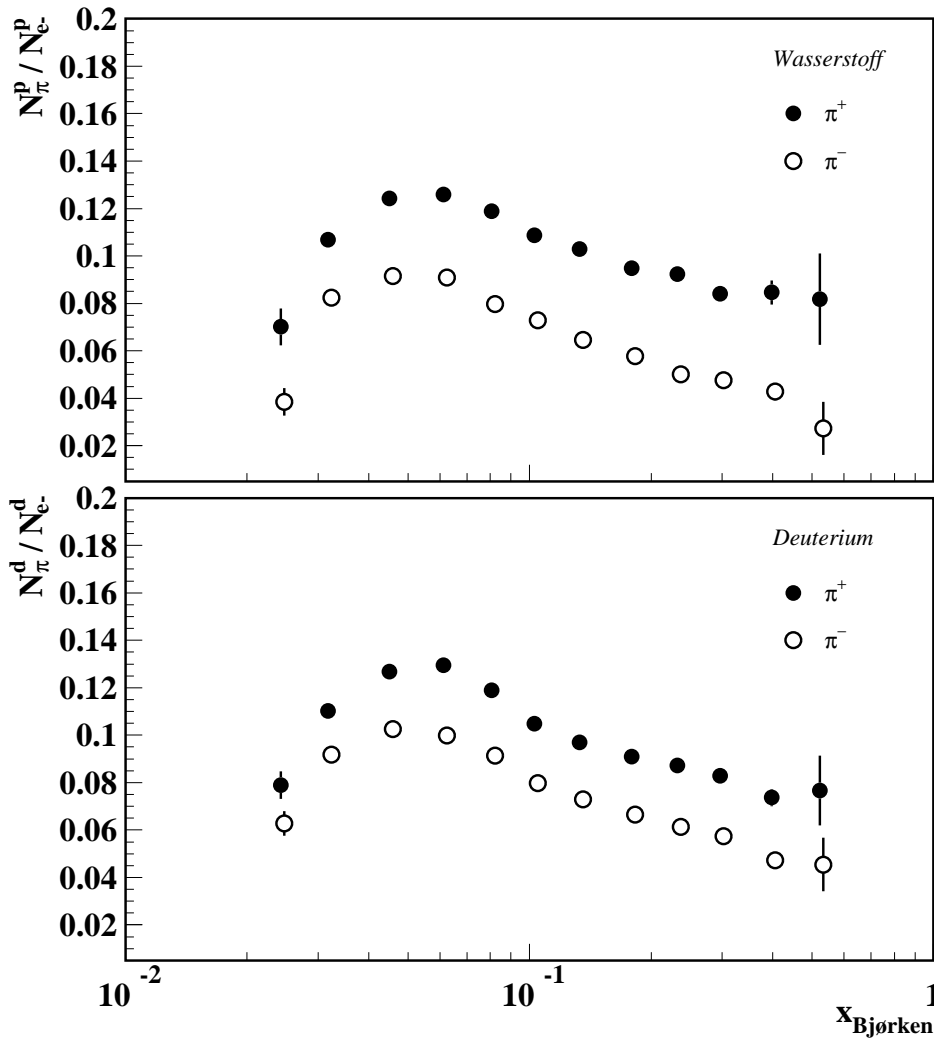


Abb. 23 Normierte Pion-Zählraten  $Y^p$  und  $Y^d$  für die beiden Targetgase Wasserstoff und Deuterium.

$R^\pi(x)$  dann in einfacher Form aufgestellt werden, so daß nur noch die experimentell ermittelbaren Größen  $Y_{\pi^\pm}(x)$  und das Strukturfunktions-



verhältnis  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  in Erscheinung treten:

$$\begin{aligned} \frac{d_v(x)}{u_v(x)} &= \frac{4 R^\pi(x) + 1}{4 + R^\pi(x)} \\ &= \frac{4 \frac{Y_{\pi^+}^d(x) - Y_{\pi^-}^d(x)}{Y_{\pi^+}^p(x) - Y_{\pi^-}^p(x)} \cdot \left(1 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}\right)}{4 + \frac{Y_{\pi^+}^d(x) - Y_{\pi^-}^d(x)}{Y_{\pi^+}^p(x) - Y_{\pi^-}^p(x)} \cdot \left(1 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)}\right)}. \end{aligned}$$

Hier gehen ausschließlich rein experimentelle Zählraten  $N_{e^-}^{d,p}(x)$  und  $N_{\pi^\pm}^{d,p}(x)$ , sowie das Strukturverhältnis  $F_2^n/F_2^p$ , in die inklusive Analyse ein.

#### 4.4.3 Unsicherheiten

Systematische Fehlerquellen in der semi-inklusive Analyse sind weitgehend im Auflösungsvermögen des Detektors und im Gesamt-Fehler auf den inklusiven Anteil zu suchen. Auch hier geht die Unsicherheit in  $x$  ein:

$$\frac{\Delta x}{x} = 4 \dots 8\%$$

Die systematischen und statistischen Fehler der Luminitätsbestimmung kürzen sich jedoch weitgehend heraus. Dies gilt nicht für den Anteil des Strukturverhältnisses  $F_2^n/F_2^p$ , dessen systematischer Gesamtfehler jedoch aus der inklusiven Teilanalyse bekannt ist und in der Berechnung der systematischen Unsicherheit auf das Valenzdichteverteilungsverhältnis  $d_v/u_v$  berücksichtigt wird.

#### 4.4.4 Ergebnisse

Nach Anwendung aller Schnitte und Qualitätskriterien ergeben sich für die semi-inklusive Analyse die Zählungen, wie sie in Tabelle 9 zu sehen sind.

Es ergibt sich ein mittlerer Impulsübertrag von  $\langle Q^2 \rangle = 2.34 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Tabelle 9 Zahl und Verhältnisse der tief-unelastisch gestreuten Elektronen und der nachgewiesenen Pionen.

Target	Wasserstoff	Deuterium	$N(d)/N(p)$
$N_{e^-}$	251841	497940	$\simeq 1.98$
$N_{\pi^+}$	27810	54745	$\simeq 1.97$
$N_{\pi^-}$	18837	42161	$\simeq 2.24$
$N_{\pi^+}/N_{e^-}$	$\simeq 0.11$	$\simeq 0.11$	$\simeq 1.00$
$N_{\pi^-}/N_{e^-}$	$\simeq 0.075$	$\simeq 0.085$	$\simeq 1.13$

Tabelle 10 Ergebnisse der semi-inklusive Analyse.

$\langle x_{Bj} \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	$d_v/u_v$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.0242	1.0337	0.275	0.3112	0.0624
0.0317	1.1909	0.628	0.0989	0.0505
0.0450	1.4300	0.593	0.0595	0.0418
0.0613	1.6717	0.732	0.0554	0.0354
0.0806	1.9102	0.529	0.0469	0.0316
0.1029	2.1590	0.503	0.0516	0.0298
0.1330	2.6270	0.376	0.0454	0.0297
0.1790	3.4301	0.397	0.0486	0.0311
0.2323	4.4052	0.284	0.0576	0.0318
0.2964	5.6769	0.396	0.0704	0.0310
0.3972	7.8809	0.234	0.0872	0.0291
0.5239	11.5077	0.086	0.2171	0.0400

Das Valenzquarkverteilungsverhältnis  $d_v/u_v$  wurde mit dem gemessenen Strukturverhältnis  $F_2^n/F_2^p$  ermittelt. In Abbildung 24 ist dies mit gefüllten Datenpunkten dargestellt. Zum Vergleich und um unabhängig von systematischen Unsicherheiten der inklusiven Analyse zu sein zeigen die offenen Punkte eine Analyse unter Verwendung der  $F_2^n/F_2^p$ -Parameterisierung von NMC [Ama 92]. Beide Analysen zeigen gute Übereinstimmung.

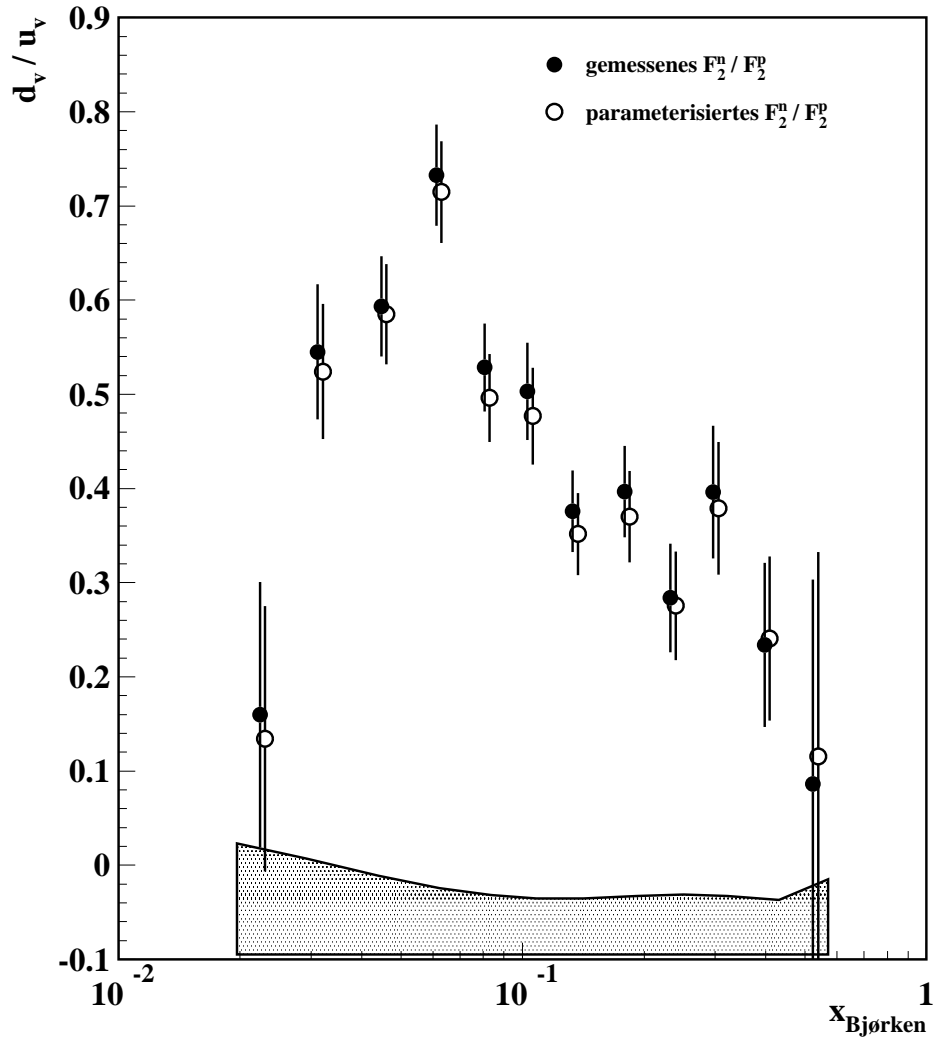


Abb. 24 Valenzquarkverteilung  $d_v(x)/u_v(x)$ . Die offenen Punkte repräsentieren Valenzquarkverteilungsverhältnisse unter Verwendung einer  $F_2^n/F_2^p$ -Parameterisierung nach NMC. Die ausgefüllten Punkte resultieren aus einer Analyse unter Anwendung des extrahierten  $F_2^n/F_2^p$ -Verhältnisses dieser Arbeit.



## 5 Diskussion

### 5.1 Strukturfunktionsverhältnis

Das Strukturfunktionsverhältnis  $F_2^n/F_2^p$  ist in guter Übereinstimmung mit vorherigen Messungen. Abbildung 25 zeigt das Ergebnis dieser Analyse im Vergleich zu HERMES-Analysen aus dem Jahr 1996, Daten des CERN-Experimentes NMC und einer Parameterisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV 98]. Bei den Messungen von NMC betrug der Bereich für den Impulsübertrag des virtuellen Photons  $0.1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 145 \text{ GeV}^2/c^2$ , in dieser Analyse wurde ein Bereich  $0.3 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 12 \text{ GeV}^2/c^2$  festgestellt. Die offenen und die gefüllten Punkte der HERMES-Analysen zeigen eine gute Übereinstimmung. Selbst die unerklärte Schulter im Bereich  $0.03 < x < 0.05$  findet sich bei beiden Messungen wieder.

Es ist klar zu sehen, daß die Nachtmann-Ungleichung (43) erfüllt ist. Alle Messungen streben für große Impulsanteile  $x$  gegen kleine Werte für  $F_2^n/F_2^p$  an der unteren erlaubten Grenze von  $1/4$ . Die Darstellung in Abbildung 26, wie in [Slo 88] gezeigt, weist direkt auf Schlußfolgerung für Zusammenhang der Strukturfunktionsverhältnisse und der Valenzdichteverhältnisse unter Vernachlässigung des See-Anteils bei großen  $x$  hin. Hier wird angenommen, daß der Impuls des Nukleons weitgehend von den up-Quarks getragen wird.

Um das Verhalten der Strukturfunktionsverhältnisse bei unterschiedlichen Impulsüberträgen  $Q^2$  zu untersuchen wurden zwei Studien angestellt. Bei der ersten wurden Ereignisse nur aus vier definierten, nicht überlappenden  $Q^2$ -Bereichen analysiert. Die Bereiche wurden so gewählt, daß ungefähr eine ähnliche statistische Unsicherheit zu erwarten war. Die Strukturfunktionsverhältnisse scheinen in guter Übereinstimmung mit der Parameterisierung zu stehen, siehe Abbildung 27. Eine Erklärung für die Überhöhung bei  $\langle Q^2 \rangle = 4.79 \text{ GeV}^2/c^2$  und  $x \simeq 0.3$  ist bislang unerklärt.

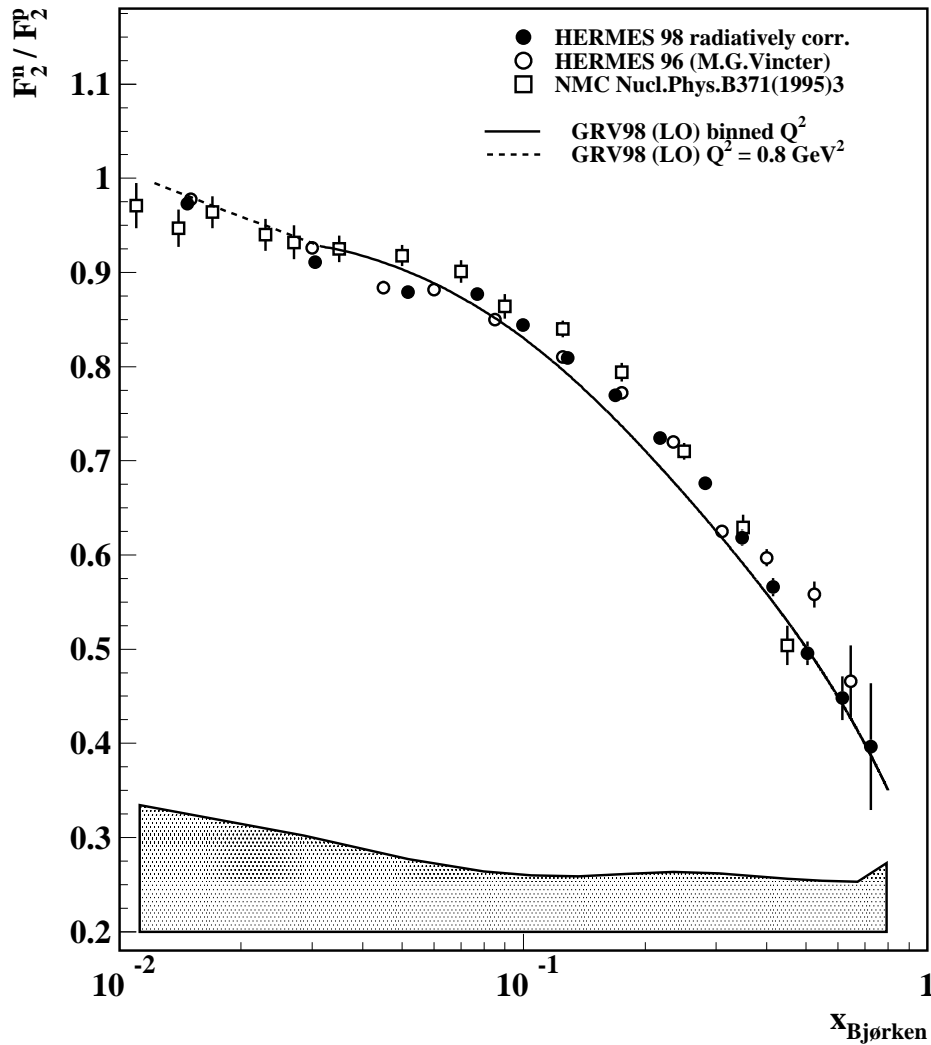


Abb. 25 Vergleich der Hermes-Messungen von  $F_2^n/F_2^p$  mit Messungen von NMC und der Parameterisierung nach Glück, Reya und Vogt. Die Rechnung der Parameterisierung ist ein dem jeweiligen  $x$  der HERMES-Kinematik entsprechendes  $Q^2$  zugrunde gelegt worden. Lediglich im Bereich von  $x < 0.03$  ist  $Q^2$  konstant auf  $0.8 \text{ GeV}^2$ , bei GRV98 sind keine kleineren Werte zulässig.

Ein weiterer Ansatz ist, bei definierten Impulsanteilsbereichen die Ergebnisse für  $F_2^n/F_2^p$  gegen  $Q^2$  aufzutragen. Erwartet wird hier ein fla-

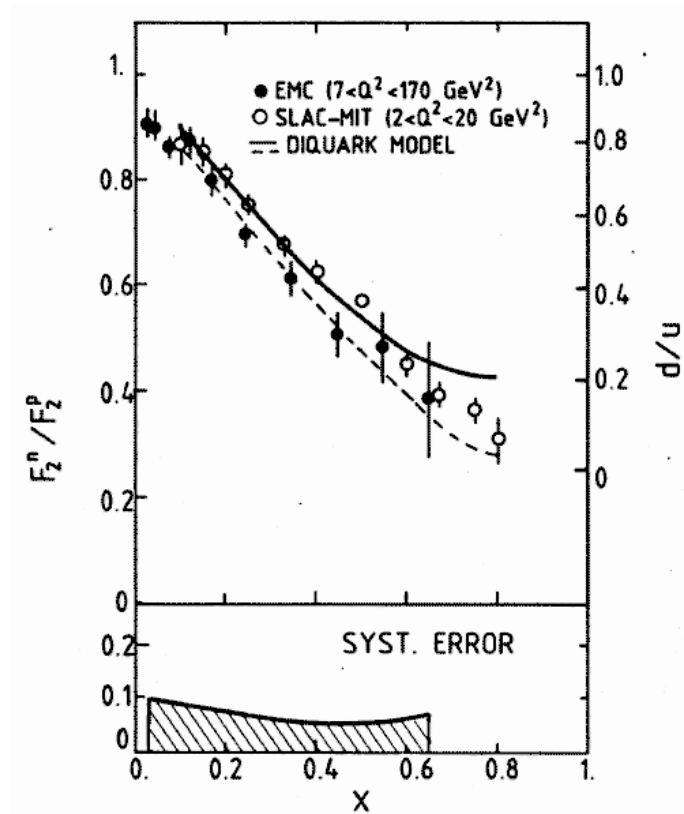


Abb. 26 Das Verhältnis von  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$ , wie es von EMC und SLAC-MIT gemessen wurde. Die Linien zeigen Vorhersagen für das Diquark-Modell. Die durchgezogene Linie im  $Q^2$ -Bereich von SLAC-MIT, die gestrichelte im  $Q^2$ -Bereich von EMC. Die Abbildung entstammt [Slo 88].

ches Verhalten [Mel 00b]. Abbildung 28 stellt das Ergebnis graphisch dar. Es wurden hier  $F_2^n/F_2^p$  in sechs Bins gegen  $Q^2$  aufgetragen. Es stellt sich der erwartete flache Verlauf im Bereich  $1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2/c^2$  ein.

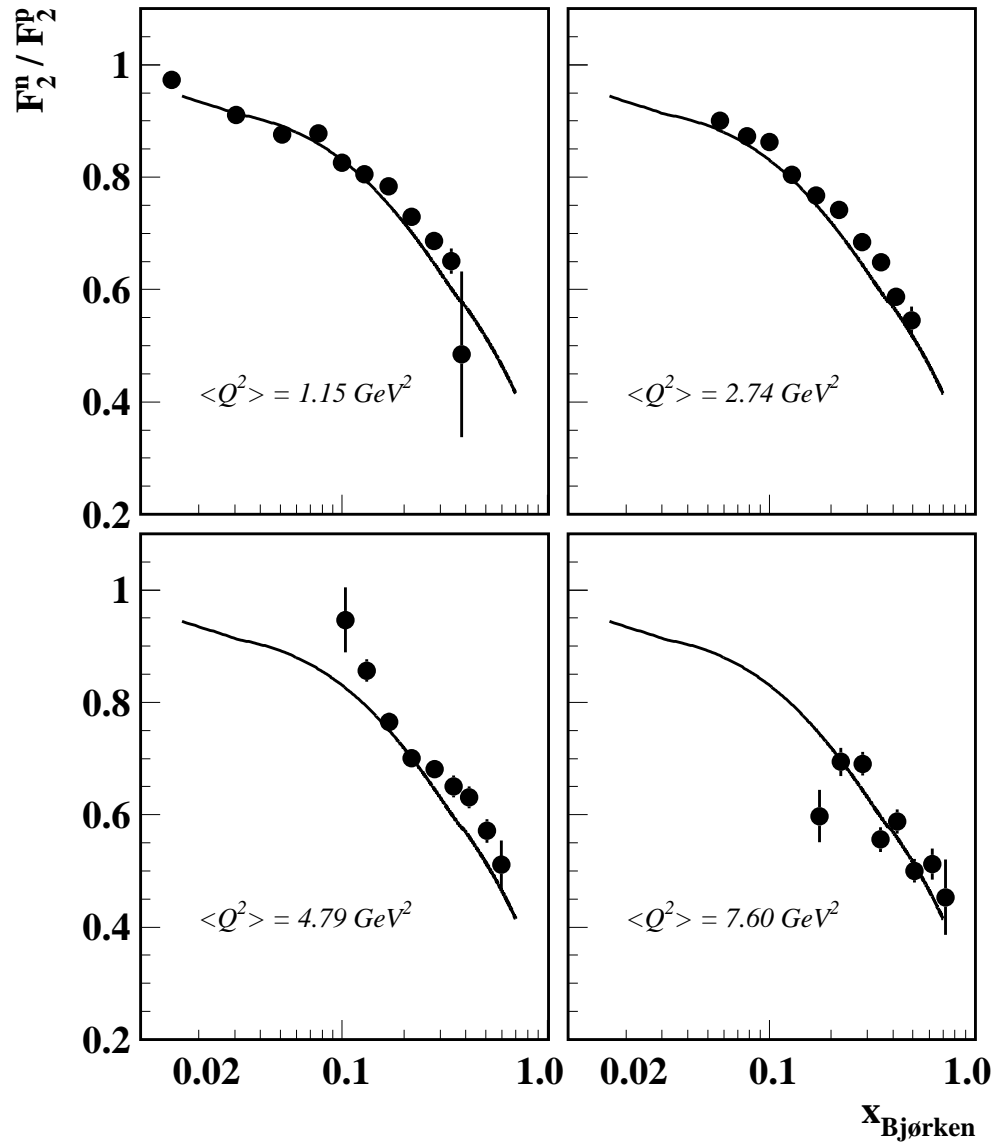


Abb. 27 Strukturfunktionsverhältnisse  $F_2^n / F_2^p$  bei konstanten Impulsüberträgen  $Q^2$ . Die Überhöhung bei  $\langle Q^2 \rangle = 4.79 \text{ GeV}^2$  und  $x = 0.4$  ist bislang noch nicht erklärt.



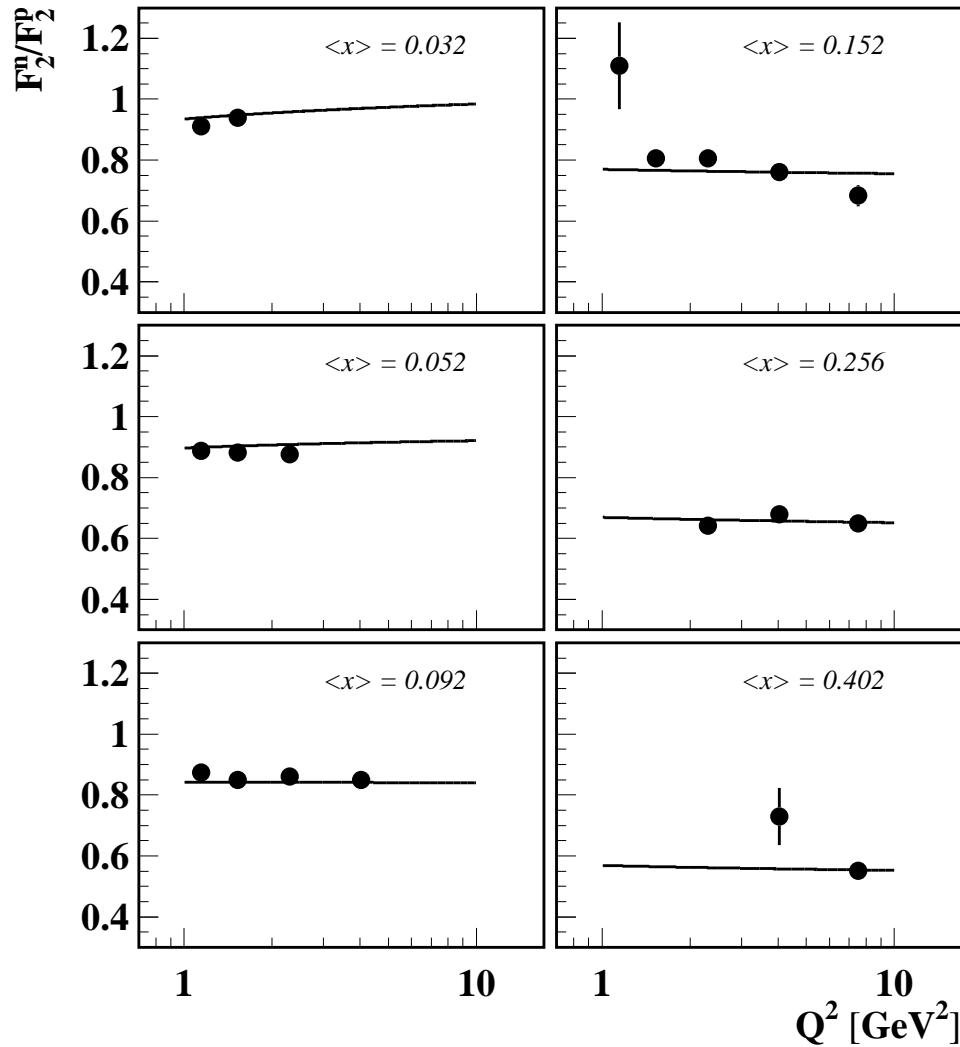


Abb. 28 Strukturfunktionsverhältnisse  $F_2^n/F_2^p$  gegen  $Q^2$  bei konstanten Impulsanteilen  $x$ . Die Darstellung zeigt deutlich, daß die Strukturfunktionsverhältnisse weitgehend unabhängig von  $Q^2$  sind, für den Bereich  $1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2/c^2$ . Die durchgezogenen Linien sind Ergebnis einer Parameterisierung nach GRV98.

## 5.2 Valenzquarkverteilungen

In Abbildung 29 ist das Ergebnis der semi-inklusive Analyse (ausgefüllte Punkte) und, zum Vergleich mit den Weltdaten, eine Parameterisierung von Glück, Reya und Vogt dargestellt. Das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen zeigt eine kleine Ablage. Sie liegt jedoch in der Größenordnung des systematischen Fehlers. Die offenen Punkte zeigen eine frühere Messung mit Hermes [Ack 96b]. Bei dieser Messung an Daten aus dem Jahre 1995 wurde das Valenzquarkverteilungsverhältnis aus allen Hadronen ermittelt. Hierzu wurden Fragmentationsfunktionen von EMC verwendet.

Eine spezielle Nachanalyse älterer CDHSW-Daten [Yan 99, Mel 00a, Yan 00] erweist sich in guter Übereinstimmung mit der pionischen Analyse dieser Arbeit, vergleiche Abbildungen 29 und 30.

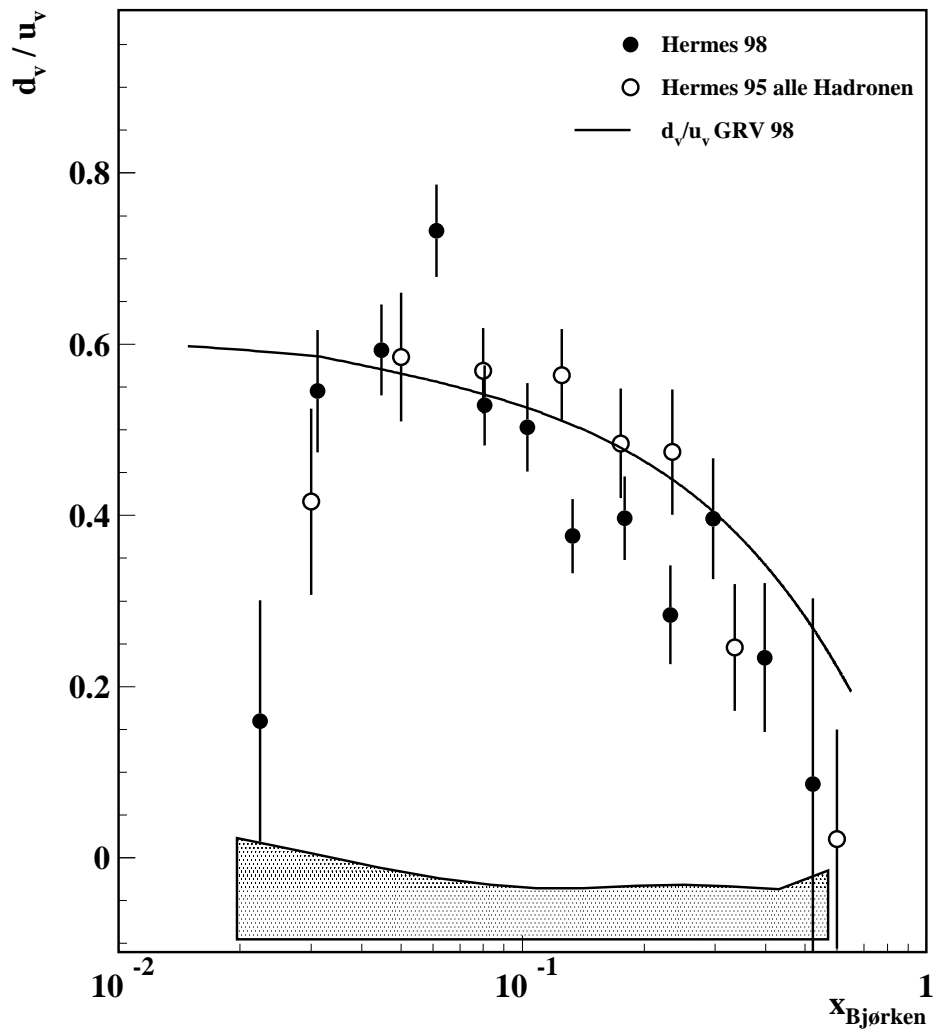


Abb. 29 Vergleich von  $d_v/u_v$  mit der Parameterisierung GRV 98 und Daten aus einer Analyse aller Hadronen aus dem Jahr 1995 [Ack 96b].

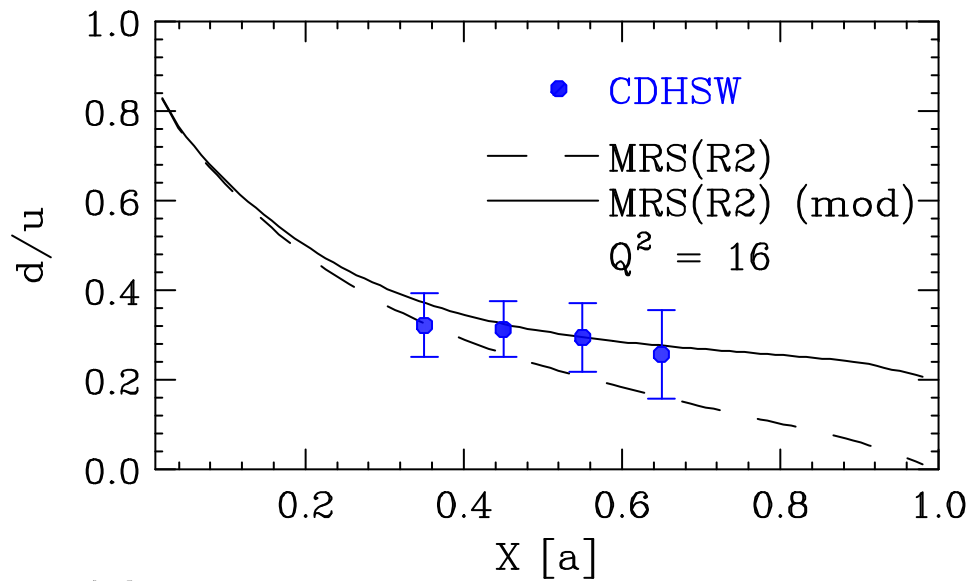


Abb. 30 Messung von  $d_v/u_v$  von CDHSW in einer Darstellung von Yang und Bodek [Yan 99].

### 5.3 Konsistenz

Um die Konsistenz der Messungen und Annahmen (26,27,29,30,31) zu überprüfen wurden die Ergebnisse der inklusiven und der semi-inklusive Analysen ineinander umgerechnet. Sind alle Annahmen erfüllt, so muß es möglich sein aus dem Strukturverhältnis bei  $x \rightarrow 1$  auf das Valenzquarkverteilungsverhältnis zu schließen, wie es Näherung (47) zeigt. Dies muß für die Messung von  $d_v/u_v$  und die Näherung (46) ebenso anwendbar sein.

**Inklusive Analyse:** Abbildung 31 zeigt das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen, wie sie aus dem Strukturverhältnis  $F_2^n/F_2^p$  mit der Relation (47) errechnet werden kann. Um sowohl große, als auch kleine Impulsanteile gut sichtbar zu machen wurde das Ergebnis mit logarithmischer und linearer Skala in  $x$  dargestellt. Im Bereich  $0.4 < x < 1$  stehen die Parameterisierung und die Werte der Näherung in guter Übereinstimmung. Bei kleineren Impulsanteilen werden die Näherungswerte zusehends größer. Gerade die Abweichung für  $x \lesssim 0.4$  läßt auf eine Dominanz aus dem See schließen [Sch 88]. Abbildung 32 zeigt gerade diese Abweichung; hier ist die Differenz der in Abbildung 31 dargestellten Datenpunkte und der Parameterisierung für  $d_v/u_v$  dargestellt.

Die Abbildungen 31 und 32 zeigen, daß die getätigten Annahmen für Streuung an den Valenzquarks bei großem  $x \rightarrow 1$  gerechtfertigt sind.

**Semi-inklusive Analyse:** Für die Bestimmung des Verhältnisses der Strukturfunktionen aus dem Valenzquarkdichteverhältnis bedient man sich der Näherung aus (46). In dieser Näherung wird der See-Anteil  $S$  vernachlässigt.

Dies führt dazu, daß die beobachtete Ablage für  $d_v/u_v$  bei  $0.1 < x < 0.3$ , siehe Abbildung 29, sich verstärkt im Verhältnis  $F_2^n/F_2^p$  in Ab-

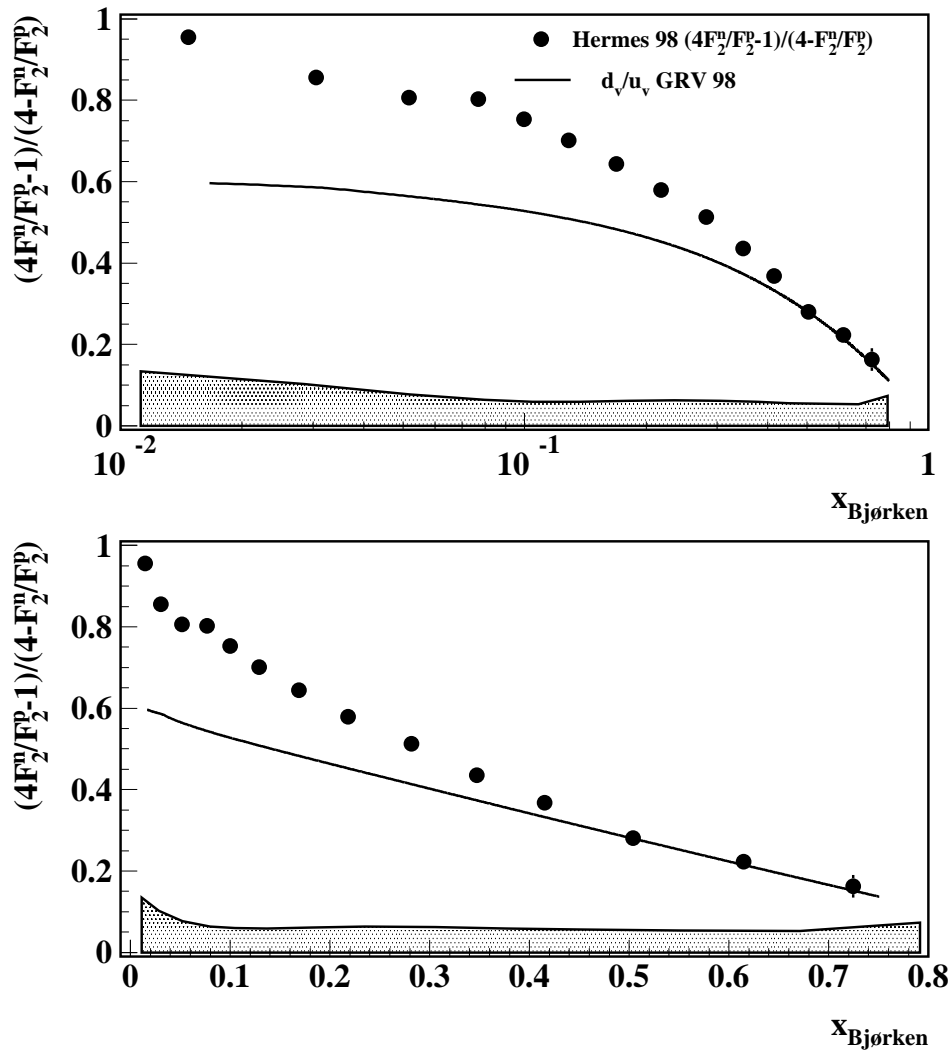


Abb. 31 Näherung für  $d_v/u_v$  bei großen  $x$  durch  $F_2^n/F_2^p$ . Es kommt zu einer guten Übereinstimmung für  $x > 0.4$ , für kleinere  $x$  spielt der See eine zunehmende Rolle.

bildung 33 wieder findet. Dies folgt zwingend notwendig, wie die Näherung aus (46) zeigt. Die Abweichung bei kleinen Werten von  $x$  findet ihre Begründung in der Vernachlässigung des See-Anteils, der das Ergebnis der Näherung stark nach 1 ziehen würde. In Abbildung 33 ist neben dem Ergebnis der Umrechnung eine Parameterisierung für  $F_2^n/F_2^p$  dargestellt.

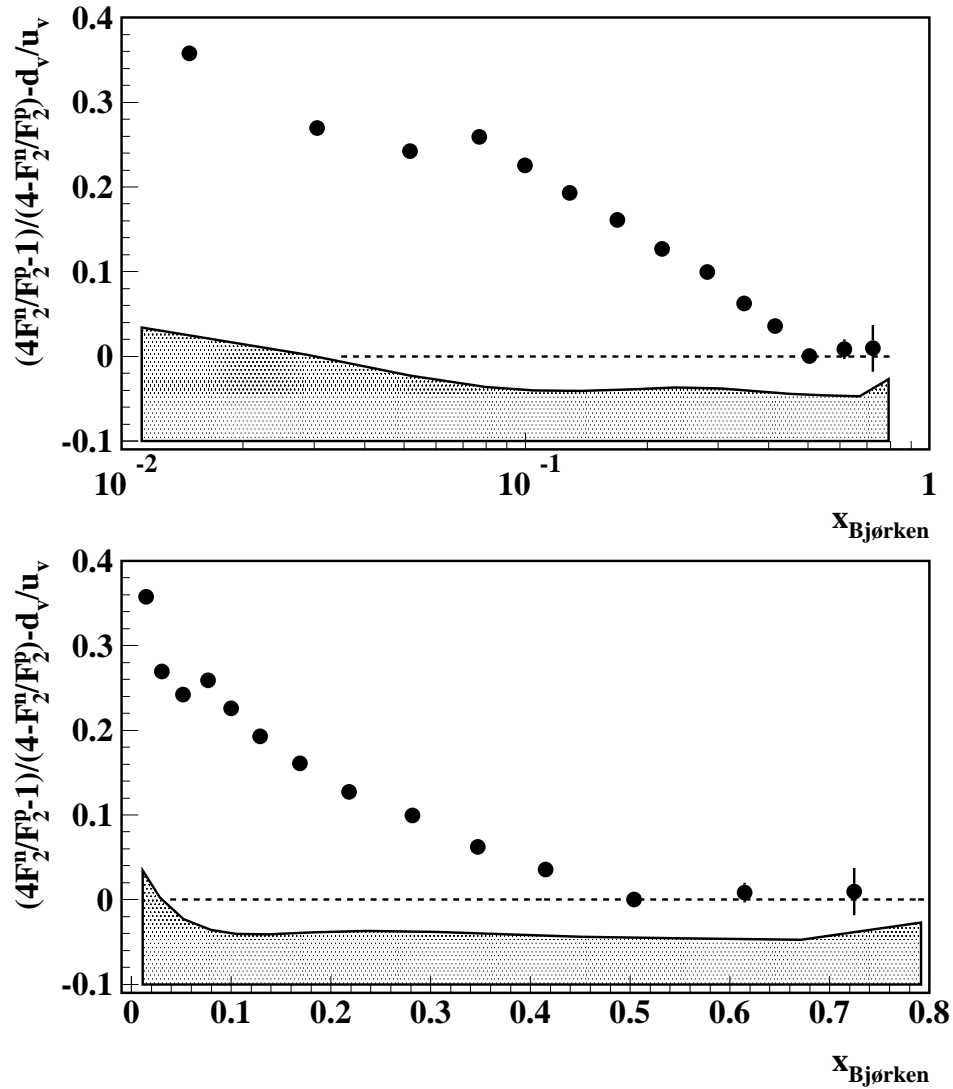


Abb. 32 Differenz aus dem genäherten Valenzquarkverteilungsverhältnis und der GRV98-Parameterisierung von  $d_v/u_v$ . Es ist klar zu erkennen, daß in einem Bereich unterhalb von  $x \lesssim 0.4$  sich eine signifikante Abweichung der Näherung ergibt.

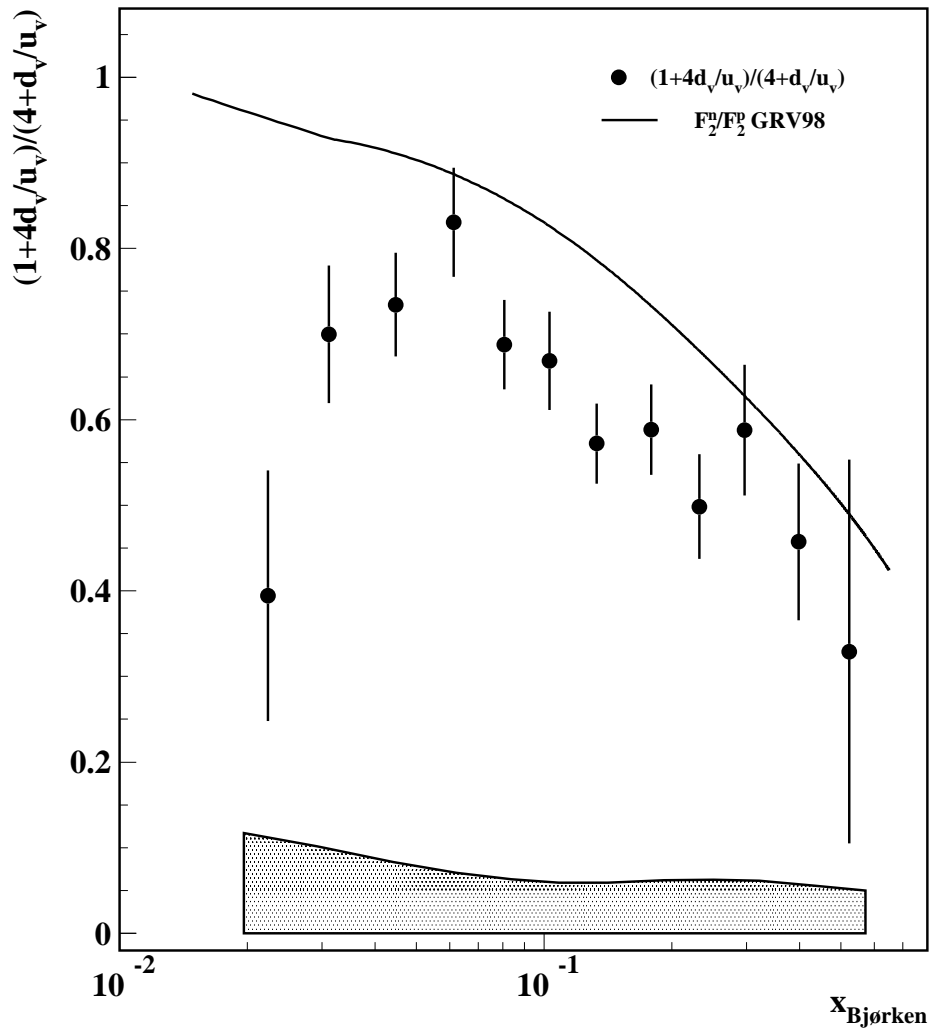


Abb. 33 Näherung für  $F_2^n/F_2^p$  unter Verwendung von  $d_v/u_v$ , vergleiche Näherung (46).



## 6 Zusammenfassung

Es wurden Ereignisse aus der unpolarisierten Datennahme des HERMES-Experiments aus dem Jahre 1998 analysiert. Zum ersten Mal war es bei HERMES möglich, mit Hilfe eines RICH-Detektors Pionen nahezu kontaminationsfrei zu identifizieren. Dies ermöglichte erstmals eine Analyse des Verhältnisses der Valenzquarkdichteverteilungen im Proton alleine auf Basis von Pionen, ohne die Verwendung von Fragmentationsfunktionen.

Bei ausschließlicher Betrachtung des gestreuten Elektrons in der inklusiven Analyse konnte das Verhältnis der Strukturfunktionen von Neutron und Proton  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  gemessen werden. Im Rahmen der Statistik und der systematischen Genauigkeiten befindet sich das Ergebnis in guter Übereinstimmung mit Messungen aus vorangegangenen Jahren, sowie den Ergebnissen anderer Experimente.

Für kleine  $x$  ( $\rightarrow 0$ ) strebt das Verhältnis  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  gegen 1. Dies läßt sich als Dominanz der See-Quarks interpretieren. Bei großen  $x$  ( $\rightarrow 1$ ) nimmt  $F_2^n(x)/F_2^p(x)$  Werte an der unteren möglichen Grenze von  $1/4$  an. Gedeutet werden kann dies dadurch, daß ein Großteil des Nukleon-Impulses in diesem Bereich durch die up-Quark getragen.

Bei zusätzlicher Berücksichtigung eines im Fragmentationsprozeß entstandenen Pions wurde in der semi-inklusive Analyse das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen  $d_v(x)/u_v(x)$  bestimmt. Hier zeigt sich ebenfalls eine gute Verträglichkeit der HERMES-Messungen von 1998 mit früheren, sowie den Parameterisierungen der Weltdaten. Bei kleinen  $x$  ( $\rightarrow 0$ ) erreicht der Quotient  $d_v(x)/u_v(x)$  einen Wert von etwa 0.5. Die up-Quarkdichte scheint hier also doppelt so groß zu sein wie die down-Quarkdichte. Für die höchsten Werte von  $x$  strebt  $d_v(x)/u_v(x) \rightarrow 0.1$ . Die Valenzquarkdichten werden hier also mehr und mehr von den up-Quarks dominiert.



## A Überwachung der Laserstrahlposition beim longitudinalen Polarimeter

Zur Überwachung des Laserstrahls ist beim longitudinalen Polarimeter [Lor 00] ein Kamerasystem eingesetzt worden. Hinter jedem Spiegel

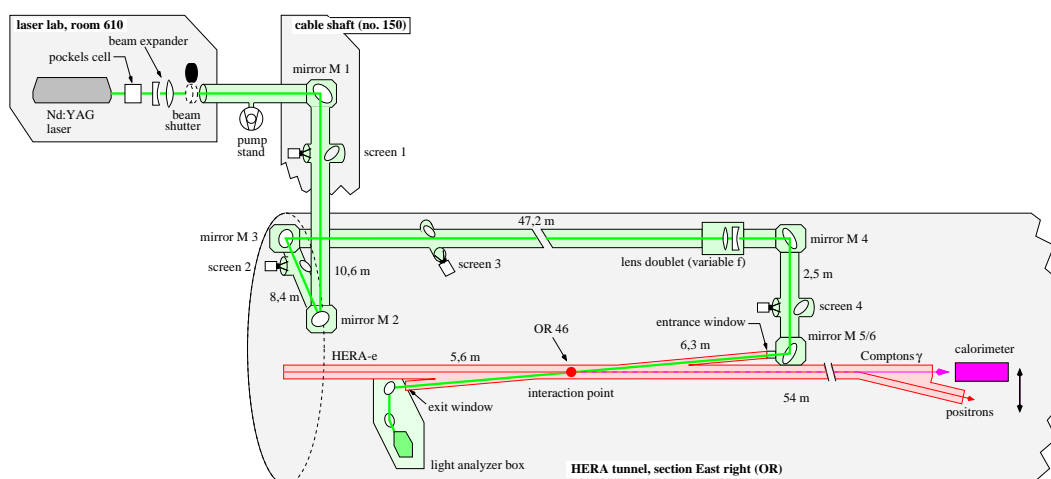


Abb. 34 Schematische Darstellung des longitudinalen Polarimeters.

im Laserstrahlrohr und vor dem Strahlabsorber ist eine Kamera angebracht, siehe Abbildung 34. Bis 1996 wurden die insgesamt sieben Kameras ausschließlich mit Videomonitoren überwacht. Zur automatischen Überwachung ist seit Beginn 1997 ein PC mit Framegrabber-Karte im Einsatz.

**Video-Trenn-Weiche** Die Standorte der Kameras und Monitore verteilen sich auf das Laserlabor im sechsten Stock der Osthalle, den HERA-Tunnel, den Elektronik-Wagen von HERMES und den Kontrollraum des Experiments. Alle diese Standorte besitzen ein eigenes unabhängiges Massenpotential. Jedes Videosignal soll sowohl am Monitor betrachtet und, unabhängig davon, automatisch vermessen werden können, siehe Abbildung 35. Um Masseschleifen zu vermeiden ist

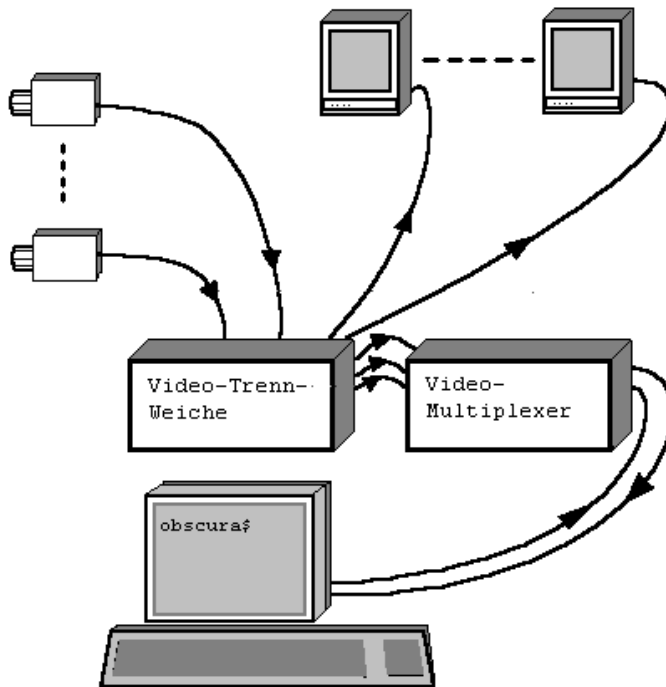


Abb. 35 Schematische Verschaltung von Kameras, Monitoren und dem Auslese-Rechner.

es notwendig eine Potentialtrennung vorzunehmen. Die Potentialtrennung geschieht über breitbandige<sup>25</sup> 1:1:1 Transformatoren mit drei getrennten Wicklungen. An den beiden Sekundärwicklungen stehen jetzt die Videosignale für die visuelle und die automatische Überwachung bereit. Um Reflexionen, und somit Schattenbildern vorzubeugen, muß im gesamten System Leistungsanpassung gelten. Dazu werden Signale nach der Potentialtrennung um 3dB verstärkt.

**Video-Multiplexer** Alle Signale der Trennweiche gelangen sowohl an die Monitore zur visuellen Überwachung, als auch an eine computergesteuerte Umschaltvorrichtung, den sog. Video-Multiplexer. Durch ein

<sup>25</sup>Bandbreite etwa 80MHz

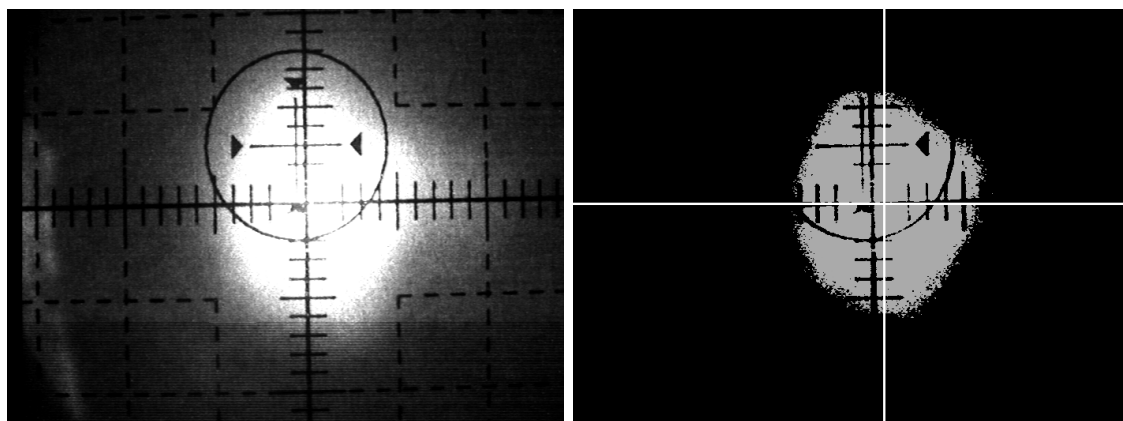


Abb. 36 Beispiele für ein aufgezeichnetes und ein ausgewertetes Bild des Spiegelsystems M 5/6.

paralleles Signal, das in zwei Nibble (4bit) aufgeteilt ist, können je 16 Kameras in vier Multiplexern geschaltet werden. Hierbei übernimmt das niederwertige Nibble (0x0F) die Umschaltung von bis zu 16 Kameras einer Multiplexereinheit. Entsprechend des Wertes, ganze Zahlen von 0 bis 15, wird eine Kamera durchgeschaltet. Das höherwertige Nibble (0xF0) setzt einen Multiplexer aktiv. Hier darf jedoch lediglich *ein* Bit gesetzt sein. Es ist also möglich bis zu vier Multiplexer an dem System zu betreiben. Die Adressierung der Einheiten wird auf Hardware-Ebene vorgenommen.

**Auswertung** Die automatische Auswertung der Laserposition auf den Spiegeln kann nur für jede Kamera einzeln getätigt werden. Eine Kamera wird dazu durch den Multiplexer durchgeschaltet, so daß ihre Videoinformation nun an der Framegrabber-Karte [Mutec, Kar 97] anliegt. Die Umschaltung folgt nicht synchron zu den Videosignalen, das erste Bild muß daher verworfen werden, da es wahrscheinlich nicht vollständig ist. Das darauf folgende Bild wird mit einer Grauwerttiefe von 8bit, oder 256 Graustufen, in den Speicher übernommen und der Lichtschwerpunkt der Verteilung gebildet. Der Vorgang ist recht schnell, da lediglich eine Projektion auf die horizontale und eine auf die vertikale Bildachse benötigt wird. Der Laserlichtpunkt ist sehr

hell, so daß nur voll ausgesteuerte Bildpunkte, Pixelwert  $\geq 254$ , in die Rechnung übernommen werden, siehe Abbildung 36. Die Lageinformation des Laserstrahl wird über das DAD-Client-Server-Verfahren [Wan 95] an die HERMES-Datenaufnahme übermittelt. Es besteht die Möglichkeit den Laserstrahl automatisch nachzuregeln. Ist der Laser eingeschaltet, so wird dreimal am Tag von jedem Kanal ein Bild im GIF-Format archiviert. Der Rechner ist unter [obscura.desy.de](http://obscura.desy.de) im Internet eingebunden.

## B Messung von Impulslänge und Intensität des Laserstrahls

Beim Betrieb des Nd:YAG-Lasers wurde festgestellt, daß sowohl die Intensität der Laserpulse, als auch deren zeitliches Verhalten von Puls zu Puls variieren. Um eine genau Polarisationsmessung zu gewährleisten ist es wichtig diese Parameter einzeln aufzuzeichnen.

**Photodioden:** Die Eigenschaften des Laserlichtstrahls wird mittels Photodioden des Herstellers Semicoa [Semicoa], Typ SCA-HS16B, gemessen. Die speziell angefertigten Dioden zeichnen sich durch eine steile Anstiegsflanke  $t_r \simeq 300$  ps bei einer Diodenfläche von  $1 \text{ mm}^2$  aus. Durch diese Eigenschaften ist sie gut zur Vermessungen der 3 ns dauernden Laserpulse. Gemeinsam mit einer 9 V-Blockbatterie für die Vorspannung und einem RC-Glied sind die Dioden in einfachen Aluminiumgehäusen untergebracht. Das Gehäuse wurde aus  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  Aluminium-Vierkantrohr mit einer Wandstärke von 4 mm hergestellt, siehe Abbildungen 37 und 38. Bohrungen dienen der potentialfreien Montage einer BNC-Buchse<sup>26</sup> und dem Durchführen eines Montagepfostens (nicht abgebildet). Die Frontseite wird von einem massiven Aluminiumblock gebildet, der zugleich der Aufnahme der Diode als auch eines Montagepfostens dient. Geschlossen wird das Gehäuse mit einer 1 mm Aluminiumplatte.

**Aufgaben:** Da die Dioden unterschiedliche Aufgaben haben, zum einen die Intensität und zum anderen das zeitliche Verhalten eines Laserpulses zu bestimmen sind passenden Filter angebracht worden. Die Dioden für die zeitliche Entwicklung des Pulses, relativ zum Trigger für das Lasersystem, wird bis in die Sättigung beleuchtet. Die steilen Flanken verringern den systematischen Fehler auf diese Messung. Für die Bestimmung der Intensität ist es notwendig daß die Photodiode

<sup>26</sup>In der Zeichnung versehentlich als Lemo-Stecker bezeichnet.

nicht über ihren linearen Bereich hinaus beleuchtet wird.

**Erfassung:** Ausgelesen werden zwei Dioden um das zeitliche Verhalten des Lasers und die Intensität zu messen in der HERMES-Datenaufnahme mittels eines Analog-Digital-Konverters<sup>27</sup> und eines Zeit-Digital-Konverters. Die Aufnahme dieser Informationen wird bei jedem Lasertrigger veranlaßt. Beide analogen Dioden-Signale werden unabhängig voneinander verarbeitet.

---

<sup>27</sup>engl.: analog to digital converter (ADC)



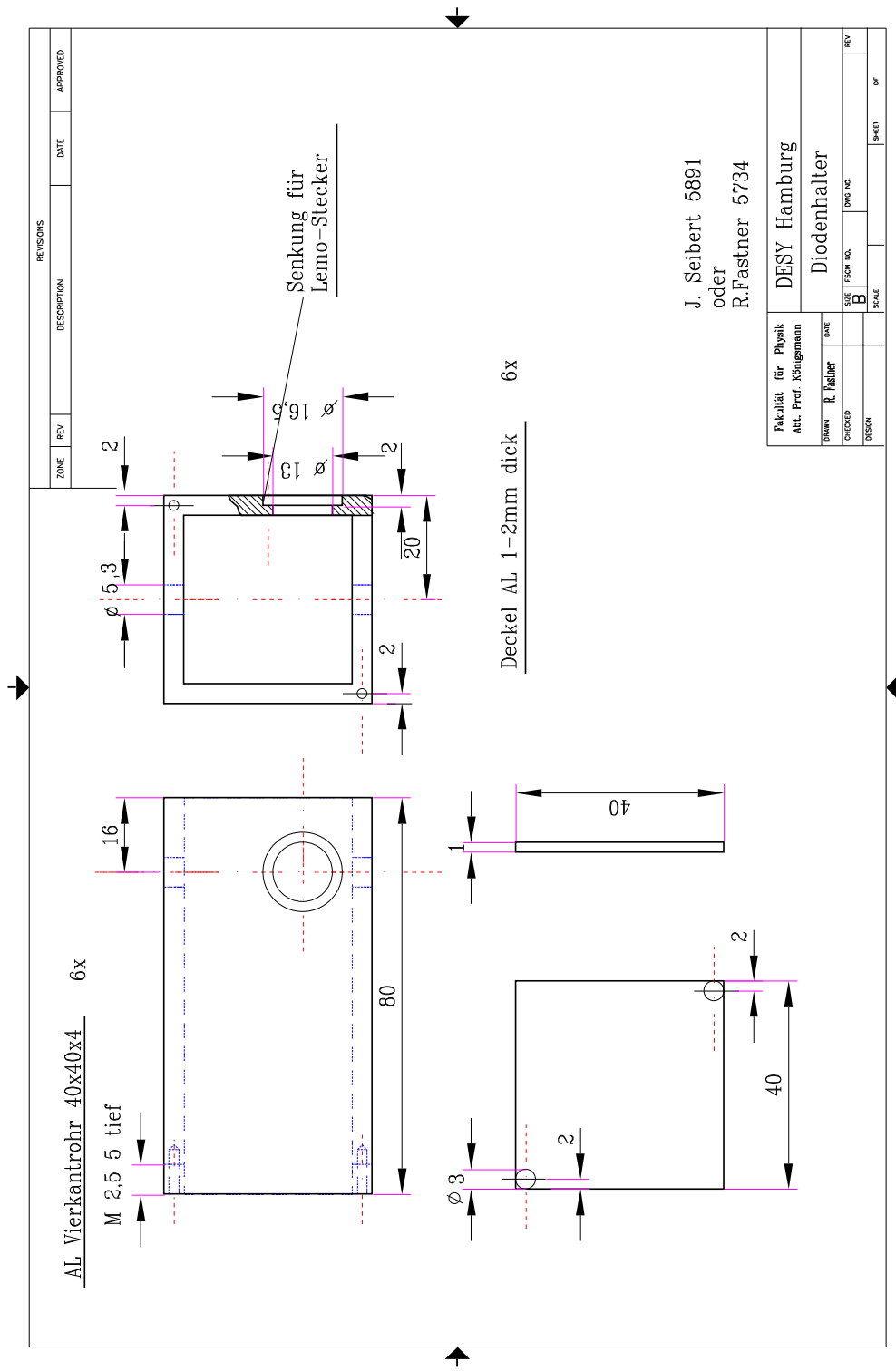
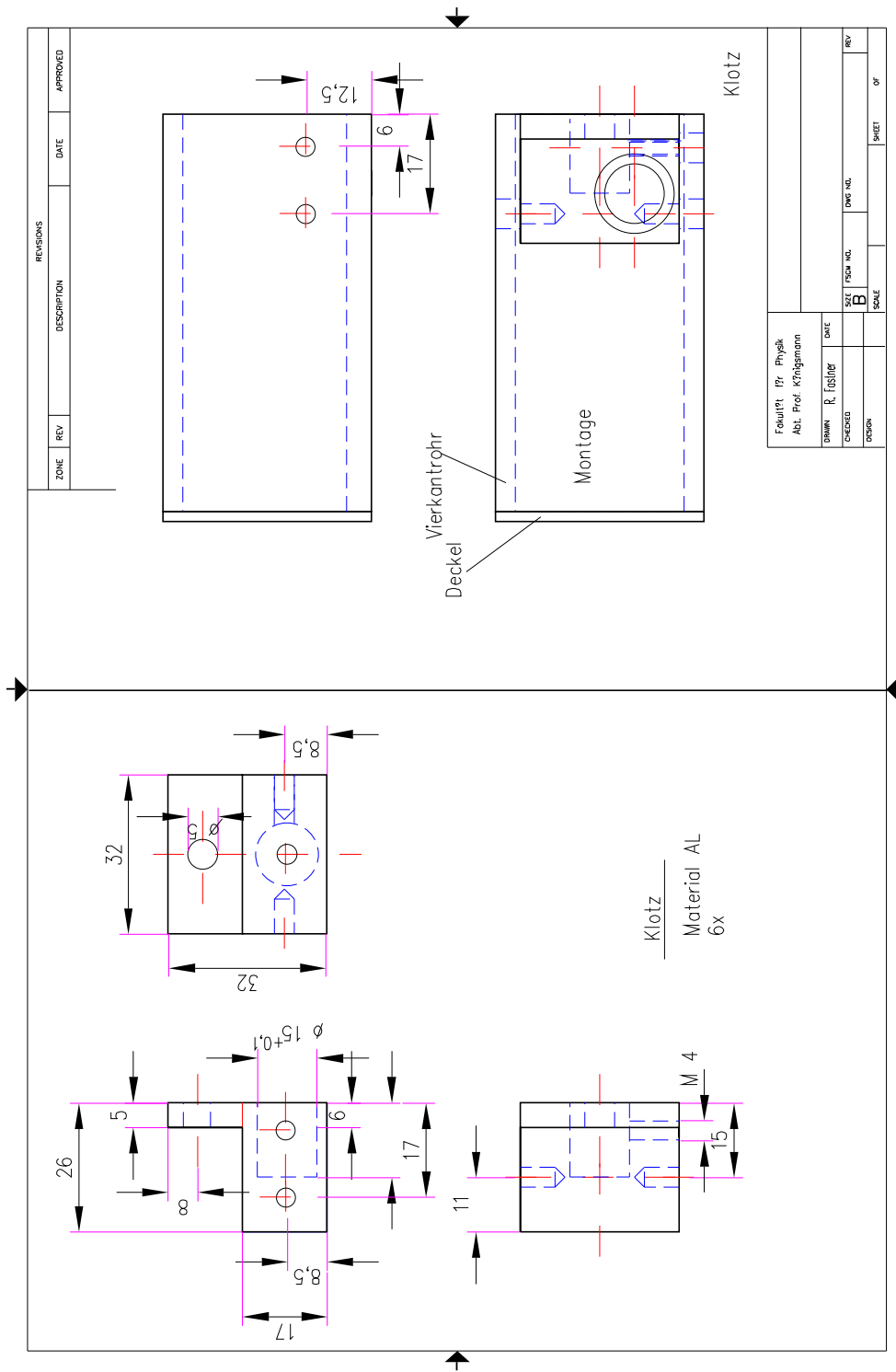


Abb. 37 Gehäuse der PIN-Photodiode.



REVISIONS		DATE	APPROVED
ZONE	REV	DESCRIPTION	
Fakultät für Physik Abt. Prof. Königsmann DRAHM R. JÜLLNER CHECKED DRAWN			
DATE	DATE	DATE	REV
BOLE	FSCH-NR.	DWG-NR.	REV
BOLE		SHEET	OF

Abb. 38 Innenaufbau für das PIN-Photodioden-Gehäuse.

## C Prototyp-Kalorimeter für das longitudinale Polarimeter

Nach zahlreichen systematischen Untersuchungen am Laser und seinem Transportweg schien das vorhandene  $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ -Kalorimeter die einzig verbleibende Ursache für eine systematische Abweichung der Polarisationsmessung des longitudinalen Polarimeter zu sein [Lor 00]. Die Abweichung in der Größenordnung von 20% ist weder in einer Links-Rechts-Asymmetrie des zirkular polarisierten Laserlichtes, noch in Doppelbrechungseffekten des Lichteintrittsfensters zur HERA-Vakuumkammer zu finden gewesen.

Aus diesem Grund wurde ein einfacher Wolfram-Szintillator-Schauerzähler entworfen. Überlegungen zum Entwurf sind hierbei hauptsächlich der Realisierung des Kalorimeters für das transversale Polarimeter entnommen worden [Kai 92]. Dies gilt sowohl für die longitudinale Geometrie, als auch die Wahl der Materialien SCSN38 und Y7.

**Materialwahl** Die Absorber des Kalorimeters sind aus 12 quadratischen Wolframplatten einer Dicke von 6.35 mm und einer Grundfläche von  $50.8 \times 50.8 \text{ mm}^2$  hergestellt. Alternierend dazu sind die aktiven Elemente, bestehen aus 12 SCSN38-Plastikszintillator-Scheiben einer Dicke von 2.6 mm angebracht. Ausgelesen werden die Szintillator mit zwei Wellenlängenschiebern des Materials Y7. Der Wellenlängenschieber übernimmt hier zwei Aufgaben, zum einen der Transport des Szintillationslichtes, zum anderen wandelt es die Wellenlänge vom UV-Bereich in den Bereich sichtbaren grünen Lichtes. Die beiden Materialien wurden für den Zeus-Detektor auf Strahlenhärte getestet und befinden sich auch dort im Einsatz [Kam 83, Hol 89, Has 92].

Reines Wolfram ist sehr bruchempfindlich und läßt sich nur schwer verarbeiten. Durch eine entsprechende Legierung können diese nega-

tiven Eigenschaften reduziert werden, ohne daß sich die für die Messung wichtige Dichte drastisch ändert. Die Entscheidung fiel auf Densimet G17 [W2], einer Legierung<sup>28</sup> mit 90.5% Wolfram, 6.5% Nickel und 3% Eisen. Es besitzt eine Dichte von  $\rho = 17.16 \text{ g/cm}^3$ , die Strahlungslänge beträgt  $X_0 = 6.52 \text{ g/cm}^2 \leftrightarrow X_0 = 0.38 \text{ cm}$  und der Molière-Radius ist  $R_M \simeq 1 \text{ cm}$ . Die Frontplatte des Kalorimeters wurde, wegen ihrer komplizierten Struktur, aus dem einfacher zu verarbeitenden Triamet S17 erstellt. Diese Legierung enthält statt des Eisenanteils Kupfer und ist daher geringfügig weicher, hat aber ansonsten die gleichen Eigenschaften.

**Eigenschaften** Für das Kalorimeter ergibt sich eine Länge von 20.05 Strahlungslängen. Durch die Szintillator-Plättchen erweitert sich der mittlere Molière-Radius des gesamten Kalorimeters zu  $R_M \simeq 1.2 \text{ cm}$ . Treffen die gestreuten Photonen den Detektor mittig, so sind mehr als zwei Molière-Radien verfügbar. Der entstehende Schauer wird also zu mehr als 95% im Kalorimeter enthalten sein.

Aus mechanischen Gründen, wegen der Nähe zum HERA-Strahlrohr, besteht die Auslese nur aus zwei Photoelektronenvervielfachern. Dies ist für systematische Studien ausreichen. Beide Kanäle lassen sich einzeln ansteuern und digitalisieren. Es ist daher möglich unterschiedliche Verstärkungsfaktoren einzustellen.

---

<sup>28</sup>Die Legierungen heißen, je nach Hersteller Densimet, Triamet oder Densalloy. [W1, W2]

**Teststrahlmessungen** Die Ergebnisse einer GEANT-Simulation [Bru 87b] des Kalorimeters stimmt gut mit den Daten aus dem Teststrahl überein. In Abbildung 39 sind die Impulshöhenspektren von einer Teststrahlmessung und einer Simulation bei je 3 GeV Energiedeposition dargestellt.

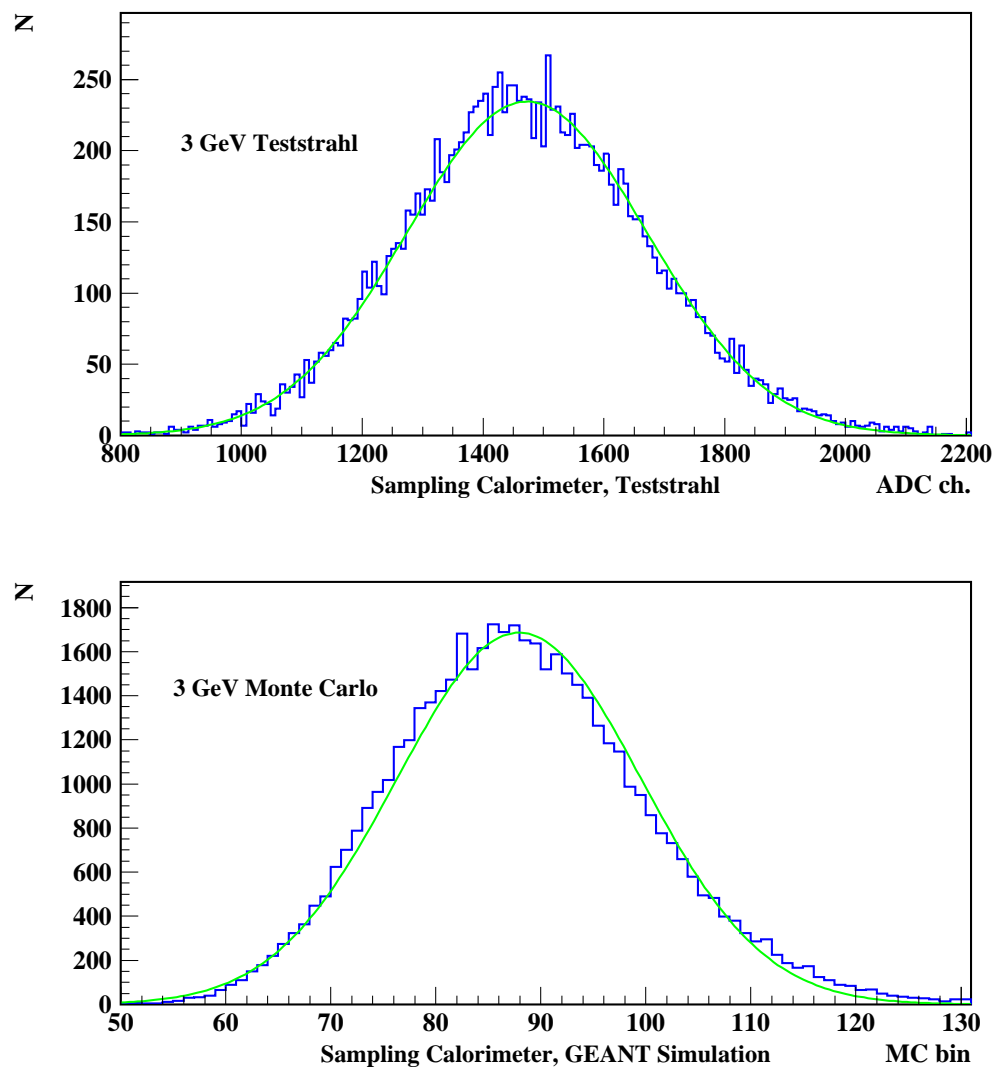


Abb. 39 Spektrum von Teststrahlmessungen mit Elektronen eines Impulses von 3 GeV/c im oberen Diagramm. Das untere zeigt ein Monte-Carlo-Simulation, ebenfalls mit 3 GeV/c Elektronen. Um beide Spektren vergleichen zu können ist jeweils ein Gauß-Funktion angepaßt worden.

In Teststrahlungsmessungen wurde die Auflösung des Instrumentes zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{32.2 \pm 1.3}{E} + \frac{11.2 \pm 1.7}{\sqrt{E}} + 3.0 \pm 0.58$$

bestimmt, siehe Abbildung 40. Die Linearität, siehe Abbildung 41, beträgt in einem Bereich von 1.0 GeV bis 5.5 GeV bei einer exponentiellen Anpassungsrechnung

$$\begin{aligned} E &= a_0 \cdot E_{\text{Strahl}}^\alpha + b_0 \\ &= (440.0 \pm 1.3) \cdot E_{\text{Strahl}}^{(1.02 \pm 0.0014)} + (-61.0 \pm 1.7) \end{aligned}$$

In dieser Relation ist  $a_0 = 440 \pm 1.3$  eine Linearkombination aus den linearen Eigenschaften von Photoelektronenvervielfacher, Betriebsspannung desselben, in diesem Fall 1.6 kV, und des digitalisierenden Analog-Digital-Wandlers. Der Parameter  $b_0 = -61.0 \pm 1.7$  stellt eine Ablage dar. Es ist sinnvoll, daß diese negativ ist. Dies hat seinen Ursprung in der Tatsache, daß ein Teilchen zunächst durch eine „blinde“ Zone gelangt. Die 1.67 Strahlungslängen messende, erste Wolfram-Platte absorbiert Teilchen mit Impulsen kleiner als 300 MeV vollständig. Der für die Linearität entscheidende Parameter  $\alpha = 1.02 \pm 0.0014$  zeigt einen Wert nahe bei 1. Der Teststrahl T21 hat, nach Angaben des DESY, eine Impulsgenauigkeit von  $\Delta P/P = 4\%$ . Daher ist das Kalorimeter bezüglich der apparativen Möglichkeiten des Teststrahls als linear anzusehen.

Das Abtasten des Detektors jeweils mittig in den Richtungen x und y bei Auslese des seitlichen Wellenlängenschiebers ergab das erwartete Verhalten, siehe Abbildungen 42 und 43. Die Mitte des Detektors wurde bei  $x = 610$  mm und  $y = -75$  mm relativer Tischposition erreicht.

Während der Teststrahlungsmessungen bestand die Gelegenheit verschiedene Photoelektronenvervielfacher des gleichen Typs im Prototypkalorimeter auf Linearität und Verstärkungsfaktor zu testen.

**Mechanischer Aufbau** Aufgebaut ist die Außenhaut (Abbildungen 45, 46, 47, 48, 49 und 51) des Kalorimeters, bis auf die Frontplatte (Abbildung 50), aus Aluminium. Die einzelnen Teile wurden nach der

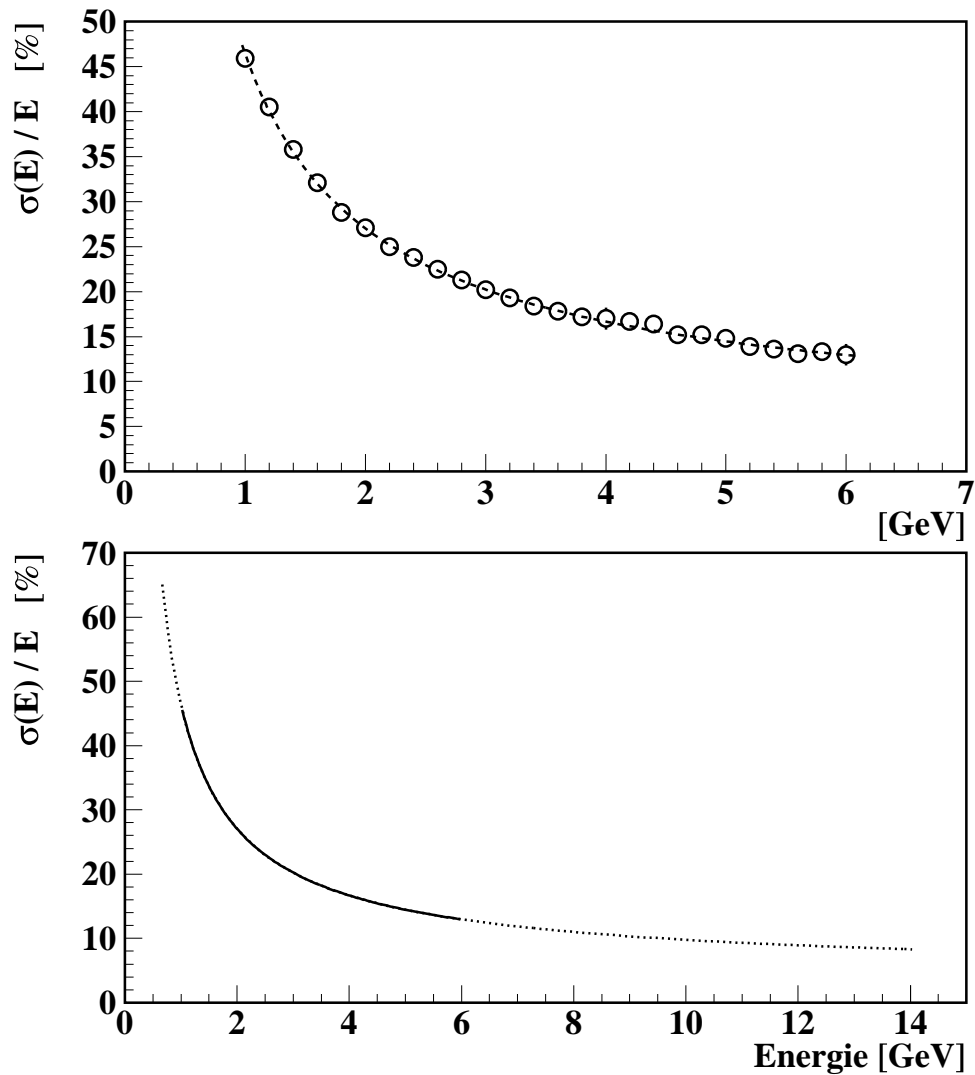


Abb. 40 Energieauflösungsvermögen. Die obere Graphik zeigt die Messungen am Teststrahl und das Ergebnis der Anpassungsrechnung. In der unteren Graphik ist eine Extrapolation über den Bereich gezeigt, der im Compton-Polarimeter für einzelne Photonen von Bedeutung ist. Die durchgezogene Linie markiert den Bereich der Teststrahlmessungen.

Fertigung schwarz eloxiert. Dies verringert störende Reflexionen optischer Photonen innerhalb des lichtdichten Gehäuses.

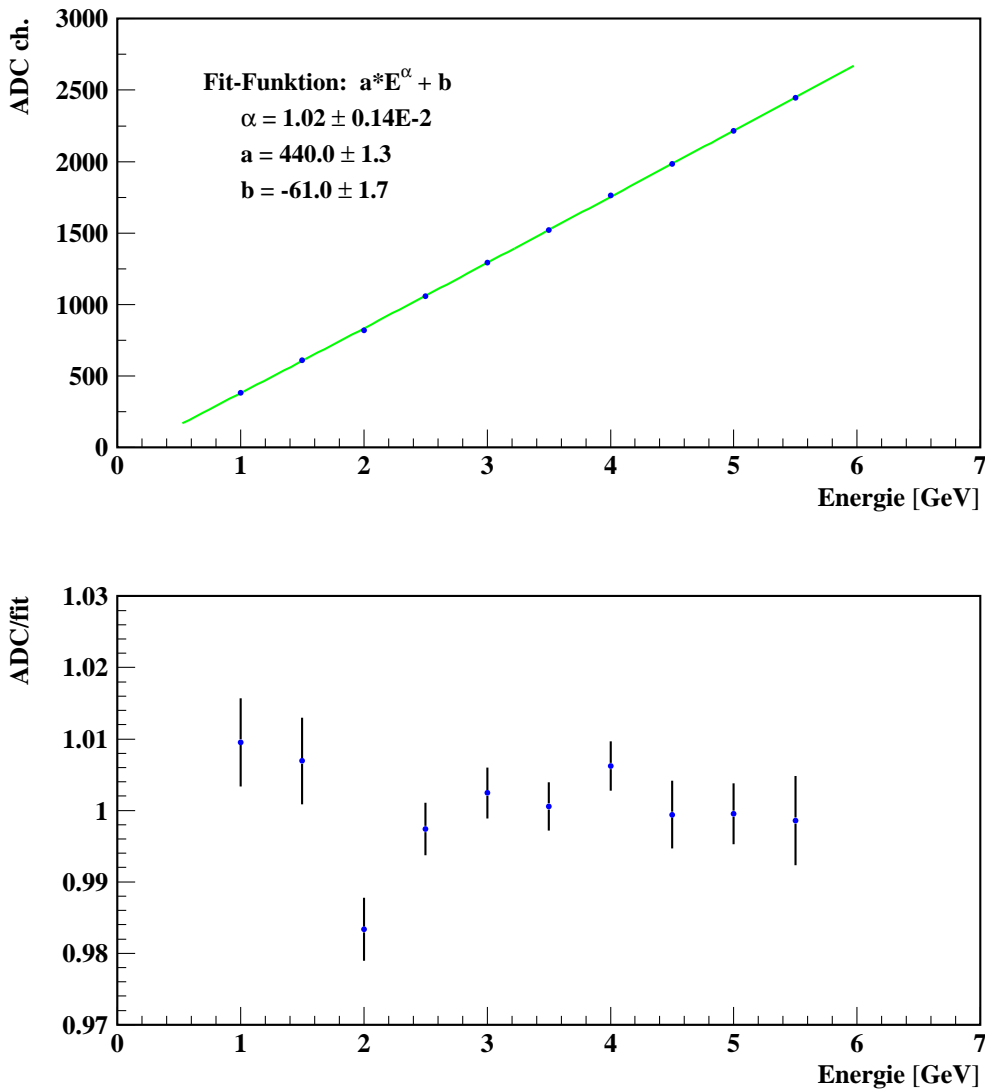


Abb. 41 Energielinearität des Schauerzählers. Der Impuls der Elektronen wird über einen Magneten selektiert, dessen Feldstärke durch seinen Betriebsstrom einstellbar ist.

Zur Aufnahme der Wolfram-Platten des aktiven Blocks sind Vertiefungen in die Bodenplatte gefräst, siehe Abbildungen 45 und 46. Hierdurch ist ein konstanter, definierter Abstand der Platten zueinander gewährleistet. Diese Aufnahmestruktur wird durch eine Führungsschiene oberhalb des Kalorimeterblocks gestärkt, siehe Abbildungen 44 und 54. Zusätzlich wird die Aufnahmestruktur durch eine erhabene Platte unterstützt, siehe Abbildungen 52 und 53. Das



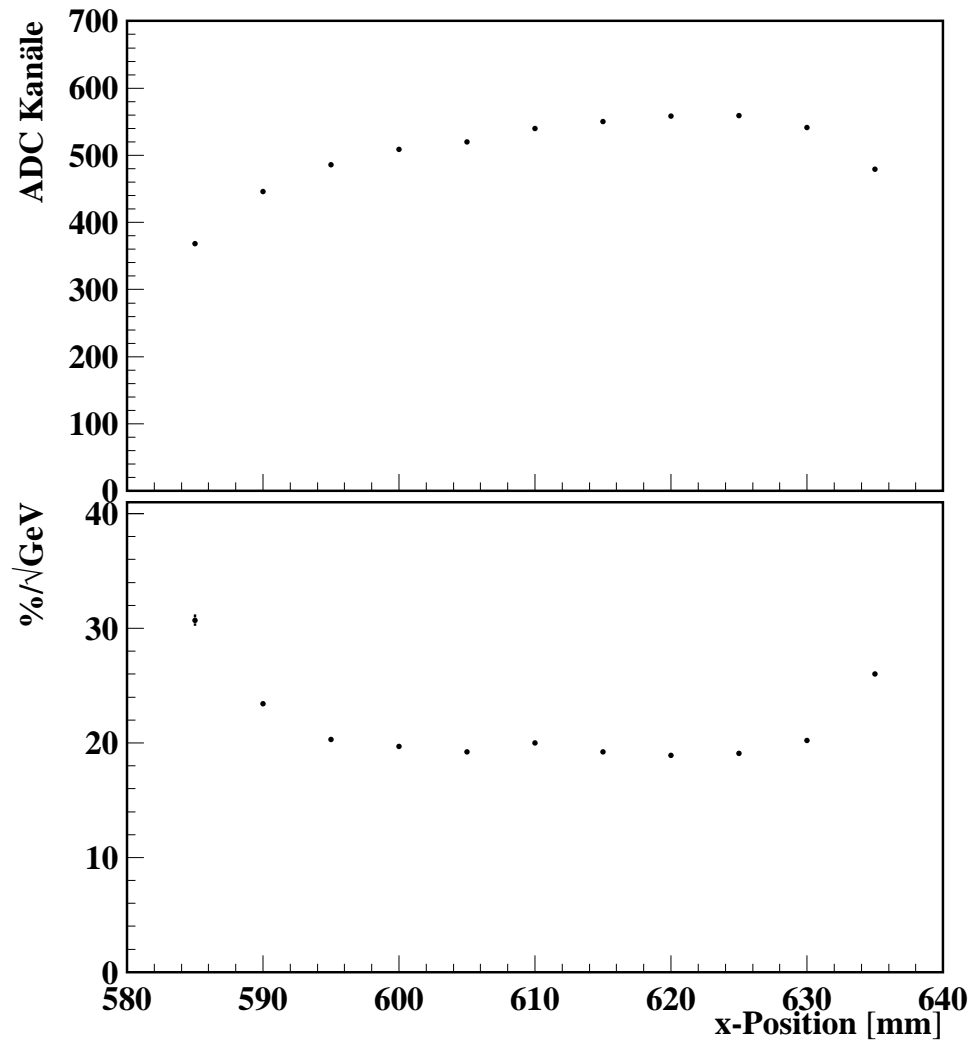


Abb. 42 Uniformität und Energieauflösung in der horizontalen Achse Ausgelesen wird der seitliche Wellenlängenschieber. Daher erwartet man ein leicht asymmetrische horizontale Uniformität. Dies findet seine Begründung in der Licht-Kopplung zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber. Die Mitte des Kalorimeters befand sich bei den Koordinaten 610 mm. Die Variation über einen Bereich von  $\pm 10$  mm ergibt eine Änderung der Detektorantwort  $< 5\%$ , bei  $\pm 20$  mm immer noch  $< 10\%$ .

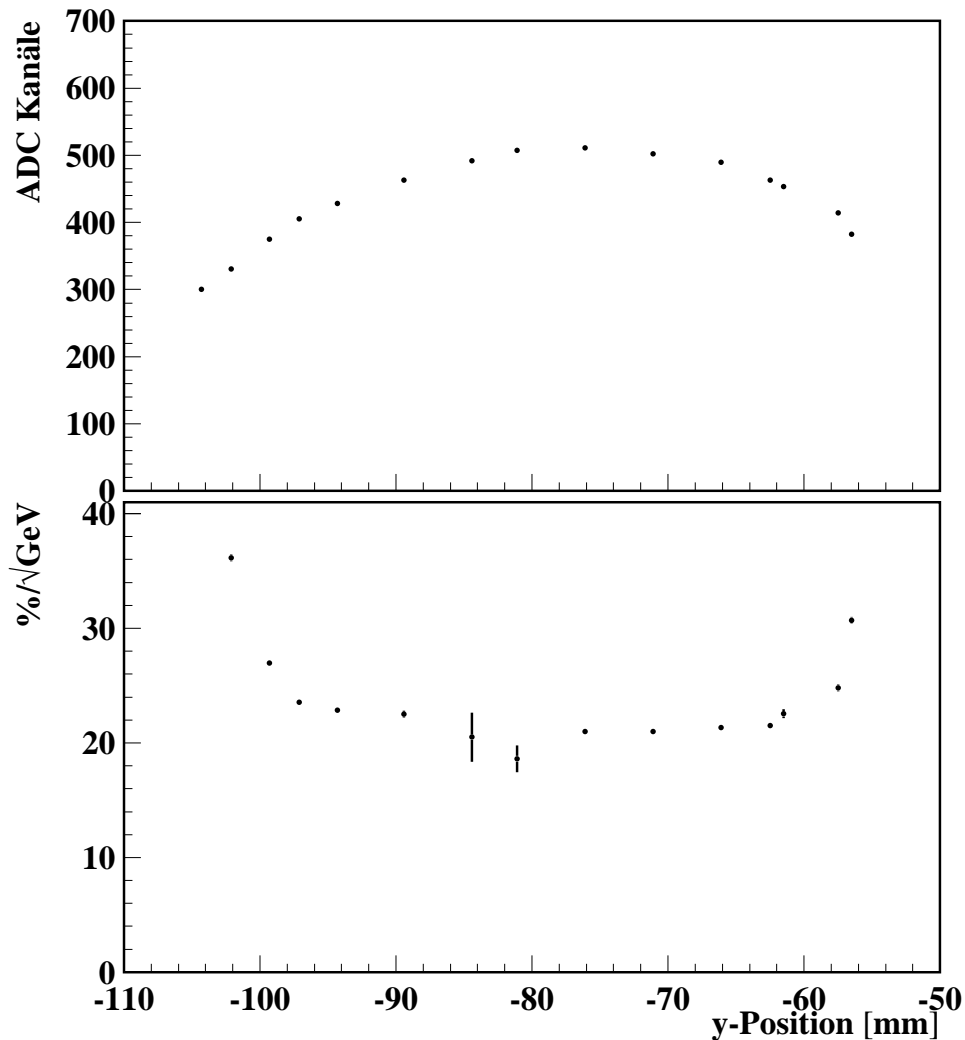


Abb. 43 Uniformität und Energieauflösung in der vertikalen Achse. Die Mitte des Kalorimeters befand sich bei den Koordinaten  $-75$  mm. Die Variation über einen Bereich von  $\pm 10$  mm ergibt eine Änderung der Detektorantwort  $< 5\%$ , bei  $\pm 20$  mm immer noch  $< 10\%$ .

Kalorimeter kann daher in jeder Lage betrieben werden. Zwischen den Wolfram-Platten finden Szintillatoren Platz. Es besteht daher die Notwendigkeit, die Szintillatoren in einer speziellen Geometrie zu fertigen, siehe Abbildung 55. Zwischen Wolfram und SCSN38 sind Scheiben aus Aluminiumfolie der Stärke  $3/10$  mm zum Schutz der

Szintillatorflächen eingefügt. Die Geometrie der Wellenlängenschieber ist in Abbildung 56 zu erkennen. Um einen definierten Abstand zwischen Wellenlängenschieber und Kalorimeterblock zu erreichen werden Nylon-Schnüre  $\emptyset = 0.5$  mm in Längsrichtung um die Wellenlängenschieber gebunden. Die Wellenlängenschieber werden durch Blöcke aus speziellem strahlenharten Kunststoff gehalten, siehe Abbildung 57. Ähnliche Blöcke dienen der Aufnahme der beiden Photoelektronenvervielfacher, siehe Abbildung 58. In der strahlabgewandten Seitenplatte sind Bohrungen für BNC- und SHV-Buchsen angebracht, siehe Abbildung 49.

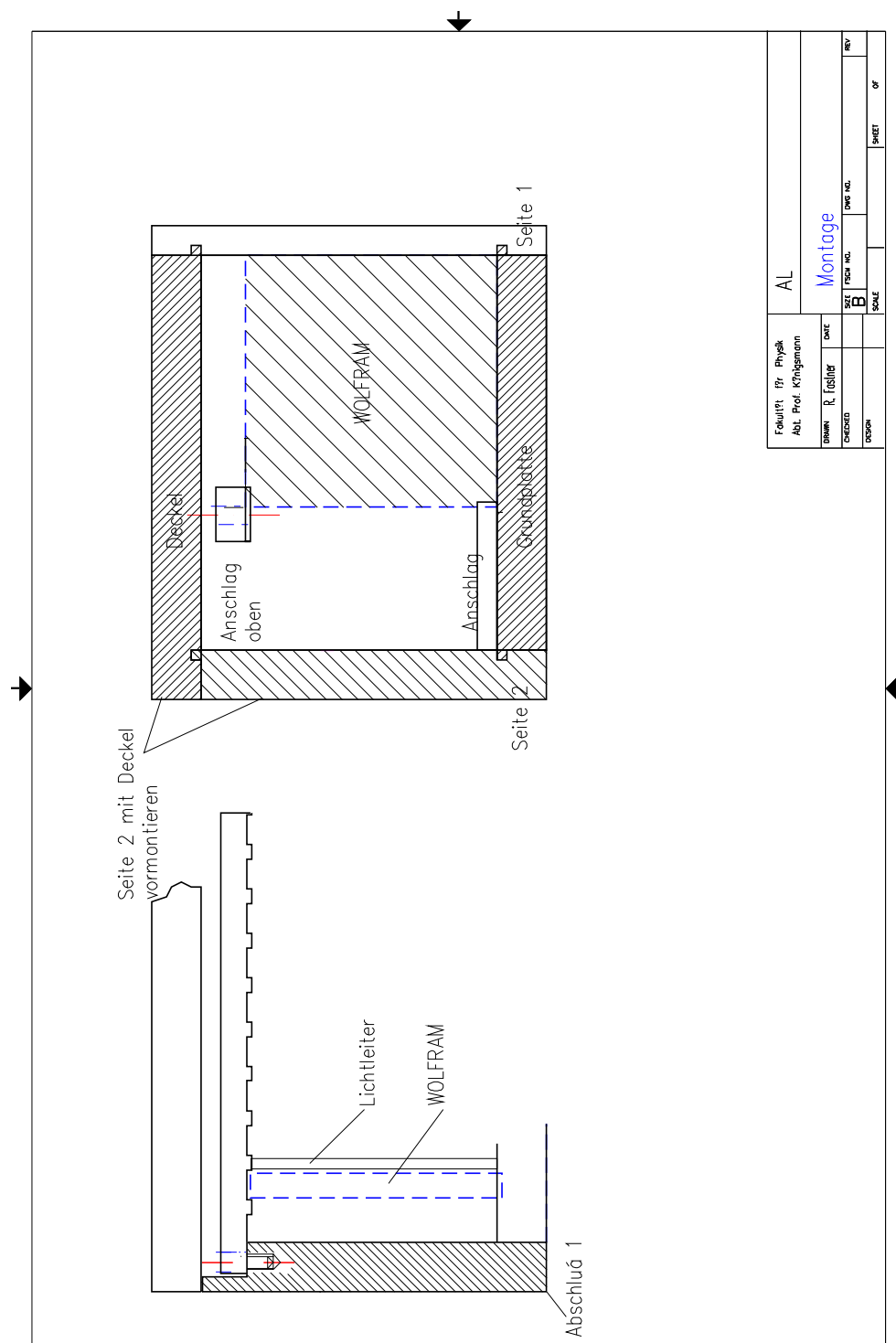
**Zusammenbau** Zunächst werden die Führungsschienen<sup>29</sup> (Abbildung 52 und 53) auf die Grundplatte (Abbildungen 45 und 46) mit M5-Senkkopfschrauben montiert. Dann wird die strahlzugewandte Seitenplatte (Abbildung 48) mit der Grundplatte mit M5-Senkkopfschrauben verschraubt. Danach werden die Frontplatte (Abbildung 50), und die Rückenplatte (Abbildung 51) an dem Winkel aus Boden- und Seitenplatte angebracht. Wegen der besseren Handhabung ist es jetzt ratsam die erste Szintillatorplatte in die Vertiefung der Frontplatte zu setzen. Damit diese nicht wieder herausfällt muß nun die angrenzende Wolframplatte in ihre Vertiefung gestellt werden. Es ist sinnvoll jetzt *alle* Wolframplatten einzusetzen. Die Szintillatoren können nun einfach zwischen die Wolframplatten geschoben werden. Hierbei ist auf die Unversehrtheit der SCSN38-Scheibchen zu achten. Jetzt werden die beiden Wellenlängenschieber (Abbildung 56) in ihre Montierung (Abbildung 57) gesteckt, ebenso die Photoelektronenvervielfacher und ihre Basen in ihre Aufnahmen (Abbildung 58). Die Wellenlängenschieber werden nun über den Kalorimeterblock gelegt; desgleichen werden die Photomultiplier hinter Wellenlängenschiebern platziert. Bei der Platzierung der Wellenlängenschieber ist darauf zu achten, daß diese in die Vertiefung in der Frontplatte gelangen, nur so kann das Licht des ersten Szintillators aufgenommen werden.

<sup>29</sup>in den Zeichnungen: Anschlag und Anschlag 2

Es bietet sich jetzt an, die obere Führungsschiene<sup>30</sup> (Abbildung 54) in den für sie vorgesehenen Fräsungen an Front- und Rückenplatte zu befestigen. Hierbei müssen alle Wolframplatten in die Struktur geführt werden; diese Montage muß nahezu kräftefrei vorgenommen werden. Die obere Führungsschiene fixiert auch die Montageblöcke für die Photoelektronenvervielfacher und die Wellenlängenschieber. Nun wird die strahlabgewandte Seitenplatte (Abbildung 49) an den Aufbau geschraubt. Bei der Montage der Deckelplatte (Abbildung 47) muß zunächst die „Feder“ der Deckelplatte in die „Nut“ der strahlzugewandten Seitenplatte geführt werden. Danach läßt sich die Feder der strahlabgewandten Seitenplatte in die Nut an der Deckelplatte senken. Nun werden alle Schrauben für die Montage der Deckelplatte eingesetzt werden.

---

<sup>30</sup>in den Zeichnungen: Anschlag oben



Fakultät für Physik Abt. Prof. Königsmann	AL
BRUNN R. Fehlfar	Montage
DATE	DATE
DESIGN	DATE
TOPOR	DATE
	DATE
	DATE
	DATE
	DATE

Abb. 44 Schematischer Aufbau des Kalorimeters.

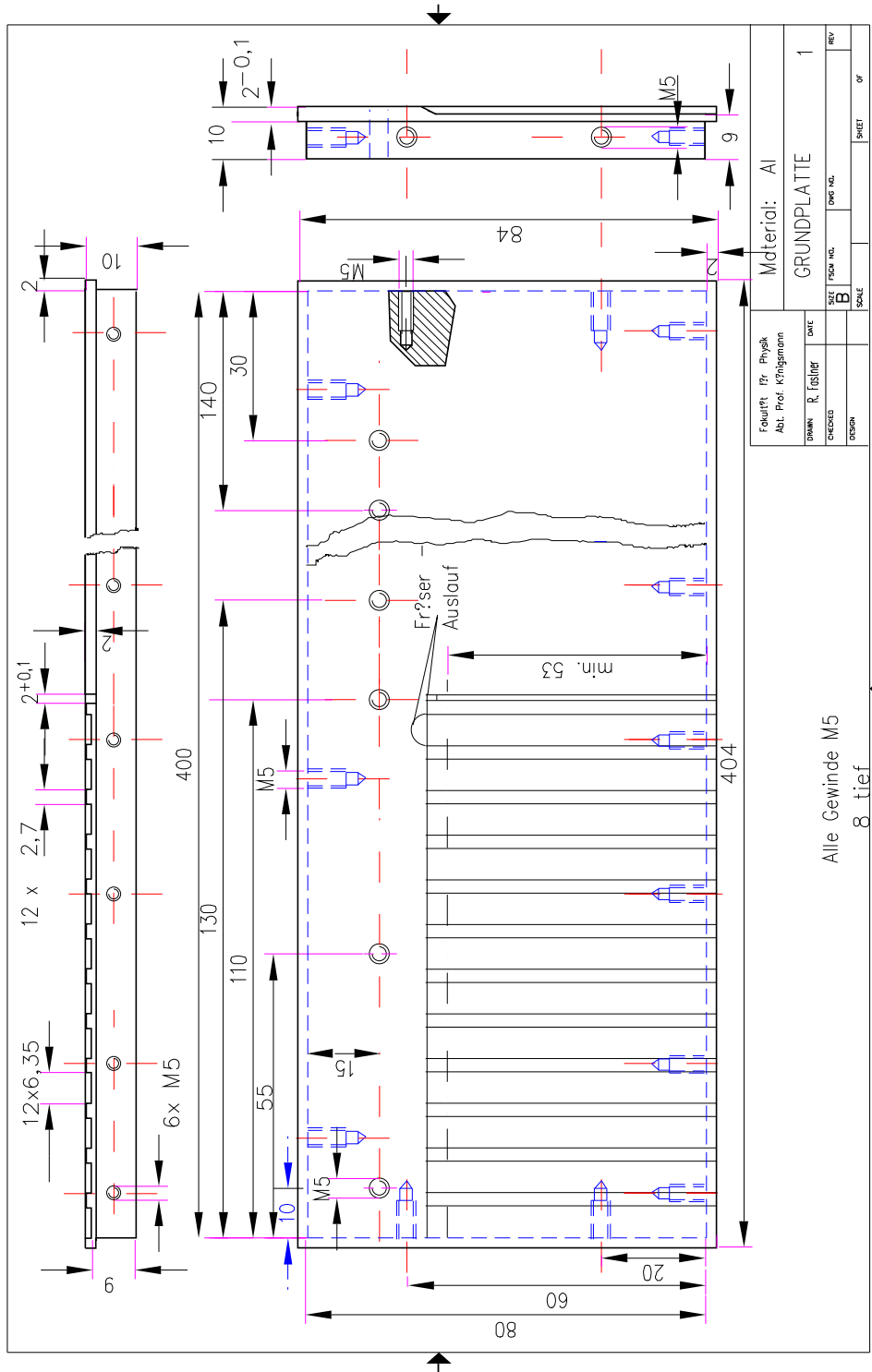


Abb. 45 Grundplatte.

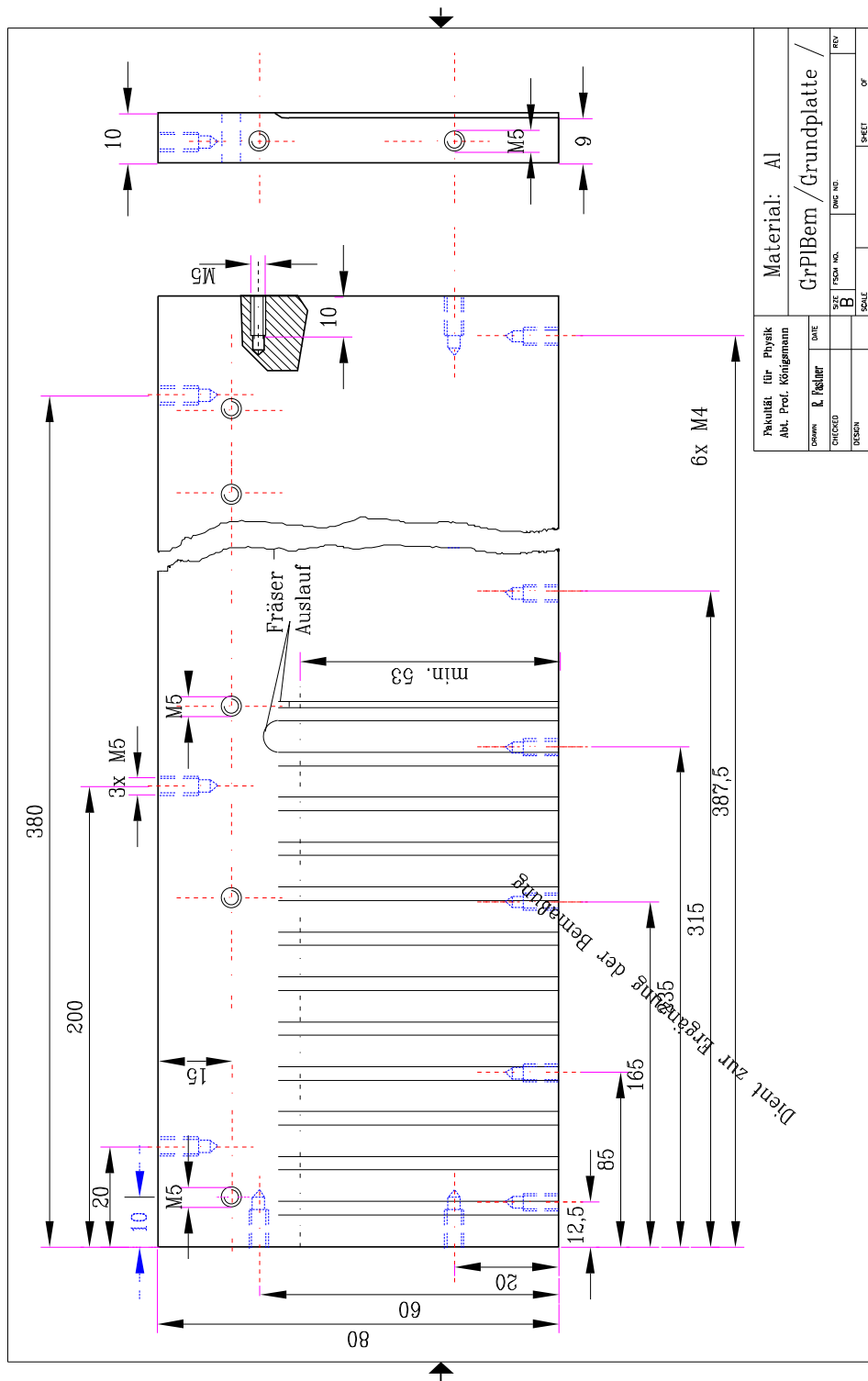


Abb. 46 Grundplatte, Zeichnung mit weiteren Bemaßungen.

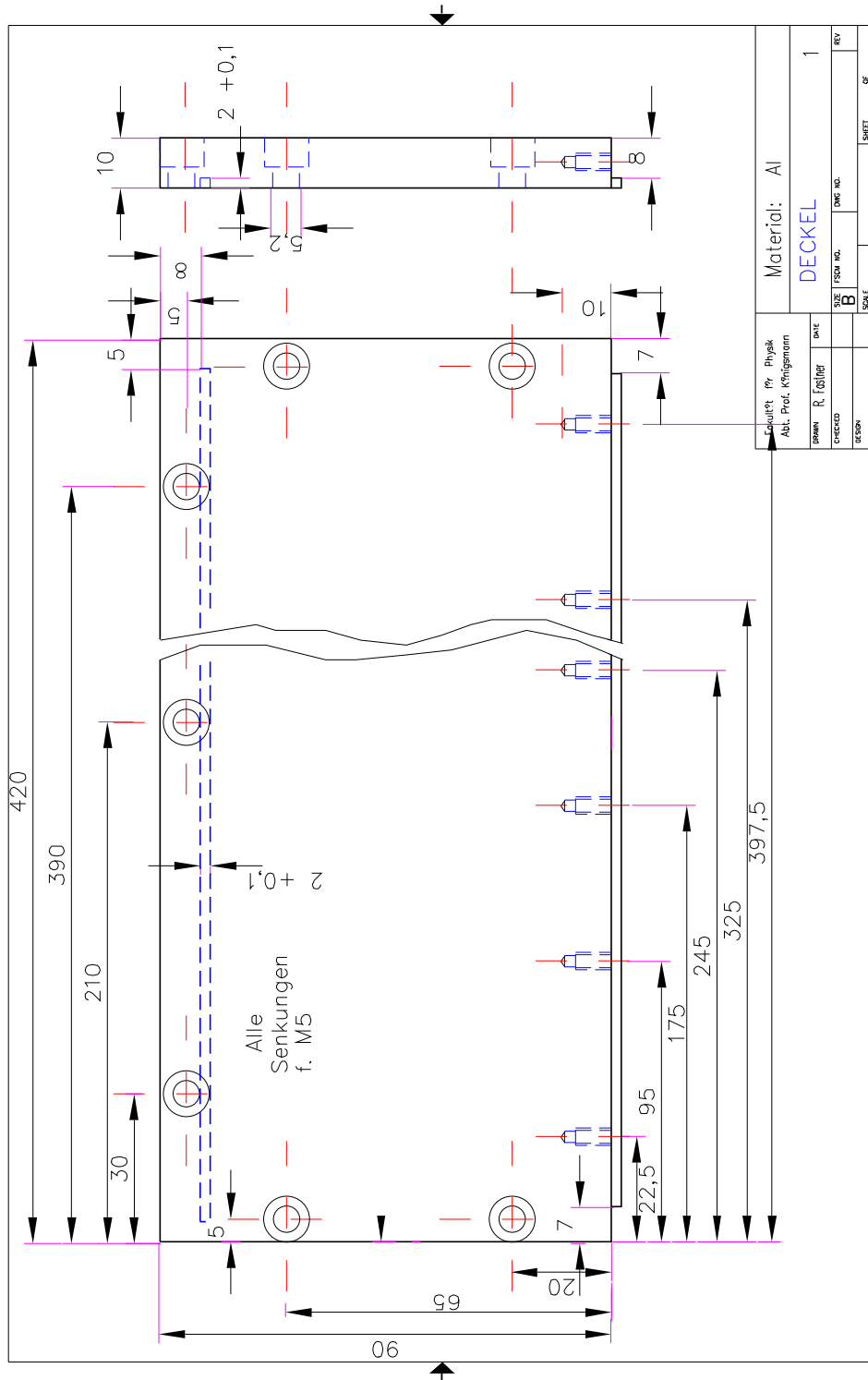


Abb. 47 Deckelplatte



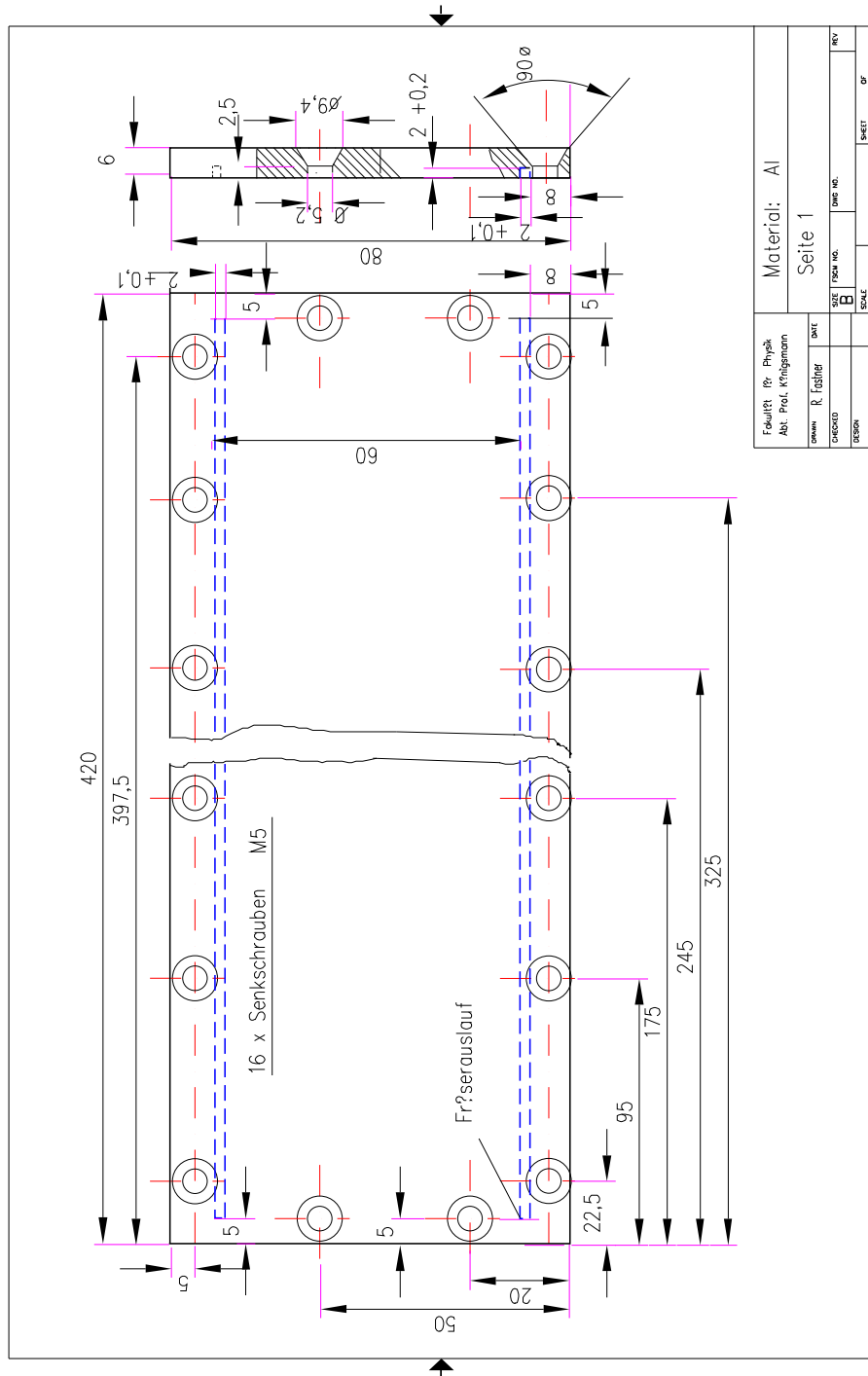


Abb. 48 Strahlzugewandte Seitenplatte.

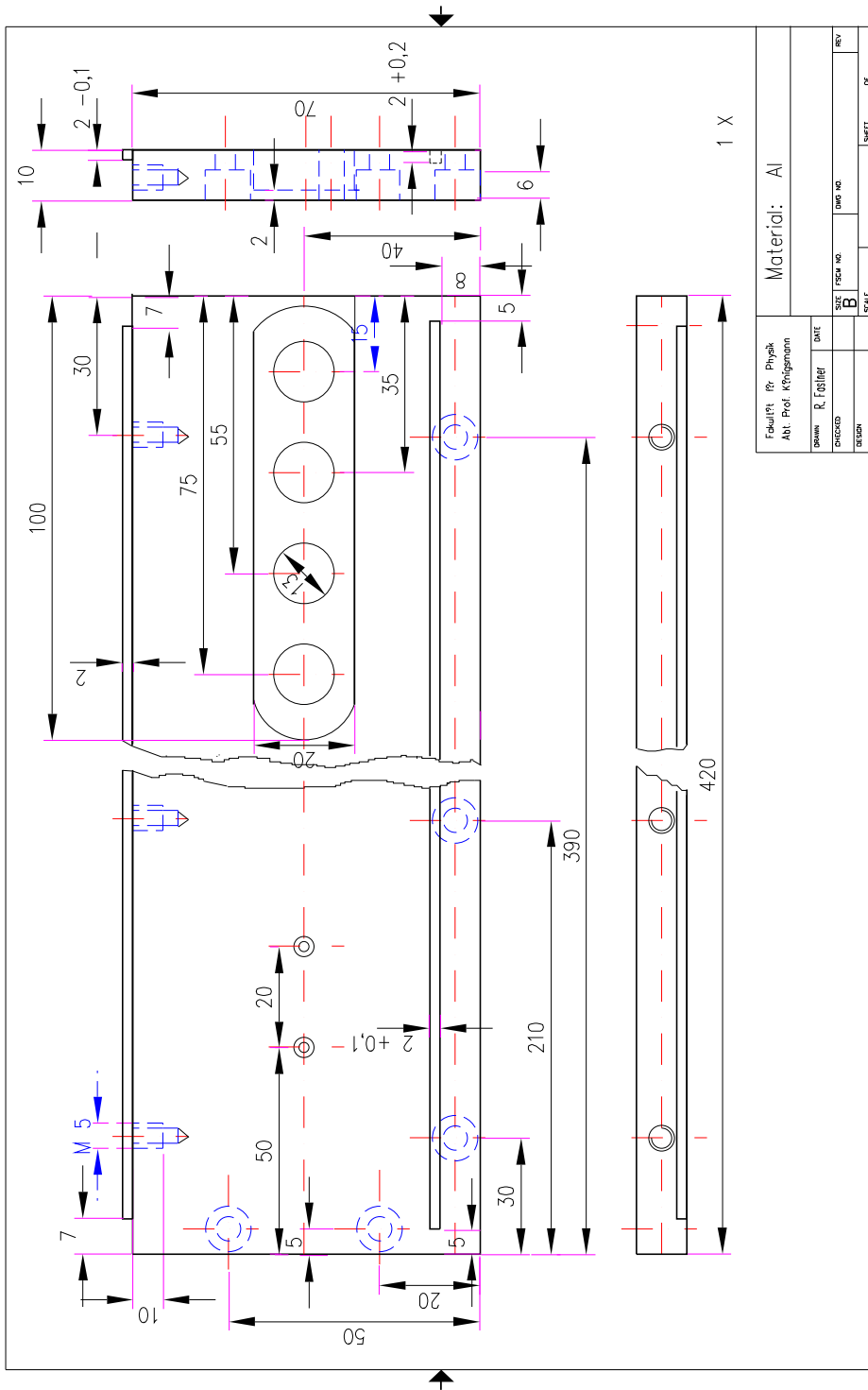


Abb. 49 Strahlabgewandte Seitenplatte.

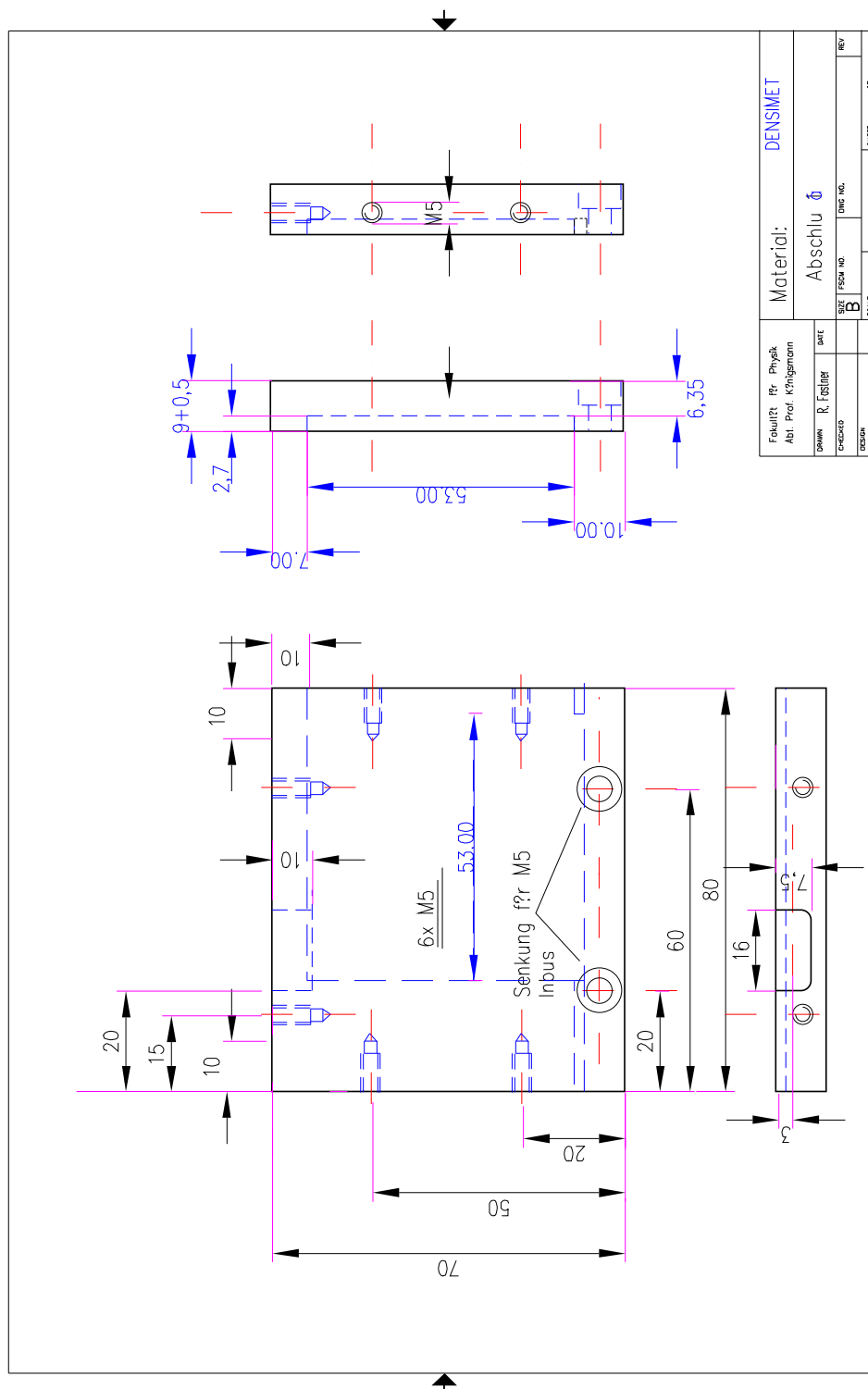


Abb. 50 Frontplatte, hier tritt der Elektronenstrahl ein. Im aktuellen Aufbau besteht diese aus Densimet und hat im Strahleintrittsbereich eine Dicke von 6.35 mm. Dient somit als erste Schauerplatte.

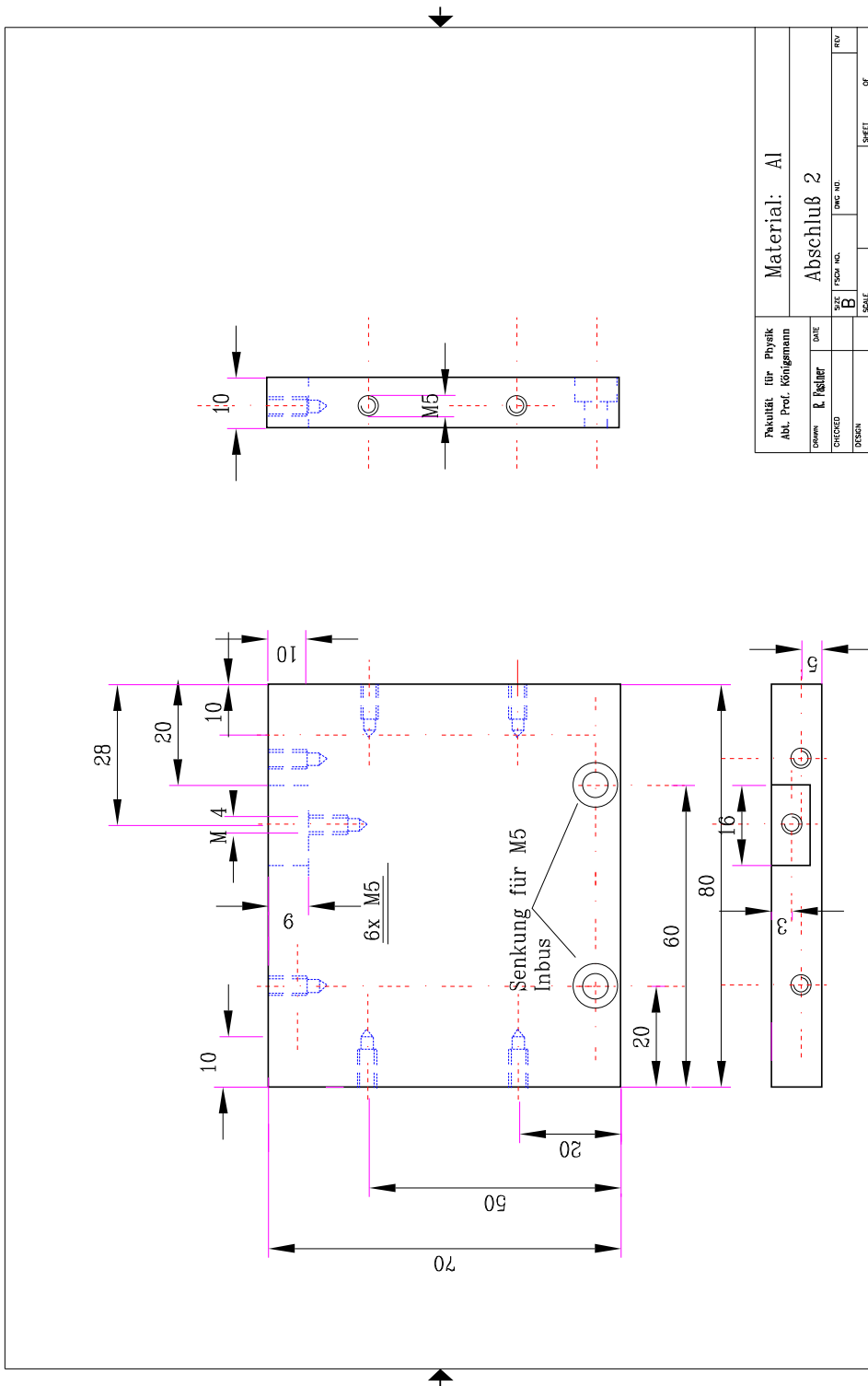


Abb. 51 Rückenplatte.

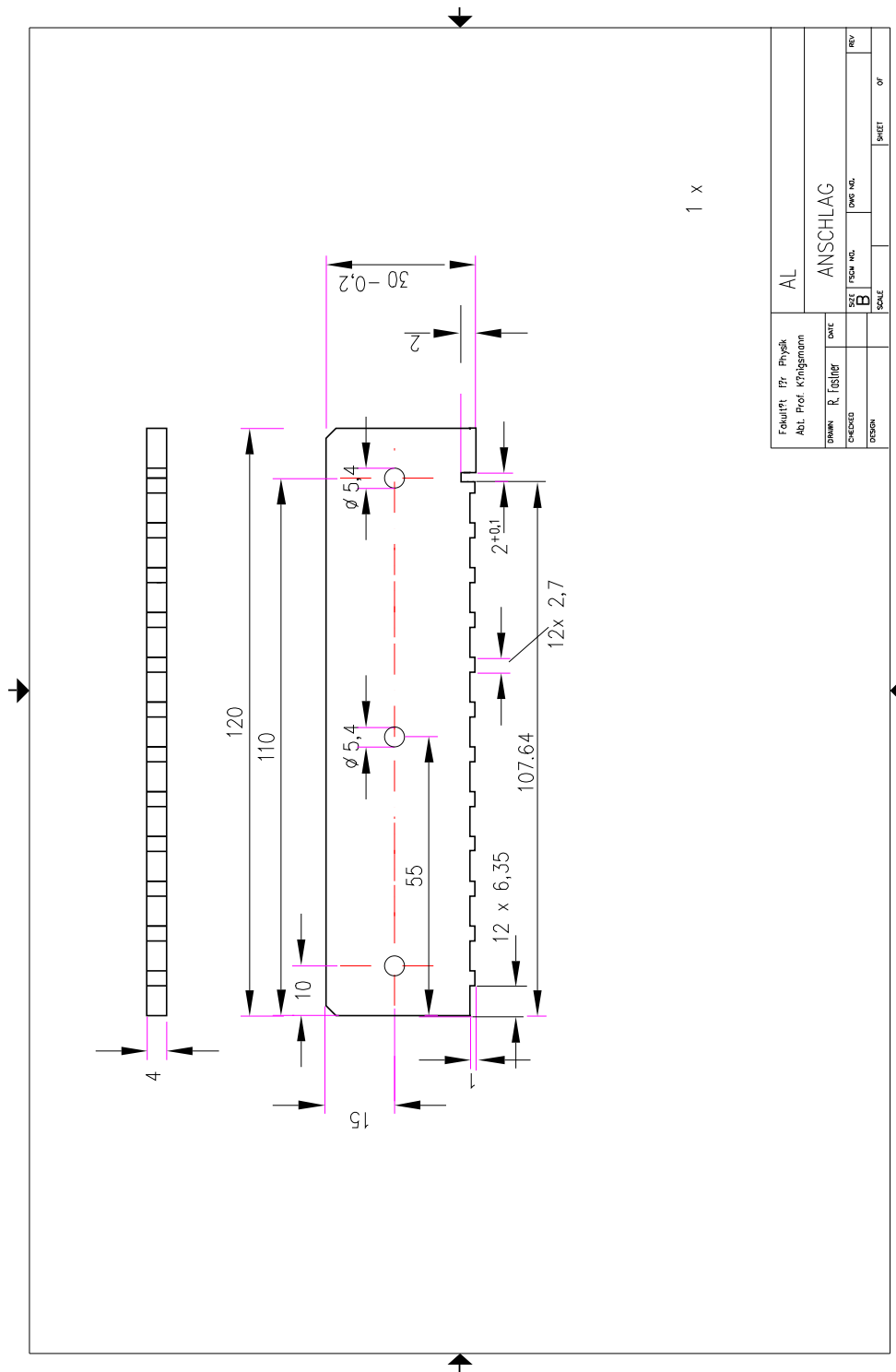


Abb. 52 Seitliche Halterung des Wolfram-Szintillator-Pakets an der Bodenplatte.

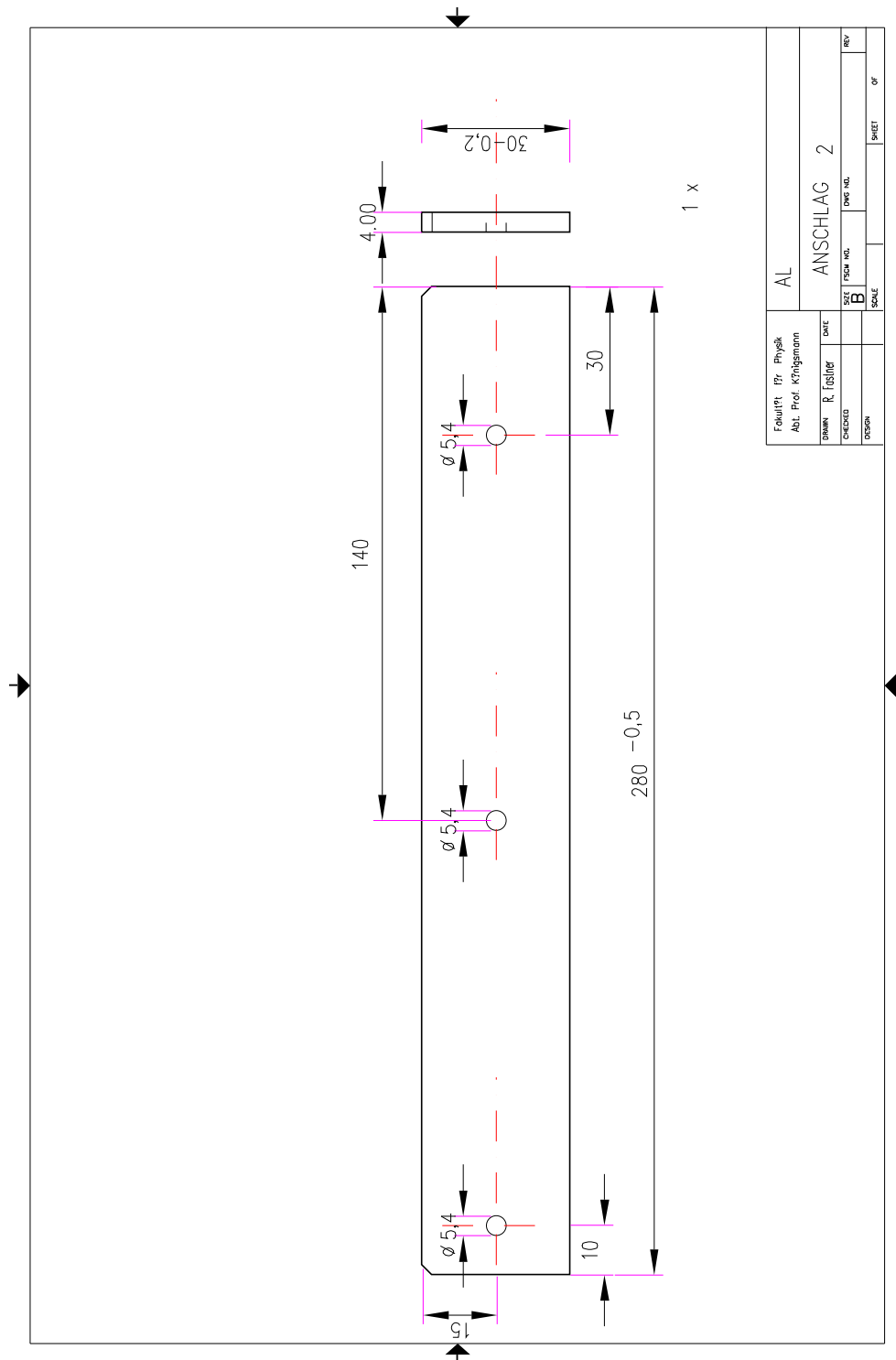


Abb. 53 Fortsetzung der seitlichen Halterung im passiven Bereich hinter dem aktiven Block.

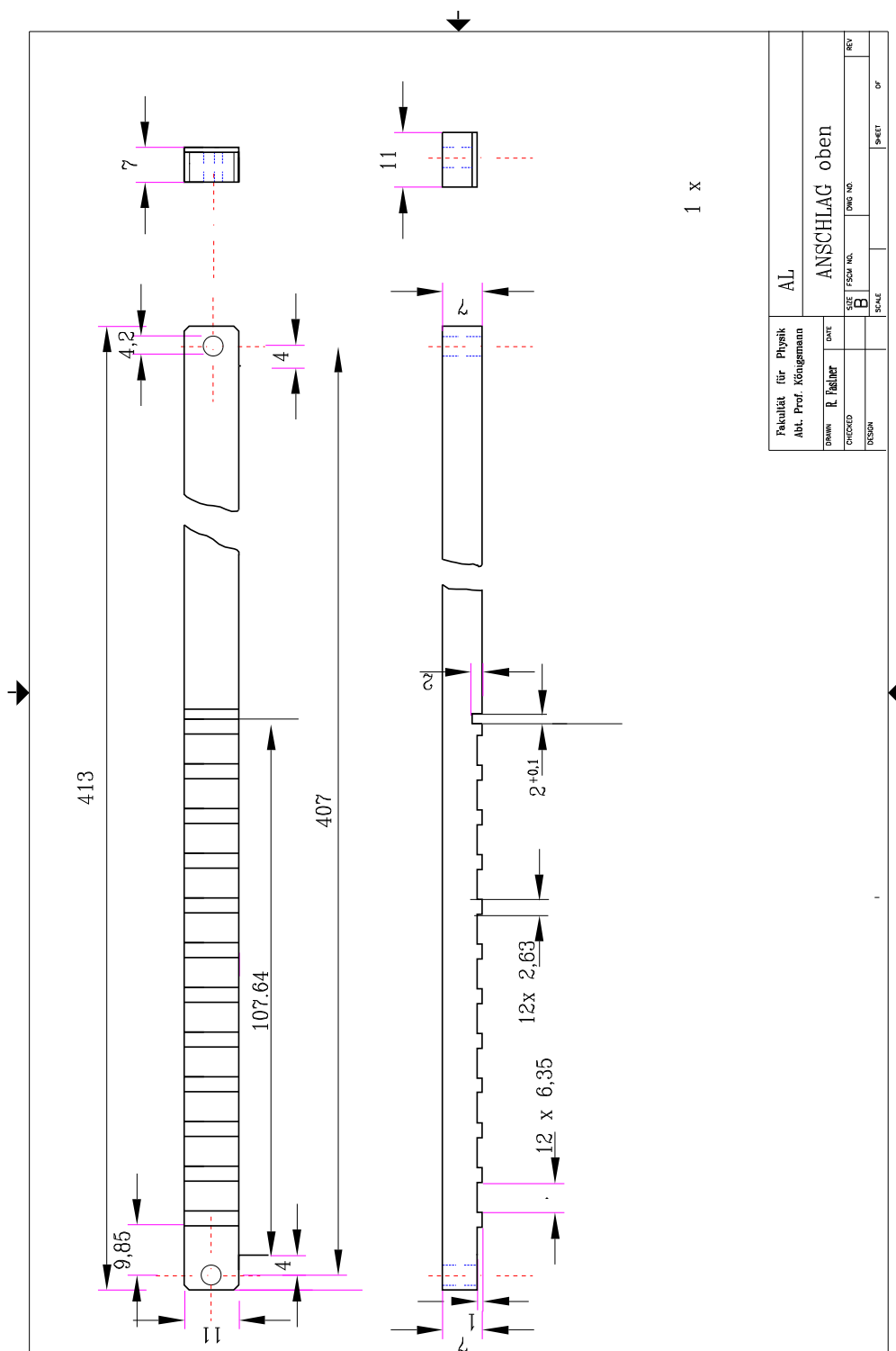


Abb. 54 Führungsschiene für den Sampling-Block. So bleiben die Wolframplatten in einem definierten Abstand zueinander und liegen nicht direkt auf den Szintillatoren auf.

### Szintillator SCSN38

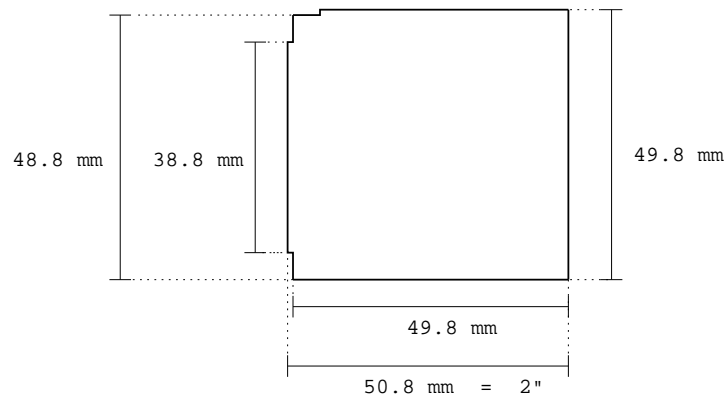


Abb. 55 Dimensionierung der 12 SCSN38 Szintillator-Plättchen.

### Wellenlängenschieber Y7

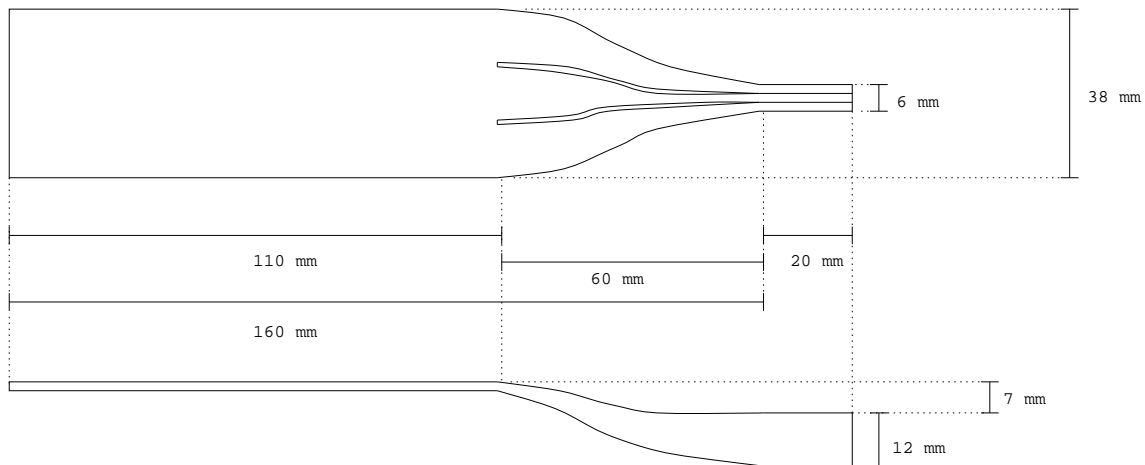


Abb. 56 Maße der zwei Y7 Wellenlängenschieber.



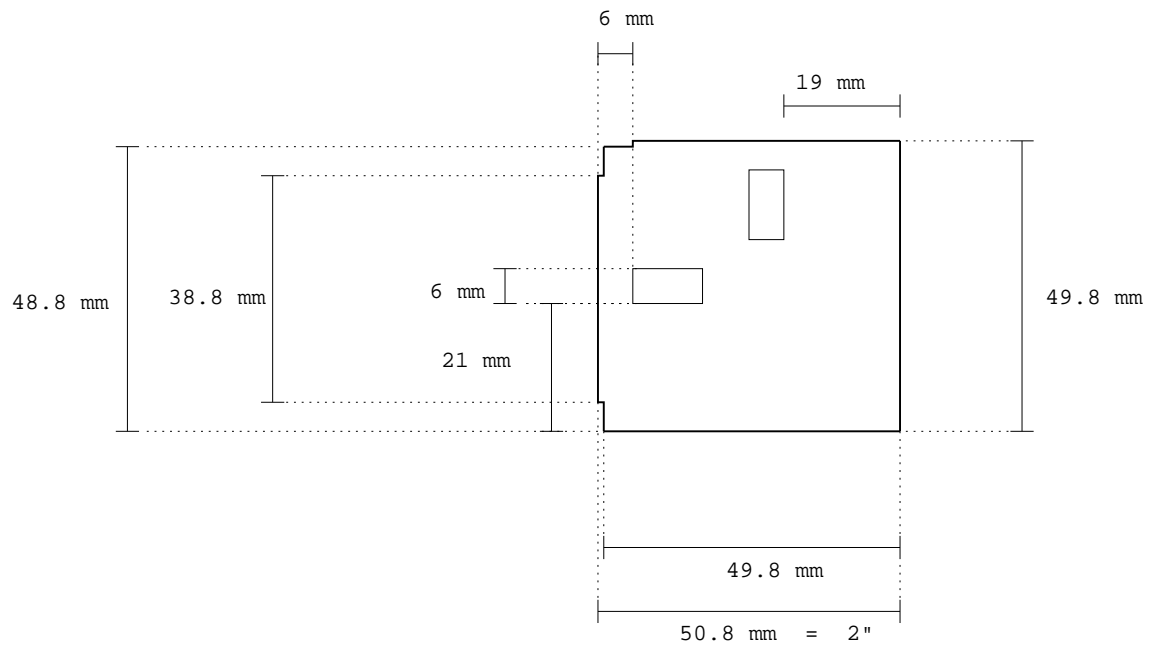


Abb. 57 Montierung der Wellenlängenschieber.

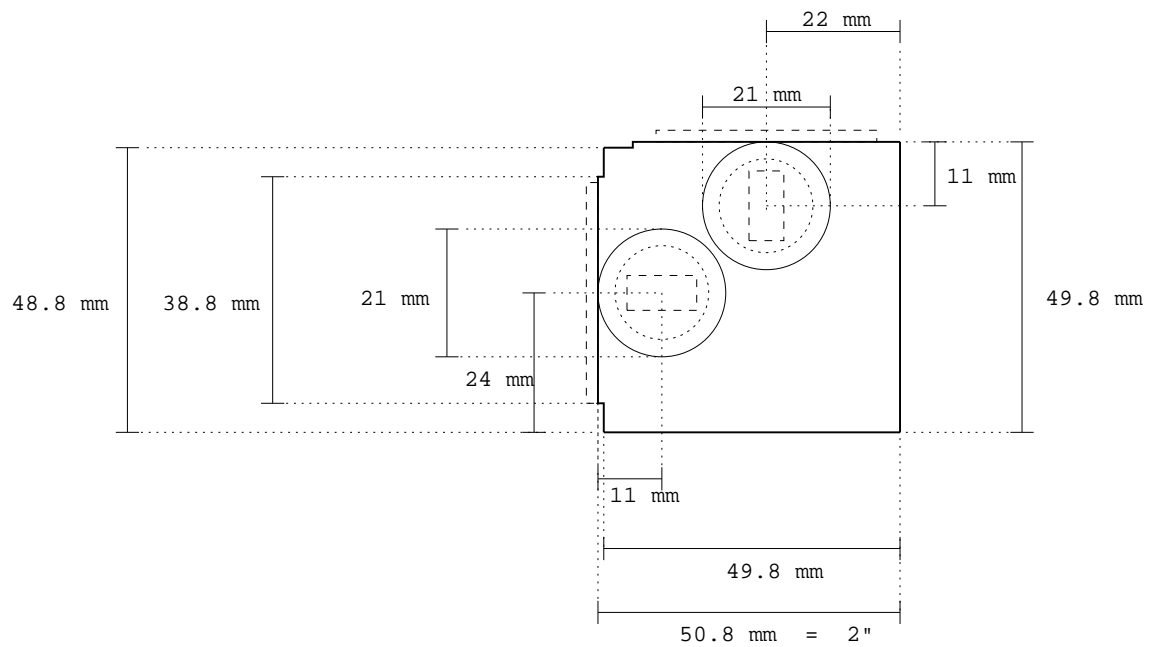


Abb. 58 Montierung der Photoelektronenvervielfacher.



## Literatur

[1]

- [Ack 96a] Hermes Collab., K. Ackerstaff et. al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A 417**, 230 (1996)
- [Ack 96b] K. Ackerstaff, First Results from the HERMES Experiment using Unpolarized Targets, Dissertation, Universität Hamburg (1996)
- [Akh 77] A. A. Akhundov, D. Y. Bardin, N. M. Sumeiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **26**, 660 (1977)
- [Akh 86] A. A. Akhundov et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **44**, 988 (1986)
- [Ako 00] Hermes RICH group, N. Akopov et. al., DESY red report 00-180 (2000), an *Nucl. Instrum. Meth.* gesandt
- [Ama 92] P. Amaudruz et. al., NMC, *Nucl. Phys.* **B 371**, 3 (1992)
- [Ans 95] M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader, *Phys. Rep.* **261**, 1 (1995)
- [Ava 96] H. Avakian et. al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A 378**, 155 (1996)
- [Bar 79] D. Y. Bardin, N. M. Sumeiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **29**, 499 (1979)
- [Bar 94] D. P. Barber et. al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A 338**, 166 (1994)
- [Bar 95] D. P. Barber et. al., *Phys. Lett.* **B 343**, 436 (1995)
- [Ber 87] E. L. Berger, Semi-inclusive inelastic electron scattering from nuclei, ANL-HEP-CP-87-45 (1987)
- [Bjø 69a] J. D. Björken, E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185**, 1975 (1969)
- [Bjø 69b] J. D. Björken, *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969)
- [Bor 99] C. Boros, A. W. Thomas, *Phys. Rev.* **D 60**, 0740171 (1999)
- [Bro 95] S. J. Brodsky, M. Burkhard, I. Schmidt, *Nucl. Phys.* **B 441**, 197 (1995)
- [Brü 01] A. Brüll, mündliche Aussage (2001)
- [Brü 93] A. Brüll, Die Strukturfunktionen des Nukleons bei kleinen Werten von  $x$ , Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg (1993)

- [Bru 87a] R. Brun, D. Lienart, CERN-Y250 (1987)
- [Bru 87b] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zancarini, GEANT, report DD/EE/84-1, CERN (1987)
- [CTEQ5] H. L. Lai et. al., hep-ph/9903282 (1999)
- [Cal 69] C. G. Callan, D. J. Gross, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156 (1969)
- [Cao 00] Fu-Guang Cao, A. I. Signal, *Phys. Rev. C* **62**, 015203 (2000)
- [Clo 79] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press (1979)
- [Dal 00] A. Daleo, Cartagena de Indias 2000, High energy physics 005
- [Dre 71] S. D. Drell, T. Yan, *Ann. Phys.* **66**, 578 (1971)
- [Dür 95] M. Düren, *The Hemes Experiment: From the Design to the First Results*, Habilitationsschrift, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen (1995)
- [Edi 99] A. Edin, G. Ingelman, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B 79** (1999)
- [Fey 49] R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **76**, 749 (1949)
- [Fey 69] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969)
- [Fey 74] R. P. Feynman, *Science* **183**, 601 (1974)
- [GRV 95] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys. C* **67**, 433 (1995)
- [GRV 98] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Eur. Phys. J. C* **5**, 461 (1998)
- [Gar 00] E. Garutti, mündliche Aussage (2000)
- [H1 97] H1 Collaboration, I. Abt et. al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **386**, 310 (1997)
- [HEB 95] P. Križan, for HERA-B Collaboration, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **44**, 27 (1995)
- [Hal 84] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons (1984)
- [Has 92] T. Hasegawa et. al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **311**, 498 (1992)
- [Hol 89] U. Holm, K. Wick, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36**, 579 (1989)
- [Isg 78] N. Isgur, G. Karl, R. Koniuk, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1269 (1978)

- [Isg 81] N. Isgur, G. Karl, D. W. L. Sprung, *Phys. Rev.* **D 23**, 163 (1981)
- [Isg 99] N. Isgur, *Phys. Rev.* **D 59**, 034013 (1999)
- [Kai 92] R. B. Kaiser, Diplomarbeit, Universität Münster (1992), DESY F35D-92-02 (1992)
- [Kam 83] T. Kamon, et. al., *Nucl. Instrum. Meth.* **213**, 216 (1983)
- [Kar 97] J. Karrer,  
<http://cip.physik.uni-wuerzburg.de/~cip307/>
- [Kle 87] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag Stuttgart (1987)
- [Kut 71] J. Kuti, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **D 4**, 3418 (1971)
- [Lon 98a] J. T. Londergan, *Nucl. Phys.* **A 629**, 457 (1998)
- [Lon 98b] J. T. Londergan, A. W. Thomas, *Prog. Nucl. Phys.* **41**, 49 (1998)
- [Lor 00] W. Lorenzon et. al., DESY red report 00-160 (2000), an *Nucl. Instrum. Meth.* gesandt
- [MRS 95] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, *Phys. Rev.* **D 51**, 4756 (1995)
- [MRS 98] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, R. S. Thorne, *Eur. Phys. J.* **C 4**, 463 (1998)
- [Mel 97] W. Melnitchouk, J. C. Peng, *Phys. Lett.* **B 400**, 220 (1997)
- [Mel 98] W. Melnitchouk, J. Speth, A. W. Thomas, *Phys. Lett.* **B 435**, 430 (1998)
- [Mel 99] W. Melnitchouk, hep-ph/9906488 (1999)
- [Mel 00a] W. Melnitchouk, I. R. Afnan, F. Bissey, A. W. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5455 (2000)
- [Mel 00b] W. Melnitchouk, hep-ph/0006170
- [Mutech] Mutech Corp., <http://www.mutech.com/mv1000.htm>
- [Nac 72] O. Nachtmann, *Nucl. Phys.* **B 38**, 397 (1972)
- [Pet 00] G. G. Petratos et. al., nucl-ex/0010011 (2000)

- [Rob 90] R. G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge University Press (1990)
- [Sch 88] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag Berlin (1988)
- [Semicoa] Semicoa Semiconductors, 333 Mc Cormick Ave.  
Costa Mesa, CA 92626, USA  
<http://www.semicoa.com/>
- [Slo 88] T. Sloan, G. Smadja, R. Voss, *Phys. Rept.* **162**,45 (1988)
- [Sok 77] A. A. Sokolov und I. M. Ternov, *Soviet Physics-Doklady* **8**,17 (1977)
- [Ter 01] A. Terkulov, Hermes internal report 01-009
- [W1] Bayerische Metallwerke GmbH,  
Leitenweg 5, D-85221 Dachau  
<http://www.wolfram-industrie.com/>
- [W2] Metallwerk Plansee,Vertriebsgesellschaft mbH  
Schützenstraße 29, D-72574 Bad Urach
- [Wan 95] W. Wander, Proc. of CHEP 95, Rio de Janeiro (1995)
- [Wan 96] W. Wander, Rekonstruktion hochenergetischer Streuergebnisse im HERMES Experiment, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen (1996)
- [Whi 90] L. W. Whitlow et. al., *Phys. Lett.* **B 250**, 193 (1990)
- [Yan 00] U. K. Yang, A. Bodek, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5456 (2000)
- [Yan 98] U. K. Yang, A. Bodek, hep-ph/9806458 (1998)
- [Yan 99] U. K. Yang, A. Bodek, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2467 (1999)
- [Zap 96] K. Zapfe et. al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A 368**, 293 (1996)
- [Zeu 97] Zeus Collaboration, J. Breitweg et. al., *Z. Phys.* **C 74**, 207 (1997)

## **Danksagung**

Herrn Prof. Dr. K. Königsmann gilt mein besonderer Dank für die interessante Forschungstätigkeit und die tiefen Einblicke in die Teilchenphysik, die mir durch die Aufnahme in diese Arbeitsgruppe ermöglicht wurden.

Stets hilfsbereit bei Fragestellungen aller Art waren mir die Kollegen Dr. J. Franz, Dr. H. Fischer Dr. F.-H. Heinsius und Dr. A. Simon, bei denen ich mich hiermit für die vielen Antworten bedanken möchte.

Prof. Dr. W. Lorenzon und Dr. A. Most standen mir während der Arbeit am longitudinalen Polarimeter und am Kalorimeter hilfreich zur Seite, vielen Dank dafür und ebenso für die heiteren Stunden außerhalb der Dienstzeit.

Den Mitstreitern M. Beckmann, S. Brauksiepe, F. Menden M. Ruh und Chr. Schill möchte ich für die interessanten Stunden bei den systematischen Studien am Polarimeter, den Teststrahlungsmessungen und anregenden Diskussionen danken.

Ohne die Hilfe von G. Braun, R. Fastner und U. Mück hätten sich die Projekte „obscura“, Photodioden und Kalorimeter wesentlich verkompliziert. Vielen Dank an dieser Stelle für die großartige Zusammenarbeit.

Dr. Y. Holler und W. Beckhusen halfen bei technischen Problemen am DESY stets unkompliziert und eröffneten durch lebendige Diskussionen, auch außerhalb des rein Fachlichen, einen weiteren Aspekt, der das Leben in Hamburg zu einem Erlebnis werden ließ.

The long stay at Hamburg would have not been so much fun w/o the international members of the HERMES-Collaboration. Thank you *all* for the nice experience in such a pleasant environment.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Mutter und meiner Großmutter, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

