Aufbau eines Spurtriggers bei HERA-B mit GEM-MSGC-Detektoren

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Diplom-Physiker Stefan Keller

aus Landau/Pfalz

eingereicht beim Fachbereich 7
der Universität-Gesamthochschule Siegen

Siegen 2001

Namen der Gutachter:	Prof. Dr. G. Zech Prof. Dr. N. Pavel
Datum der Disputation:	13. Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die $\mathcal{CP}$-Verletzung ist eines der noch nicht vollständig verstandenen Phänomene in der Physik. Der HERA-B-Detektor wurde entwickelt, um die $\mathcal{CP}$-Verletzung in Zerfällen neutraler B-Mesonen zu untersuchen und die Resultate mit den Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik zu vergleichen. Die B-Mesonen werden bei der Kollision von Protonen aus dem Strahl des HERA-Beschleunigers mit Nukleonen in einem Draht erzeugt. Auf etwa 10^6 inelastische Wechselwirkungen kommt ein $b\bar{b}$-Paar, weshalb eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz notwendig ist, um eine ausreichende Anzahl interessanter Ereignisse zu erzeugen. Dadurch entsteht ein sehr hoher Teilchenfluß, der vergleichbar mit den Teilchenflüssen in den geplanten Experimenten am LHC am CERN ist. Ein technisch ausgefeiltes Trigger- und Datennahmesystem ist notwendig, daß aus der Vielzahl von Teilchenspuren die interessanten Ereignisse herausfiltert.

Der Innere und der Äußere Spurdetektor sowie der Vertex-Detektor dienen zur Spurrekonstruktion der Teilchen. Das Innere Spurkammersystem (ITR) besteht aus 184 Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGCs) mit einer internen Vorverstärkung (GEM-Folie) im Gasraum. Die Kammern des ITR sind auf 10 Stationen entlang des Strahlrohrs verteilt und besitzen insgesamt etwa 140.000 Auslesestreifen. Vier Stationen des ITR liefern Spurinformationen zur ersten Triggerstufe.

Bei der Entwicklung der Kammern und der Ausleseelektronik des ITR gab es erhebliche Schwierigkeiten, die den Aufbau und die Inbetriebnahme des Systems um mehr als 2 Jahre verzögerten. Insbesondere die Trigger-Elektronik war nur schwer zu betreiben. In dieser Arbeit wird beschrieben, wie die Trigger-Elektronik des ITR zu einem einsatzbereiten System optimiert wurde. Aufgrund der Ergebnisse wurde entschieden, daß der Spurtrigger des ITR in diesem Jahr eingebaut wird.

Kapitel 1

Das HERA-B-Experiment

In diesem Kapitel wird erläutert, wie die $\mathcal{CP}$-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung entdeckt wurde und wie sie theoretisch im Standardmodell erklärt wird. Im Anschluß wird der Aufbau des HERA-B-Detektors dargestellt. Dieser wurde entwickelt, um die $\mathcal{CP}$-Verletzung im System der neutralen B-Mesonen zu untersuchen. Die erste Triggerstufe von HERA-B wird detailliert beschrieben, da der Beitrag des Inneren Spurdetektors zu der ersten Triggerstufe das Thema der vorliegenden Arbeit darstellt.

1.1 Physikalische Motivation

1.1.1 Symmetrieoperationen

In der modernen Teilchenphysik werden Symmetrien und deren eventuelle Verletzungen in der mikroskopischen Welt untersucht. Das $\mathcal{CPT}$-Theorem des Standardmodells besagt, daß jede Feldtheorie invariant unter dem Produkt der Transformationen $\mathcal{C}, \mathcal{P}$ und $\mathcal{T}$ ist. Dabei bedeutet:

$\mathcal{C}$: Teilchen-Antiteilchenspiegelung (Ladungskonjugation)
Ein Teilchen wird durch sein Antiteilchen ersetzt.

$\mathcal{P}$: Raumspiegelung (Parität)
Alle physikalischen Größen eines Prozesses werden am Koordinatenursprung gespiegelt.

$\mathcal{T}$: Zeitumkehr
Die Zeitkoordinate t wird mit -t vertauscht.

Bisherige Messungen konnten das $\mathcal{CPT}$-Theorem nicht widerlegen. Prozesse, die durch die elektromagnetische oder die starke Wechselwirkung ablaufen, sind unter der Anwendung einer einzigen oder einer Kombination der drei Transformationen erhalten. Hingegen wurde in Zerfällen der schwachen Wechselwirkung die Verletzung der $\mathcal{C}$ und $\mathcal{P}$-Transformation des jeweils beobachteten Systems entdeckt. Eine gemeinsame Anwendung der beiden Transformationen $\mathcal{C}$ und $\mathcal{P}$ ergab jedoch einen in der Natur realisierten Prozeß. Im nächsten Abschnitt wird dargestellt, wie die CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung entdeckt wurde und wie sie theoretisch im Standardmodell erklärt wird.

1.1.2 Entdeckung der $\mathcal{CP}$-Verletzung im $K^0 - \bar{K}^0$-System

Das K^0- und das $\bar{K}^0$-Meson sind Eigenzustände der Strangeness, die in Reaktionen der starken Wechselwirkung erzeugt werden. Sie können über die schwache Wechselwirkung in zwei oder drei π-Mesonen zerfallen. Die entstehenden Pionzustände sind Eigenzustände zum $\mathcal{CP}$-Operator:

$$\mathcal{CP}\left|\pi\pi\right\rangle = +\left|\pi\pi\right\rangle \qquad \mathcal{CP}\left|\pi\pi\pi\right\rangle = -\left|\pi\pi\pi\right\rangle \tag{1.1}$$

Allerdings gilt für die Eigenzustände der K^0-Mesonen:

$$\mathcal{CP}\left|K^0\right\rangle = -\left|\bar{K}^0\right\rangle \qquad \mathcal{CP}\left|\bar{K}^0\right\rangle = -\left|K^0\right\rangle \tag{1.2}$$

Folglich sind das K^0- und das $\bar{K}^0$-Meson keine Eigenzustände zum $\mathcal{CP}$-Operator. Man kann jedoch durch lineare Überlagerung von K^0 und $\bar{K}^0$ Eigenzustände zum $\mathcal{CP}$-Operator konstruieren:

$$\left|K_1^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\left|\bar{K}^0\right\rangle - \left|K^0\right\rangle) \qquad \mathcal{CP}\left|K_1^0\right\rangle = +\left|K_1^0\right\rangle \tag{1.3}$$

$$\left|K_2^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\left|\bar{K}^0\right\rangle + \left|K^0\right\rangle) \qquad \mathcal{CP}\left|K_2^0\right\rangle = -\left|K_2^0\right\rangle \tag{1.4}$$

Experimentell findet man die zwei neutralen K-Mesonen K_L^0 und K_S^0, die unterschiedlich lange Lebensdauern[1] und verschiedene Verzweigungsverhältnisse ihrer Zerfallskanäle besitzen. Die mittleren Lebensdauern sind $\tau_S = (0,8935 \pm 0,0008) \times 10^{-10} s$ und $\tau_L = (5,17 \pm 0,04) \times 10^{-8} s$ [Pd00]. Das K_S^0 zerfällt praktisch zu 100 % in

[1] L steht für lange (engl. long) und S für kurze (engl. short) Lebensdauer.

zwei Pionen. Der Zerfall in drei Pionen ist sehr stark unterdrückt. Hingegen zerfällt das K_L^0 mit einem Verzweigungsverhältnis von 34 % in drei Pionen, wodurch seine längere Lebensdauer erklärt werden kann. Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Teilchens ist proportional zu dem Phasenraum der Zerfallsprodukte. Dieser ist bei einem Zerfall in drei Pionen kleiner.

Identifiziert man das K_S^0 mit K_1^0 und K_L^0 mit K_2^0, so wäre die $\mathcal{CP}$-Transformation in dem schwachen Zerfall der Teilchen erhalten. Die K^0-$\bar{K}^0$-Mesonen werden in Prozessen der starken Wechselwirkung erzeugt und zerfallen mit gleicher Wahrscheinlichkeit entweder als K_L^0 oder als K_S^0.

Christensen et al. fanden 1964 jedoch, daß die K_L^0-Mesonen mit einem Verzweigungsverhältnis von 2,03 $\times$ 10^{-3} in zwei Pionen (π^+, π^-) zerfallen [Ch64]. Im K_L^0-Meson befindet sich demnach noch ein kleiner, die $\mathcal{CP}$-Transformation verletzender Anteil. Man drückt die beiden experimentell auftretenden Zustände auf folgende Weise aus:

$$\begin{aligned} \left|K_L^0\right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(\varepsilon\left|K_1^0\right\rangle + \left|K_2^0\right\rangle) \\ \left|K_S^0\right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(\left|K_1^0\right\rangle + \varepsilon\left|K_2^0\right\rangle) \end{aligned} \tag{1.5}$$

Die komplexe Zahl ε ist ein Maß für die $\mathcal{CP}$-Verletzung. Es stellt sich die Frage, ob das K_L^0 in zwei Pionen zerfällt, weil ein kleiner Anteil von K_1^0 in ihm enthalten ist und dieser K_1^0-Anteil dann unter $\mathcal{CP}$-Erhaltung zerfällt, oder ob der $\mathcal{CP}$-Eigenzustand K_2^0 direkt unter $\mathcal{CP}$-Verletzung in zwei Pionen zerfällt. Beide Möglichkeiten können natürlich auch zusammen eintreten.

Untersuchungen zur Unterscheidung zwischen direkter und indirekter $\mathcal{CP}$-Verletzung können in den Zerfällen $K_{L,S}^0 \longrightarrow (\pi^+\pi^-), (\pi^0\pi^0)$ gemacht werden. Eine theoretische Analyse liefert die folgenden Ergebnisse für die Zerfallsamplituden [Le96]:

$$\frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = \varepsilon + \varepsilon' \qquad \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} = \varepsilon - 2\varepsilon' \tag{1.6}$$

Falls die komplexe Zahl ε' gleich Null ist, gibt es keine direkte $\mathcal{CP}$-Verletzung. Dann wäre die $\mathcal{CP}$-Verletzung indirekt. Sie ließe sich durch die ε-Beimischung des K_1^0 mit Hilfe einer superschwachen Wechselwirkung erklären [Wo64]. Aktuelle Meßwerte für ε und ε' sind [Pd00]:

$$\varepsilon = (2,271 \pm 0,017) \times 10^{-3} \qquad Re(\varepsilon'/\varepsilon) = (2,1 \pm 0,5) \times 10^{-3}$$

Der Nachweis für direkte $\mathcal{CP}$-Verletzung ist sehr klein und mit einem relativ großen Fehler behaftet. Im Standardmodell kann man die $\mathcal{CP}$-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung durch die Existenz einer komplexen Phase in der CKM-Matrix erklären. Im $B^0 - \bar{B}^0$-System erwartet man deutlich stärkere Effekte der $\mathcal{CP}$-Verletzung, weshalb sich HERA-B zum Ziel gesetzt hatte, dieses Phänomen zu untersuchen.

1.1.3 Beschreibung der $\mathcal{CP}$-Verletzung im Standardmodell

Die CKM-Matrix

Zahlreiche Experimente haben zu der Erkenntnis geführt, daß die Massen-Eigenzustände der Quarks in der starken Wechselwirkung nicht identisch mit denjenigen Quark-Zuständen sind, die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Den Zusammenhang zwischen diesen Zuständen beschreibt die sogenannte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [Ko73]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

Damit die d', s', b' - Zustände auf eindeutige Weise durch die d, s, b - Zustände dargestellt werden, muß die CKM-Matrix unitär sein. Die einzelnen Elemente der Matrix sind ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den indizierten Quarks. Sie werden aus den jeweiligen schwachen Zerfällen der Quarks bestimmt. Aus der Unitaritäts-Bedingung ergeben sich neun Gleichungen:

$$\begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

Daraus folgt, daß die CKM-Matrix mit neun reellen Parametern dargestellt werden kann. In den sechs Wellenfunktionen der Quarks können fünf Phasen absorbiert werden. Somit läßt sich die CKM-Matrix durch vier unabhängige Parameter darstellen, die experimentell bestimmt werden müssen. Die Wahl der expliziten Darstellung der CKM-Matrix ist frei. Cabibbo beschrieb die Mischung zwischen den s- und d-Quarks als eine Drehung um den Winkel $\Theta_{Cabibbo}$ [Ca63]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\Theta_C & sin\Theta_C \\ -sin\Theta_C & cos\Theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

Eine approximative Darstellung nach Wolfenstein [Wo83], in der die CKM-Matrix nach dem kleinen Mischungswinkel $\sin\Theta_C = \lambda \approx 0,22$ entwickelt wird, ist die folgende:

$$V_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

A, ρ und η sind reelle Parameter, die so gewählt sind, daß die Matrix unitär ist. Die Wolfensteinparameterisierung macht die Rangordnung der einzelnen Elemente deutlich und ist nützlich für das Studium der $\mathcal{CP}$-Verletzung in seltenen B-Zerfällen. Die Existenz eines komplexen Phasenfaktors erlaubt die Beschreibung der $\mathcal{CP}$-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells. In der Wolfensteinparameterisierung bedeutet dies, daß η ungleich Null ist.

Unitaritätsdreieck

Aus der Unitaritäts-Bedingung 1.8 entnimmt man die folgende Gleichung:

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \tag{1.11}$$

Die Gleichung 1.11 ist nützlich, da sie die beiden Elemente V_{ub} und V_{td} enthält, in denen die komplexe Phase η vorhanden ist. Aus der Wolfensteinparameterisierung (Gl. 1.10) folgen die Näherungen:

$$V_{cd} \approx -\lambda \qquad V_{tb}^* \approx 1 \qquad V_{ud} \approx 1 \tag{1.12}$$

Setzt man die Näherungen in die Gleichung 1.11 ein, so ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{V_{ub}^*}{|\lambda V_{cb}|} + \frac{V_{td}}{|\lambda V_{cb}|} = 1 \tag{1.13}$$

Die Gleichung 1.13 beschreibt ein Dreieck (Abb. 1.1) in der (ρ, η)-Ebene, dessen Grundlinie von der Länge 1 auf der reellen ρ-Achse liegt. Die Position der Spitze des Dreiecks wird durch die Längen $V_{ub}^*/|\lambda V_{cb}| = \rho + i\eta$ und $V_{td}/|\lambda V_{cb}| = 1 - \rho - i\eta$ bestimmt. Die Fläche des Dreiecks ist proportional zu η und somit ein Maß für die $\mathcal{CP}$-Verletzung.

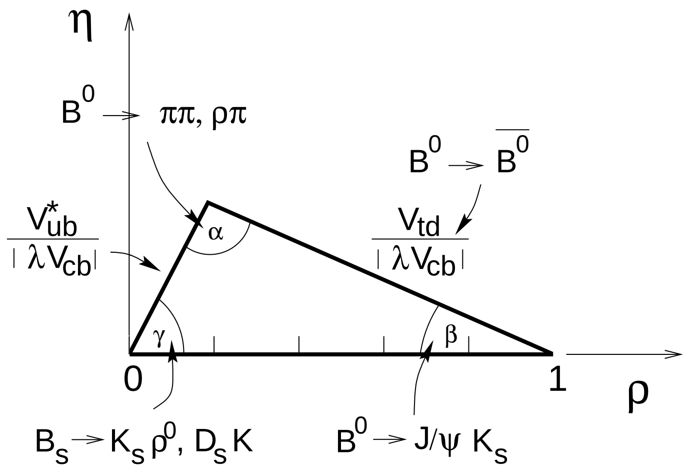


Abbildung 1.1: Unitaritätsdreieck in der (ρ, η)-Ebene für B-Mesonzerfälle. Die Bestimmung der Winkel folgt aus den $\mathcal{CP}$-Asymmetrien, die der Seitenlängen aus den eingetragenen Zerfällen [Lo94].

1.1.4 $\mathcal{CP}$-Verletzung im $B^0 - \bar{B}^0$-System

Neutrale B-Mesonen können durch flavor-ändernde Wechselwirkungen ihre jeweiligen Antiteilchen übergehen. Die zeitliche Abhängigkeit des $B^0 - \bar{B}^0$-System wird in der Massen- und Zerfallsmatrix ausgedrückt [Le96]:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - i\Gamma/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & M - i\Gamma/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0(t) \\ \bar{B}^0(t) \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Die Einhaltung der $\mathcal{CPT}$-Invarianz verlangt, daß die beiden diagonalen Matrixelemente gleich sind. Diagonalisiert wird die Gleichung mit den Massen-Eigenzuständen B_L^0 und B_H^0[2]:

$$\begin{aligned} |B_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \left(p\,|\bar{B}^0\rangle - q\,|B^0\rangle\right) \\ |B_H^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \left(p\,|\bar{B}^0\rangle + q\,|B^0\rangle\right) \end{aligned} \tag{1.15}$$

Die Bedeutungen von p und q sind:

[2] L steht für leicht und H für schwer (engl. heavy).

$$\frac{p}{q} = \left|\frac{p}{q}\right| e^{2i\Phi_M} = \pm\sqrt{\frac{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}} \tag{1.16}$$

Die beiden Vektoren sind keine Eigenzustände zur $\mathcal{CP}$-Transformation, wenn $|p/q| \neq 1$ (vgl. Eigenzustände im K^0-System in Gl. 1.5). Die zur Gleichung 1.14 gehörenden Eigenwerte sind:

$$m_L - i\frac{\Gamma_L}{2} \quad \text{und} \quad m_H - i\frac{\Gamma_H}{2} \tag{1.17}$$

Dabei gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} m_{L,H} &= M \pm Re\sqrt{(M_{12} - i\Gamma_{12}/2)(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2)} \\ \Gamma_{L,H} &= \Gamma \mp Im\sqrt{(M_{12} - i\Gamma_{12}/2)(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2)} \end{aligned} \tag{1.18}$$

$$M = \frac{(m_L + m_H)}{2} \qquad \Gamma = \frac{(\Gamma_L + \Gamma_H)}{2} \tag{1.19}$$

Setzt man die Eigenvektoren (Gl. 1.15) in Gleichung 1.14 ein, so erhält man die zeitliche Entwicklung der Eigenzustände B_L^0 und B_H^0:

$$|B_{L,H}(t)\rangle = e^{-(im_{L,H}+\Gamma_{L,H}/2)t}\,|B_{L,H}(0)\rangle \tag{1.20}$$

Mit Hilfe der Gleichungen 1.15 und 1.20 erhält man die zeitliche Entwicklung eines B^0 ($\bar{B}^0$)-Mesons. Bildet man $\langle B^0(t)|B^0(t)\rangle$, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein ursprüngliches B^0 in ein $\bar{B}^0$ gewandelt hat:

$$\begin{aligned} P(B^0 \to B^0) &\approx \frac{(\Gamma_L + \Gamma_H)}{2} e^{-(\Gamma_L+\Gamma_H)t}(1 + cos\Delta mt) \\ P(\bar{B}^0 \to \bar{B}^0) &\approx \frac{(\Gamma_L + \Gamma_H)}{2} e^{-(\Gamma_L+\Gamma_H)t}(1 + cos\Delta mt) \\ P(B^0 \to \bar{B}^0) &\approx \frac{(\Gamma_L + \Gamma_H)}{2} e^{-(\Gamma_L+\Gamma_H)t}(1 - \left|\frac{p}{q}\right|^2 cos\Delta mt) \\ P(\bar{B}^0 \to B^0) &\approx \frac{(\Gamma_L + \Gamma_H)}{2} e^{-(\Gamma_L+\Gamma_H)t}(1 - \left|\frac{q}{p}\right|^2 cos\Delta mt) \end{aligned} \tag{1.21}$$

Hierbei wird vorausgesetzt, daß für das $B_d^0 - \bar{B}_d^0$-System die Beziehung 1.22 gilt.

$$(\Gamma_H - \Gamma_L) \ll (m_H - m_L) = \Delta m \tag{1.22}$$

Die Übergänge $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ können störungstheoretisch in den sogenannten Box-Diagrammen berechnet werden (Abb. 1.2). Sie werden durch die Matrixelemente V_{tb} und V_{td} beschrieben. Damit erhält man mit der Wolfensteinnäherung (Gl. 1.10) und dem Unitaritätsdreieck (Abb. 1.1) für die Beziehung 1.16 [Le96]:

$$\frac{p}{q} \approx \pm\sqrt{\frac{M_{12}}{M_{12}^*}} \approx \frac{V_{tb}V_{td}^*}{V_{tb}^*V_{td}} = e^{2i\Phi_{td}} = e^{2i\beta} \tag{1.23}$$

$\mathcal{CP}$-Verletzung tritt ein, wenn β ungleich Null ist. Dies bedeutet, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ unterschiedlich sein müssen.

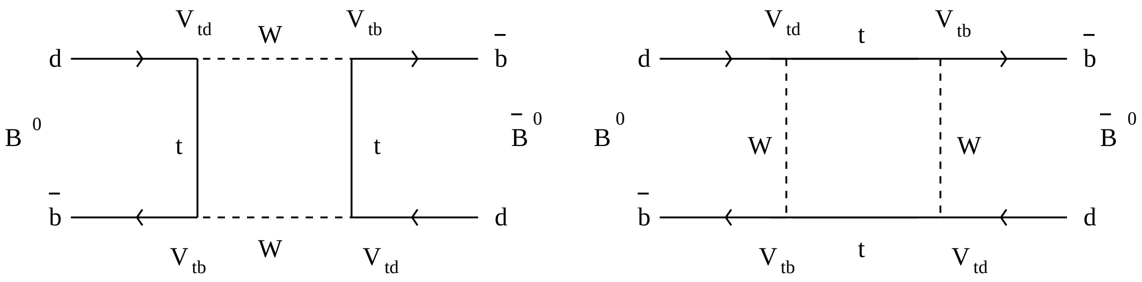


Abbildung 1.2: Box-Diagramme der $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$-Mischung.

Der goldene Zerfall

Die Zerfallsamplitude eines B-Mesons in einen Endzustand f wird auf die folgende Weise beschrieben:

$$A(B^0 \to f) = A_f e^{i\delta} e^{i\alpha} \qquad \bar{A}(\bar{B}^0 \to f) = \bar{A}_f e^{i\bar{\delta}} e^{i\bar{\alpha}} \tag{1.24}$$

A ist der Betrag der Amplitude, δ die Phase des Produkts der beteiligten CKM-Matrixelemente und α die Phase durch die starke Wechselwirkung. Beim „goldenen“ Zerfall $B^0(\bar{B}^0) \to J/\Psi + K_S^0$ (Abb. 1.3) ist der Endzustand f ein $\mathcal{CP}$-Eigenzustand. Beide neutralen B-Mesonen können in den $\mathcal{CP}$-Eigenzustand zerfallen. Die Beträge der beiden Zerfallsamplituden und die Phasen der starken Wechselwirkung sind gleich. Sie unterscheiden sich nur in der Phase der schwachen Wechselwirkung [Le96]:

$$\left|A(B^0 \to f)\right|^2 = \left|\bar{A}(\bar{B}^0 \to f)\right|^2 \tag{1.25}$$

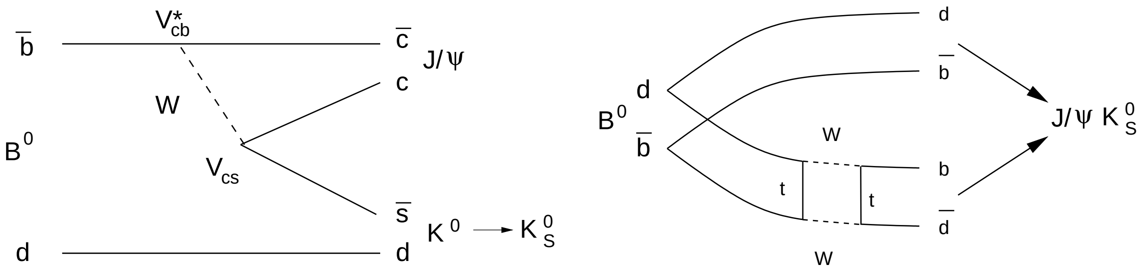


Abbildung 1.3: Links: Feynman-Graph des „goldenen" Zerfalls. Rechts: Die beiden auftretenden Amplituden des „goldenen" Zerfalls.

Die zeitabhängige Asymmetrie $a_{CP}(t)$ ist definiert durch die folgenden Zerfallsraten Γ:

$$a_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \to f) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \to f)}{\Gamma(B^0(t) \to f) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \to f)} \tag{1.26}$$

Wenn $a_{CP}(t)$ ungleich Null ist, findet eine $\mathcal{CP}$-Verletzung statt. Beim „goldenen" Zerfall müssen zwei Amplituden berücksichtigt werden: Der direkte Zerfall in den Endzustand (J/Ψ, K^0_S) und der Zerfall in den Endzustand nach einem Übergang in das Antiteilchen (Abb. 1.3 rechts). Da die Übergangselemente V_{cb}, V_{cs} und V_{tb} in der Wolfensteinnäherung reell sind, trägt nur V_{td} bei (Gl. 1.23). Unter Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung (Gl. 1.20, 1.15) der B-Mesonen ergeben sich die Zerfallsraten zu [Le96]:

$$\Gamma(B^0(t) \to J/\Psi K^0_S) \sim e^{-\Gamma}(1 + \sin 2\beta \sin \Delta m t) \tag{1.27}$$
$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \to J/\Psi K^0_S) \sim e^{-\Gamma}(1 - \sin 2\beta \sin \Delta m t) \tag{1.28}$$

Setzt man diese Zerfallsraten in den Ausdruck für die Asymmetrie ein, so erhält man:

$$a_{CP}(t) = \sin 2\beta \sin \Delta m t \tag{1.29}$$

Die Lebensdauer der neutralen B-Mesonen ist sehr kurz ($\tau_{B^0} \approx 1,6 \times 10^{-12} s$). Die Teilchen zerfallen, durch ihre relativ große Geschwindigkeit bei HERA-B, nach einer mittleren Zerfallslänge von etwa 10 mm im Laborsystem. Die zeitlich integrierte Asymmetrie liefert [Lo94]:

$$a_{CP} = \sin 2\beta \frac{x}{1+x^2} \qquad \text{mit} \qquad x = \Delta m \tau_{B^0} \tag{1.30}$$

Der sogenannte Mischungsparameter x wurde experimentell bestimmt. Er beträgt 0,72 [Pd00]. Durch das Abzählen der Zerfälle $B^0 \to J/\Psi K_S^0$ und $\bar{B}^0 \to J/\Psi K_S^0$ erhält man somit den Winkel β des Unitaritätsdreiecks.

Identifizierung des „goldenen" Zerfalls

Im Detektor muß bestimmt werden, ob in dem beobachteten Zerfall ein B^0 oder ein $\bar{B}^0$ im Ausgangszustand vorhanden war, da beide ineinander übergehen können bevor sie zerfallen. In Reaktionen der starken Wechselwirkung werden b-Quarks und $\bar{b}$-Quarks paarweise erzeugt. Deshalb wird bei der Erzeugung eines neutralen B-Mesons gleichzeitig noch eine weiteres B-Meson erzeugt. Bei HERA-B werden die semileptonischen Zerfälle der geladenen B-Mesonen ausgenutzt, um das neutrale B-Meson des Ausgangszustands zu identifizieren (engl. tagging). In Abbildung 1.4 ist eine typische Reaktion dargestellt. In der pN-Reaktion entsteht ein $b - \bar{b}$-Paar:

- Das $\bar{b}$-Quark hadronisiert in ein B^0, das nach einer mittleren Weglänge von ca. 12 mm in ein J/Ψ und ein K_S^0 zerfällt. Das J/Ψ zerfällt aufgrund seiner kurzen Lebensdauer direkt in ein Leptonpaar. Das K_S^0 zerfällt nach einer mittleren Weglänge von etwa 1 m in zwei geladene Pionen. Dieser Zerfallsprozeß ergibt eine eindeutige Signatur und der HERA-B-Detektor ist so aufgebaut, daß er diese identifizieren kann.
- Das b-Quark hadronisiert in ein B^-, das in ein geladenes Lepton (Leptontag) und ein D-Meson zerfällt. Das D-Meson zerfällt wiederum in ein geladenes Kaon (Kaontag). Das B^- wird durch das Lepton und das Kaon identifiziert. Folglich muß der HERA-B-Detektor neben Leptonen und Pionen auch Kaonen identifizieren können.

1.2 Der Strahl

Das Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg ist ein Forschungsinstitut, an dem Teilchenbeschleuniger zur Untersuchung der Materie aufgebaut sind. Der

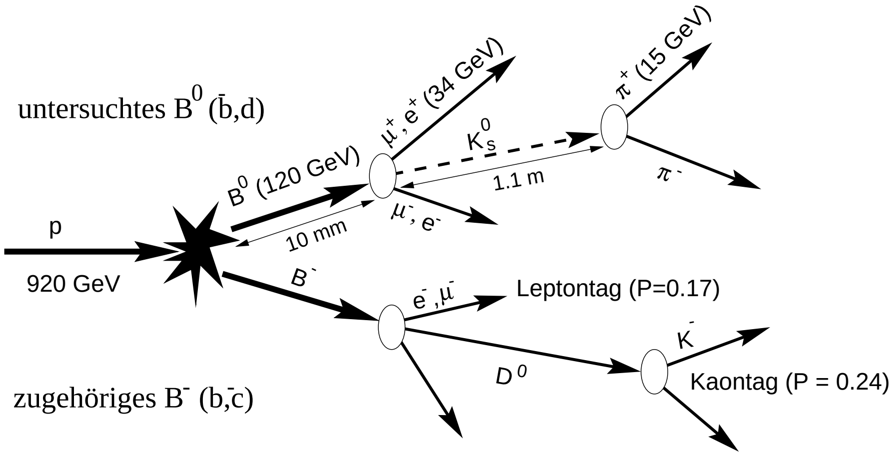


Abbildung 1.4: Ein „goldener" Zerfall des B^0-Mesons und Zerfall des gleichzeitig erzeugten B^-, der zur Identifikation des B^0 dient. Die typischen Energien und die Nachweiswahrscheinlichkeiten P sind mit eingetragen.

größte Speicherring für Teilchen ist HERA[3] mit einem Umfang von 6336 Meter. Protonen und Positronen (oder wahlweise Elektronen) werden durch Vorbeschleuniger beschleunigt und im Ring mit End-Energien von $E_{\text{Proton}}= 920$ GeV und $E_{\text{Elektron}}=$ 27,5 GeV in entgegengesetzter Bewegungsrichtung gespeichert. In Abbildung 1.5 ist die Anordnung der Beschleuniger auf dem DESY-Gelände dargestellt.

Im LINAC III[4] werden negativ geladene Wasserstoffionen auf 50 MeV beschleunigt. Anschließend werden die Elektronen abgestreift und die erzeugten Protonen in DESY III injiziert. Dort werden die Protonen in elf Bunche[5], mit einem Abstand von je 96 ns gebündelt und auf eine Energie von 7,5 GeV beschleunigt. Zehn dieser Bunche werden in sechs Bunchzügen in PETRA[6] eingeschossen, wo ihre Energie auf 40 GeV erhöht wird. Danach werden die Protonen in HERA injiziert und auf ihre End-Energie beschleunigt. In Abbildung 1.6 ist das idealisierte Füllschema von HERA dargestellt. Zehn aufeinanderfolgende Bunche sind mit Protonen gefüllt (DESY III-Füllung), gefolgt von einer einen Bunch breiten Lücke. Am Ende von sechs solchen Paketen (entsprechend einer PETRA-Füllung) befinden sich jeweils zwei sogenannte Pilot-Bunche, denen keine Positronen-Bunche als Kollisionspartner zugeordnet sind. Danach folgt eine Bandlücke von fünf Bunches. HERA ist gefüllt mit drei PETRA-Zügen, auf die eine 15 Bunche breite Kickerlücke folgt, in welcher der Protonen-Strahl sicher aus dem Beschleuniger entfernt werden kann.

[3] Hadron-Elektron-Ring-Anlage
[4] Linear Accelerator, englisch für Linearbeschleuniger
[5] Teilchenpakete
[6] Positronen-Elektronen-Tandem-Ring-Anlage

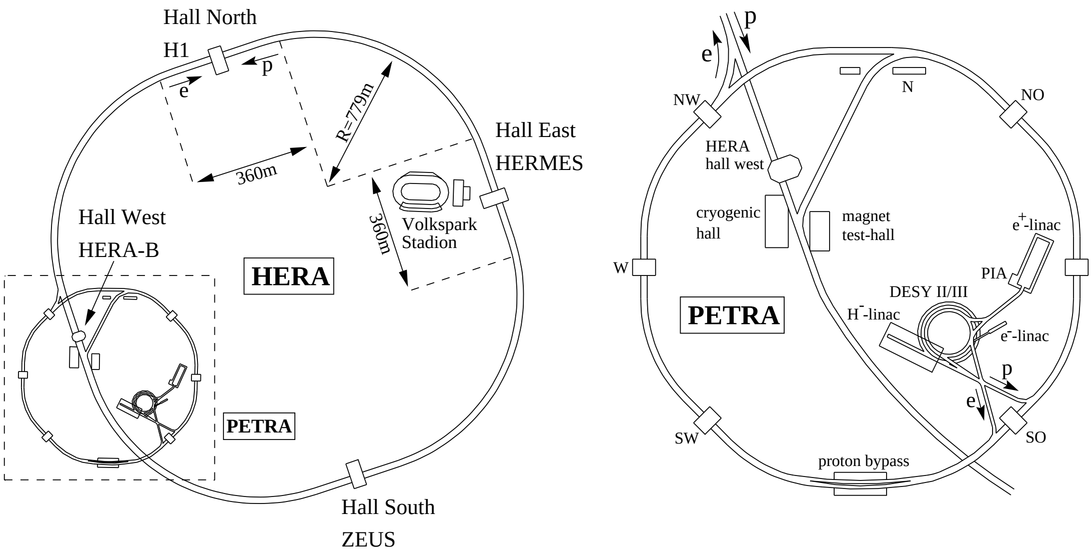


Abbildung 1.5: Links: Schematische Ansicht des Speicherrings HERA. In den Hallen Nord und Süd werden die Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. HERA-B befindet sich in Halle West. Rechts: Schematische Ansicht der Vorbeschleuniger.

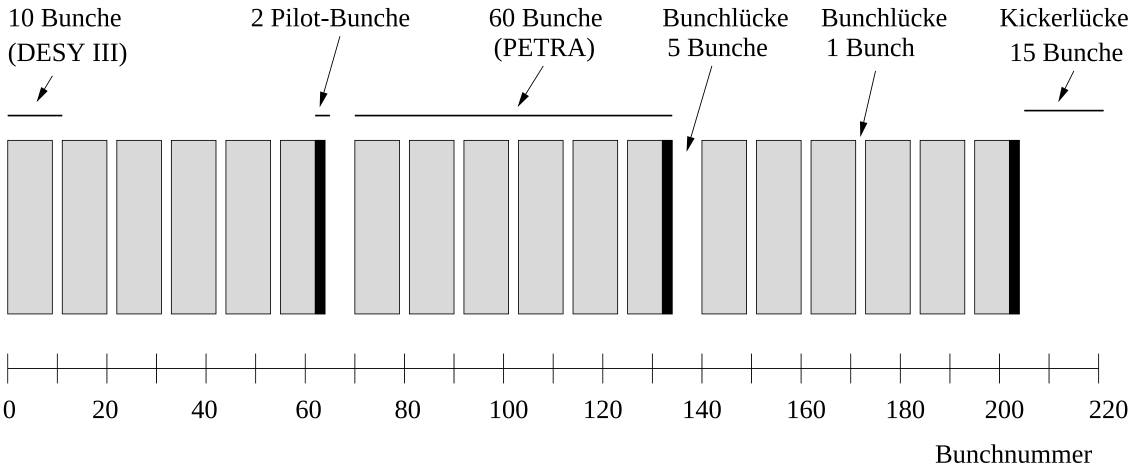


Abbildung 1.6: Das Bunchcrossing-Spektrum des Protonen-Strahls von HERA.

Die Elektronen bzw. Positronen werden im LINAC II auf 450 MeV beschleunigt und im PIA[7] zwischengespeichert. In DESY II (8 GeV) und PETRA II (12 GeV) werden die Elektronen weiter vorbeschleunigt. Anschließend werden sie in HERA injiziert, wo sie auf ihre End-Energie beschleunigt werden.

Am HERA-Speicherring gibt es vier Wechselwirkungszonen, in denen jeweils ein Experiment angesiedelt ist. In der westlichen Wechselwirkungszone ist HERA-B aufgebaut. HERA-B nutzt nur den Protonen-Strahl und bringt ihn zur Kollision mit einem feststehenden Draht-Target[8]. Die drei anderen Experimente befinden sich in den anderen Experimentierhallen. „H1“ (Halle Nord) und „ZEUS“ (Halle Süd) sind Kollisionsexperimente, die die inelastische Wechselwirkungen von Protonen mit Elektronen bzw. Positronen untersuchen. „HERMES“ (Halle Ost) untersucht die Wechselwirkung polarisierter Elektronen und Positronen mit einem polarisierten Gastarget.

1.3 Der HERA-B-Detektor

1.3.1 Erzeugung der B-Mesonen

Bei HERA-B werden die B-Mesonen durch inelastische Proton-Nukleon Wechselwirkungen zwischen den Protonen des HERA-Protonen-Strahls und einem festen Target erzeugt. Das Target besteht aus acht 50 μm starken Drähten, die separat von vier Seiten an den Strahl herangefahren werden. Durch Variation der radialen Position der Drähte erhält man unterschiedliche Wechselwirkungsraten.

Das HERA-B Proposal [Lo94] enthält eine grobe Abschätzung der notwendigen Wechselwirkungsrate, die für eine Meßgenauigkeit des Winkels $\sin\beta$ des Unitaritätsdreiecks (Abb. 1.1) von $\Delta \sin 2\beta \approx 0,1$ notwendig ist. Zur Erzielung dieser Meßgenauigkeit müssen etwa 2000 „goldene“ Zerfälle identifiziert werden. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{b\bar{b}}}$ für die Erzeugung von B-Mesonen ist bisher nur ungenau bestimmt und soll von HERA-B gemessen werden. Auf etwa 10^6 inelastische Wechselwirkungen kommt im Schnitt ein $b\bar{b}$-Paar. Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\mathrm{B}^0 \to \mathrm{J}/\psi \mathrm{K}^0_\mathrm{S} \to \mathrm{l}^+\mathrm{l}^-\pi^+\pi^-$ (Abb. 1.4) beträgt etwa 4,2 $\times 10^{-5}$. Mit einer Trigger- und Rekonstruktionseffizienz von 0,15 und einer Meßzeit von ungefähr 10^7 Sekunden pro Jahr ergibt sich eine notwendige Wechselwirkungsrate der Protonen mit dem Target von 40 MHz, um die gewünschten 2000 „goldenen“ Zerfälle zu erhalten.

[7] Positron/Elektron Akkumulator
[8] Ziel

1.3.2 Aufbau des HERA-B-Detektors

Bei einer Targetrate von 40 MHz beträgt der Teilchenfluß durch den Detektor bis zu 10^7 cm^{-2}s^{-1}. Der HERA-B-Detektor ist somit einer extremen Strahlenbelastung und hohen Teilchenraten ausgesetzt, wodurch hohe Anforderungen an die Subdetektoren gestellt werden. Die am Target erzeugten Teilchen fliegen, durch den hohen Impuls der Protonen, in einem Kegel um die ursprüngliche Protonrichtung weiter. Der HERA-B-Detektor ist ein Vorwärtsmagnetspektrometer, das 10 - 220 mrad des Öffnungswinkels der Teilchen in horizontaler Richtung und 10 - 160 mrad in vertikaler Richtung abdeckt. Abbildung 1.7 zeigt den schematischen Aufbau des HERA-B-Detektors.

Das Spurmeßsystem besteht aus einem Vertex-Detektor sowie inneren und äußeren Spurkammern. Die Granularität muß um so größer sein, je näher der Detektor am Wechselwirkungspunkt bzw. am Strahlrohr positioniert ist. Durch den Magnet, der ein integriertes Feld von 2,2 Tm erzeugt, werden die Flugbahnen der Teilchen

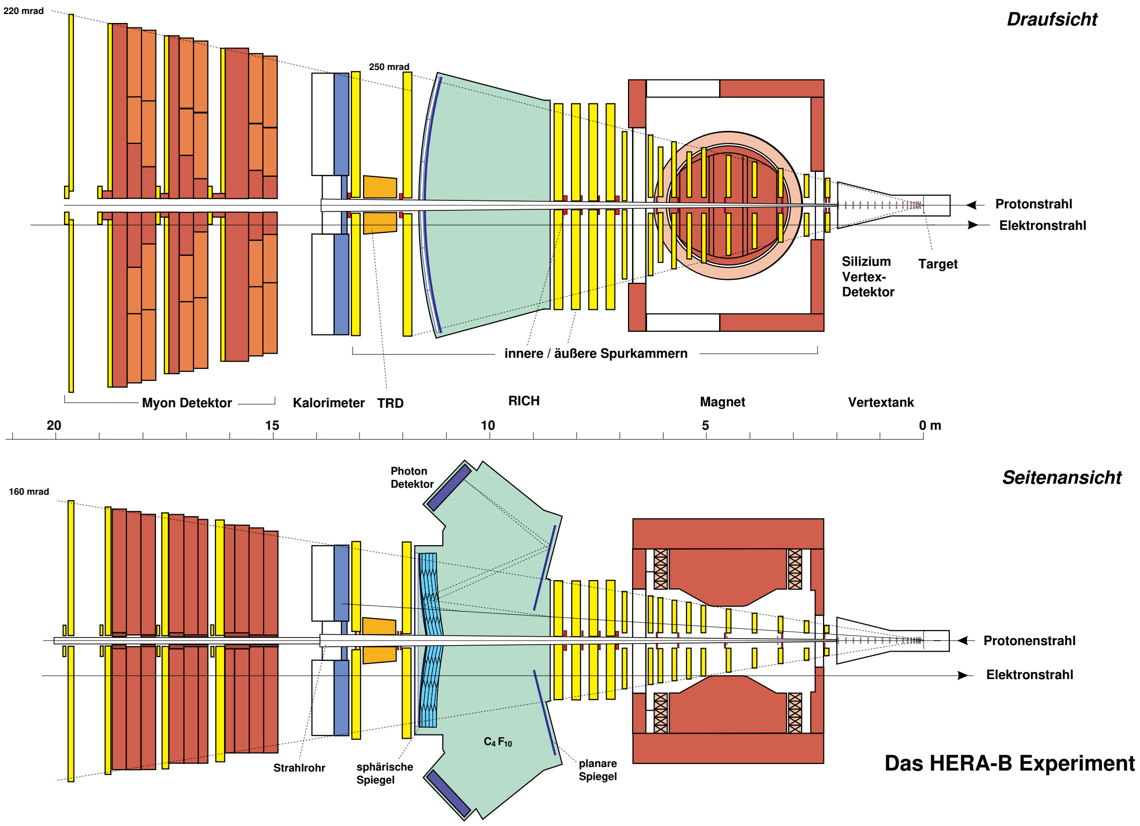


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung des HERA-B-Detektors (oben: Draufsicht, unten: Seitenansicht).

gekrümmt, wodurch eine Impulsbestimmung ermöglicht wird. Die Teilchenidentifikationen finden im RICH[9], im elektromagnetischen Kalorimeter sowie im Myon-Detektor statt.

Der Vertex-Detektor besteht aus Silizium-Streifen-Zählern, die zwischen den Target-Drähten und dem Magneten angebracht sind. Die Siliziummikrostreifen ermöglichen eine Auflösung von ungefähr 20 bis 30 μm in transversaler und 500 μm in longitudinaler Richtung. Dadurch kann der Wechselwirkungspunkt und der Sekundärvertex der B-Mesonen bestimmt werden.

Das Innere Spurkammersystem (ITR[10]) ermöglicht eine Spurrekonstruktion der Sekundärteilchen in einem Bereich vom Strahlrohr bis zu einem Abstand von 30 cm. Auf das Innere Spurkammersystem wird in Kapitel 2 eingegangen.

Das Äußere Spurkammersystem (OTR[11]) deckt den Bereich mit einem Abstand von 20 cm vom Stahlrohr bis zu dem Winkelabstand von 220 mrad von der Strahlachse ab. Es besteht aus sogenannten Honeycomb-Driftkammern. Die Zellgröße der „Honigwaben“ beträgt im inneren Bereich 5 mm und im äußeren Bereich 10 mm.

Der RICH besteht aus einem Tank, der mit dem Radiatorgas C_4F_{10} gefüllt ist. Er nutzt das darin emittierte Čerenkov-Licht aus, um zwischen Pionen und Kaonen im Impulsbereich von etwa 3 - 50 GeV/c zu unterscheiden.

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) können Elektronen und Positronen identifiziert sowie Photonen-Energien bestimmt werden. Das ECAL ist aus sich abwechselnden Blöcken von Absorber- und Szintillatormaterial aufgebaut. Es dient dazu, Elektronen aus dem Zerfall des J/Ψ zu finden und die Information an die erste Triggerstufe weiterzuleiten.

Der Myon-Detektor besteht aus drei Absorberlagen aus Beton und Eisen zwischen denen sich vier Detektorlagen befinden. Myonen wechselwirken deutlich weniger mit Materie als Hadronen, geladene Leptonen und Gamma-Quanten. Sie durchdringen die Absorberlagen und werden in den Gas-Detektorlagen nachgewiesen. Der Myonen-Detektor wird hauptsächlich im Trigger genutzt, um die beiden Myonen aus dem Zerfall des J/Ψ zu identifizieren.

1.3.3 Trigger und Datennahme

Die „goldenen Zerfälle“ sind bei HERA-B um einen Faktor 10^{11} gegenüber den inelastischen Wechselwirkungen unterdrückt. Deshalb muß das Trigger- und Datennahmesystem eine starke Datenreduktion vornehmen, um die interessanten Ereignisse

[9] Ring Imaging Čerenkov Counter, englisch für ringabbildender Čerenkov-Licht-Zähler.
[10] Inner Tracker
[11] Outer Tracker

in der Menge der Daten zu finden. In Abbildung 1.8 ist das mehrstufige Trigger- und Datennahmesystem abgebildet [Me97].

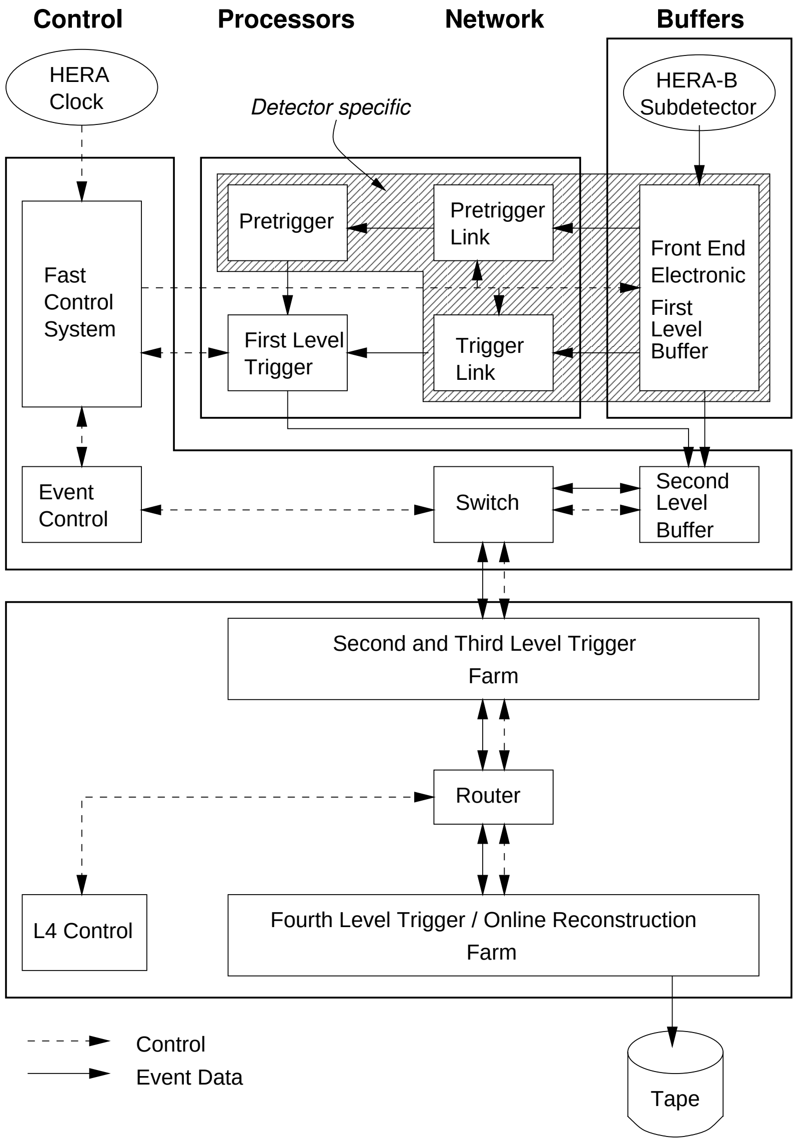


Abbildung 1.8: Die Architektur des Trigger- und Datennahmesystems von HERA-B [Me97].

Die Subdetektoren werden alle 96 ns, bei jedem Bunchcrossing, von der „Front-End[12]-Elektronik" ausgelesen. Ein Teil der Detektorsignale wird dort an die Pretriggerstufe und die erste Triggerstufe (FLT[13]) weitergeleitet. Zusätzlich wird die

[12] vorderes Ende der Datennahme
[13] First Level Trigger

gesamte Detektorinformation in den Zwischenspeicher (FLB[14]) des FLT geschrieben und bei einer positiven Triggerentscheidung des FLT in den Zwischenspeicher (SLB[15]) der zweiten Triggerstufe (SLT[16]) geschrieben.

Das elektromagnetische Kalorimeter und das Myon-System stellen dem FLT Spurkandidaten zur Verfügung (Pretrigger). Der FLT verfolgt diese Spuren in ausgewählten Lagen des Inneren und Äußeren Spurkammersystems. Unter der Annahme, daß diese Spuren aus dem Vertex stammen, kann der Impuls und die invariante Masse von Leptonpaaren ermittelt werden. Ziel ist es, Leptonpaare aus dem Zerfall des J/Ψ zu selektieren. Die Funktionsweise des FLT wird im nächsten Abschnitt detaillierter beschrieben.

Der SLT liest einen größeren Teil der Detektorinformationen aus dem SLB. Er verwendet die Driftzeiten in den Zellen der Äußeren Spurkammern sowie alle Lagen des Inneren Spurdetektors. Die Spuren werden durch den Magneten und den Vertex-Detektor verfolgt. Der SLT-Algorithmus untersucht, ob die Spuren der beiden Leptonen von einem zweiten Vertex kommen und somit von einem Zerfall eines B^0-Mesons stammen können. Dadurch wird ein großer Teil der direkt erzeugten J/Ψ unterdrückt.

Die dritte und vierte Triggerstufe[17] benutzen die gesamten Detektordaten der Ereignisse, die vom SLT akzeptiert wurden. Alle Spuren des Ereignisses werden rekonstruiert und analysiert. In der zweiten und vierten Triggerstufe findet das „Monitoring“ statt, dabei werden zum Beispiel Daten zur Kalibration der Subdetektoren geliefert.

Die Triggerstufen haben jeweils eine feste Zeitenspanne für die Triggerentscheidung (Latenzzeit) sowie unterschiedliche Eingangsraten. Die Tabelle 1.1 zeigt die Latenzzeiten, die Eingangsraten und den Datenreduktionsfaktor der einzelnen Triggerstufen.

Die erste Triggerstufe (FLT)

Die erste Triggerstufe soll Leptonpaare aus dem Zerfall des J/Ψ selektieren. Das elektromagnetische Kalorimeter und das Myon-System stellen dem FLT Lepton-Kandidaten zur Verfügung (Pretrigger), die der FLT bis zum Target weiterverfolgt.

Der Myon-Pretrigger verwendet Trefferinformationen aus den letzten beiden Stationen des Myon-Systems. Bei Koinzidenz in zwei räumlich in Richtung Target hintereinander liegenden Zellen, wird dies als Startpunkt eines Myon-Kandidaten

[14] First Level Buffer
[15] Second Level Buffer
[16] Second Level Trigger
[17] Third Level Trigger; Fourth-Level-Trigger

Trigger	Latenzzeit	Eingangsrate	Datenreduktionsfaktor
Pretrigger	1 μs	10 MHz	-
Level 1	12 μs	10 MHz	200
Level 2	7 ms	50 kHz	100
Level 3	100 ms	500 Hz	10
Level 4	4 s	50 Hz	2,5

Tabelle 1.1: Latenzzeit, Eingangsrate und Datenreduktionsfaktor der Triggerstufen [Da98].

definiert. Der ECAL-Pretrigger definiert einen Elektron-Kandidaten, wenn die deponierte Energie in einem Cluster aus neun Zellen einen Schwellwert überschreitet.

Die Abbildung 1.9 zeigt das TFU[18]-Netzwerk der ersten Triggerstufe. In den TFU's werden Adressen von Drähten gespeichert, die bei Teilchendurchgängen angesprochen haben. Drei sogenannte Stereolagen der vier abgebildeten Stationen des Inneren und Äußeren Spurkammersystems sowie drei Stationen des Myon-Systems sind fest mit TFU's verdrahtet.

Ein Myon-Pretrigger-Kandidat definiert einen Suchbereich in den TFU's der letzten Myon-Station. Falls dort ein Treffer gefunden wird, extrapolieren die TFU's eine Gerade in Richtung des Targets. Ein Kegel um diese Gerade definiert eine sogenannte ROI[19] in der nächsten Station. Falls in diesem Bereich ein Treffer gefunden wird, setzt sich die Suche bis zur ersten Station des Myon-Systems fort. Dort wird nach einer Koinzidenz in den drei Stereolagen der Station gesucht. Falls eine Koinzidenz vorliegt, wird eine ROI in der Station TC2 des Spurkammersystems definiert. Die Ortsinformation eines ECAL-Pretrigger-Kandidaten wird ebenfalls in die Station TC2 des Spurkammersystems extrapoliert und definiert dort eine ROI.

Der Suchalgorithmus wird in den TFU's der vier Stationen des Spurkammersystems fortgesetzt. Falls eine Spur bis zur Station PC1 vor dem Magneten zurückverfolgt werden kann, werden die Spurparameter an die sogenannte TPU[20] weitergegeben. In den beiden TPU's werden die Teilchenart, die Ladung und der Impuls der Spur bestimmt. Dies geschieht durch hardwaremäßigen Vergleich der Daten mit Tabellen, den sogenannten Look-Up-tables, damit die Triggerentscheidung höchstens 12 μs dauert. Die so erhaltenen Spurinformationen werden in die TDU[21] gegeben. Dort werden die Spuren paarweise kombiniert und deren invariante Masse bestimmt, um Leptonpaare aus einem J/Ψ-Zerfall zu identifizieren. Falls ein J/Ψ-Kandidat vor-

[18]Track Finding Unit, englisch für Spursuchende Einheit
[19]Region of Interest, englisch für interessierende Region
[20]Track Parameter Unit, englisch für Spurparameter Einheit
[21]Trigger Decision Unit, englisch für Triggerentscheidungs-Einheit

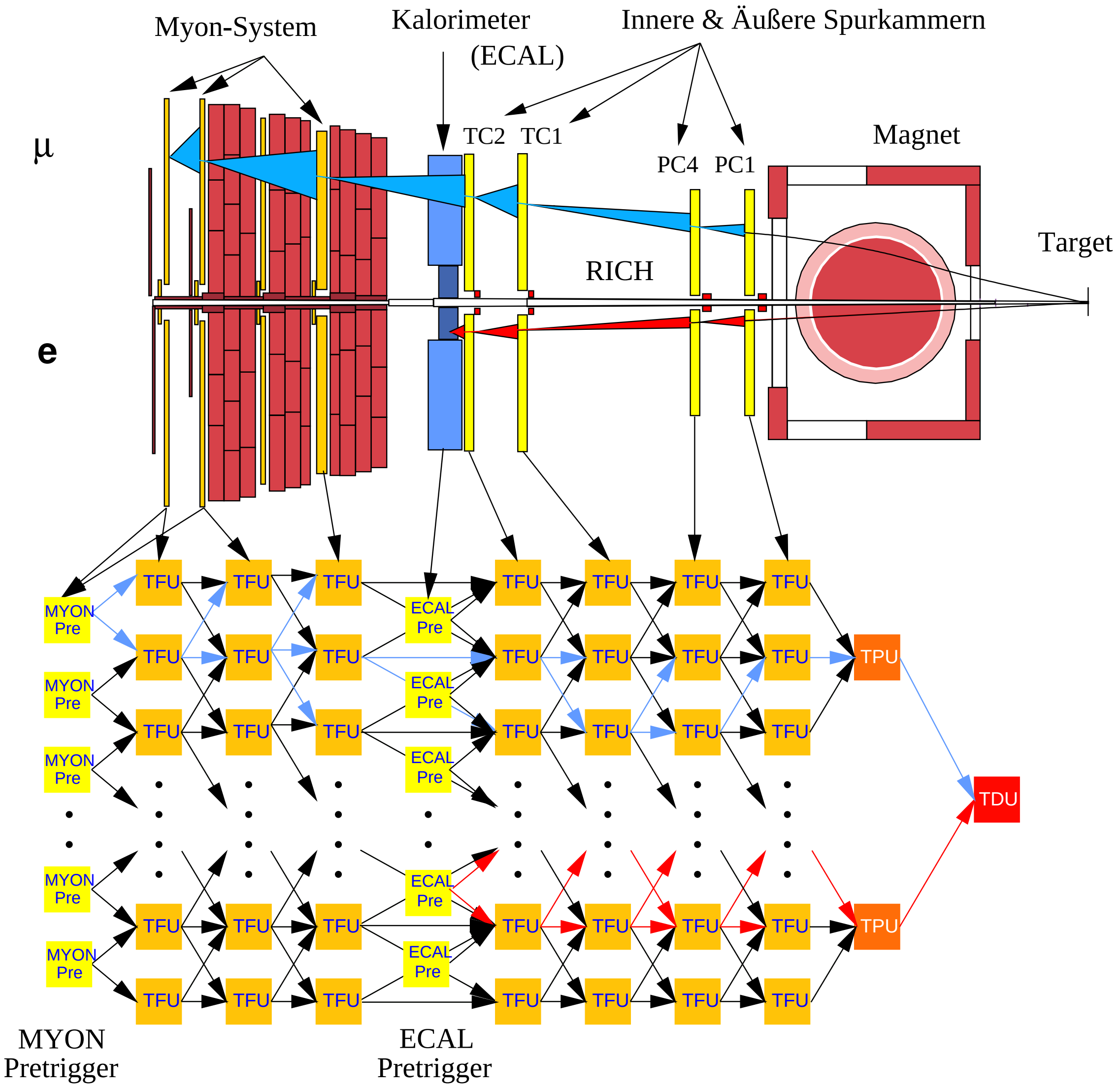


Abbildung 1.9: Das Netzwerk der ersten Triggerstufe [No99].

liegt, sendet die TDU die entsprechende Bunchcrossingnummer des Ereignisses an das schnelle Kontrollsystem (FCS[22]). Das FCS (Abb. 1.8) sendet dann zur Front-End-Elektronik ein Triggersignal, worauf die Daten zu der entsprechender Bunchcrossingnummer in den Zwischenspeicher der zweiten Triggerstufe eingelesen werden. Die Auslesekomponenten der Subdetektoren von HERA-B müssen synchron zueinander und zur HERA-Maschine laufen. Aus diesem Grund wird als gemeinsamer Takt die HERA-Taktfrequenz vom FCS an die Subdetektoren verteilt.

[22]Fast Control System

Kapitel 2

Der Innere Spurdetektor bei HERA-B

Der Innere Spurdetektor (ITR), der Äußere Spurdetektor und der Vertex-Detektor dienen zur Spurrekonstruktion der Teilchen. In diesem Kapitel werden die Anforderungen an das Innere Spurkammersystem sowie dessen Aufbau behandelt.

Der ITR besteht aus Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGCs) mit einer internen Vorverstärkung (GEM-Folie) im Gasraum, die mit ladungsempfindlichen Verstärkern ausgelesen werden. Die Funktionsweise der Kammern und der Auslesechips werden erklärt. Anschließend wird die Front-End- und die Trigger-Link-Elektronik des ITR beschrieben.

2.1 Anforderungen an den Inneren Spurdetektor

Der Innere Spurdetektor muß Teilchen nachweisen, deren radialer Abstand R vom Strahlrohr zwischen 6 cm und 30 cm liegt. Damit sind etwa 45 % aller Teilchenspuren im Akzeptanzbereich des Inneren Spurdetektors. Die Teilchenflußdichte beträgt bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz in Strahlrohrnähe bis zu 2×10^4 minimal ionisierende Teilchen pro mm^2 und Sekunde. Die Detektoren sind einer Strahlendosis von bis zu 1 Mrad/Jahr ausgesetzt. Ein Teil der Detektoren wird in einem Magnetfeld von etwa 0,8 T betrieben.

Es ist eine räumliche Auflösung von $\leq 100\ \mu$m in horizontaler Richtung, ≤ 1 mm in vertikaler Richtung und 3 mm entlang des Stahlrohrs erforderlich, um die Impulse der Teilchen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Die Detektorlagen sind auf 10 Stationen verteilt und besitzen Winkelorientierungen von 0^0, $+5^0$ und -5^0 zur Vertikalen.

Der ITR muß Spurinformationen für die erste Triggerstufe (FLT) liefern. Der im ersten Kapitel beschriebene Suchalgorithmus des FLT erfordert in jeder Detektorlage eine Nachweiseffizienz der Teilchendurchgänge von 99 %.

2.2 Aufbau des ITR

Die Stationen des Inneren Spurdetektors sind am Rahmen des äußeren Spurdetektors (OTR) befestigt. In Abbildung 2.1 ist eine Ebene des ITR, die aus vier Kammern besteht, abgebildet. Die Detektoren werden von einer Infrastruktur in der Elektronikhütte mit Gas, Hochspannung und Wasser für die Kühlung der Elektronik versorgt. Die Verbindung zwischen den Elektronikkomponenten in der Elektronikhütte und am Detektor geschieht über optische Glasfaserkabel und differentielle elektrische Kabel.

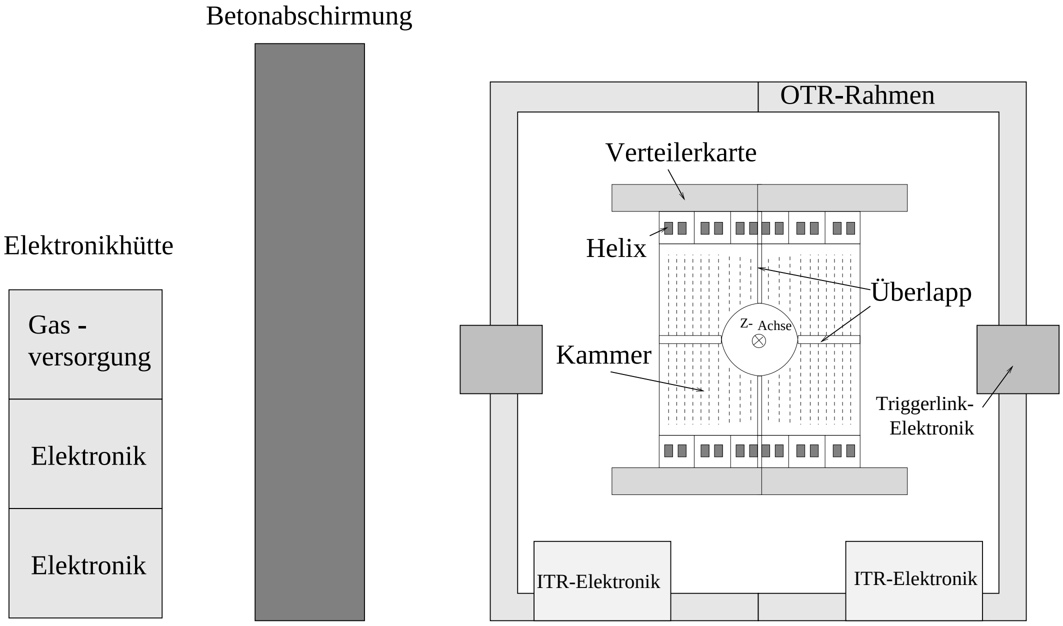


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des ITR bei HERA-B. Die Elektronikhütte ist durch eine Betonwand von der Strahlung abgeschirmt. Die ITR-Stationen sind am OTR-Rahmen befestigt. Hier ist nur eine Ebene mit vier Kammern dargestellt.

Die Form der Kammern ist an das Strahlrohr angepaßt. Die Detektoren überlappen, um ineffiziente Zonen zu vermeiden. Die Spurauflösung in vertikaler Richtung erzielt man durch drei verschiedene Stereowinkel der Ebenen, die entweder 0, +5 oder -5 Grad um die z-Achse gedreht sind (Abb. 2.2). Die Stationen des ITR sind mit unterschiedlicher Anzahl und Orientierung der Ebenen ausgestattet. In Abbildung 2.3 ist die Bestückung der Stationen eingezeichnet. Insgesamt besteht der ITR aus 184 Kammern. Die drei verschiedenen Typen von Kammern sind dem Akzeptanzbereich des ITR in der jeweiligen Position angepaßt [Hi99]:

- Typ 1 (Stationen 1 - 5): Die Außenmaße der aktiven Fläche betragen 25 cm $\times$ 23 cm. Die Kammern besitzen 752 Auslesestreifen mit einem Abstand von 300 μm.
- Typ 2 (Stationen 6 - 13): Diese Kammern besitzen die gleichen Außenmaße wie Typ 1. Der Strahlrohrausschnitt ist jedoch etwas größer.
- Typ 3 (Stationen 14 und 15): Die Außenmaße der aktiven Fläche betragen 27,5 cm $\times$ 27 cm. Der Strahlrohrausschnitt ist größer als bei Typ 2. Der Abstand zwischen zwei Auslesestreifen wurde auf 350 μm erhöht. Die Kammern besitzen 756 Auslesestreifen.

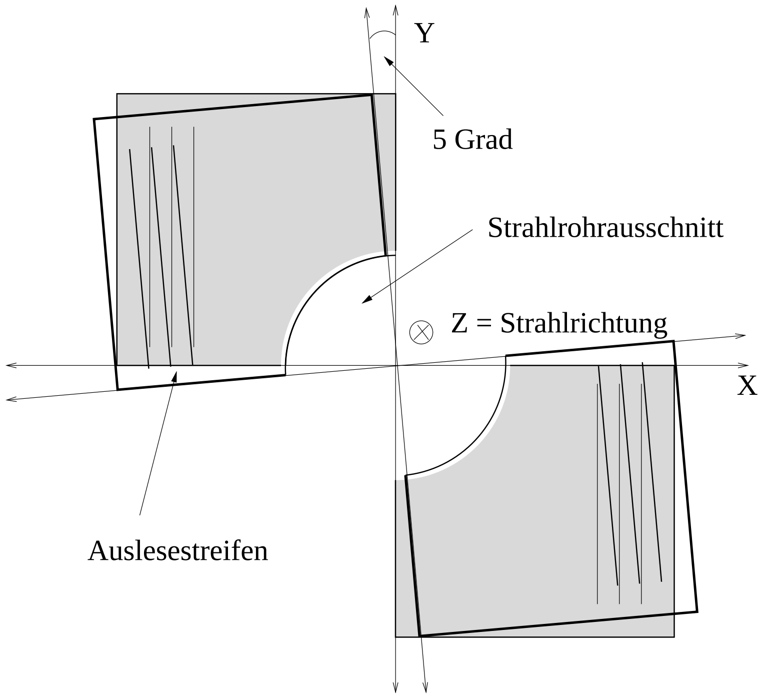


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von jeweils zwei Quadranten zweier ITR-Ebenen. Eine Ebene ist 5 Grad um die z-Achse gedreht.

Die erste Triggerstufe benötigt von den vier Trigger-Stationen (MS 10,13,14 und 15) Spurinformationen von jeweils drei Stereolagen, die einen Raumpunkt festlegen. Die zum FLT beitragenden Lagen sind jeweils als Doppellagen gleicher Orientierung

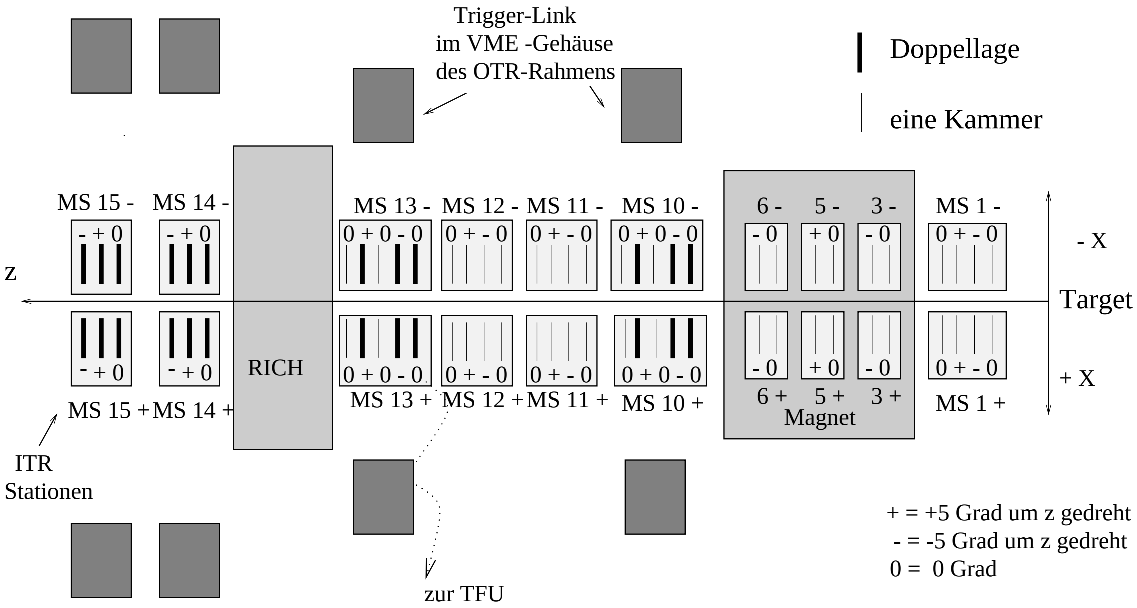


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der ITR-Stationen bei HERA-B. Die Stationen MS 10,13,14 und 15 sind mit Trigger-Link-Elektronik ausgestattet.

ausgeführt und werden verodert, um die Triggereffizienz für einen Teilchendurchgang zu erhöhen. In der Abbildung 2.3 sind diese Doppellagen durch einen dicken Strich dargestellt. Die Triggerinformation der Doppellagen wird über die Trigger-Link-Elektronik zu der ersten Triggerstufe weitergeleitet.

2.3 Aufbau und Funktion einer Kammer

2.3.1 Aufbau eines GEM-MSGC-Detektors

Für den Inneren Spurdetektor werden Detektoren verwendet, die ionisierende Teilchen durch Gasverstärkung nachweisen. Sie bestehen aus einem Mikrostreifengaszähler (MSGC) [Oe88] mit Gas Electron Multiplier-Folie (GEM) [Sa97]. Abbildung 2.4 zeigt den Querschnitt einer Kammer. Sie ist aus folgenden Komponenten aufgebaut:

- Der Deckel besteht aus einer 100 μm dicken Kaptonfolie. Die 17 μm dicke einseitige Kupferbeschichtung dient als Driftelektrode.
- Die GEM[1] Folie besteht aus einer 50 μm dicken perforierten Kaptonfolie, die

[1]Hergestellt im CERN-Galvanik-workshop, Genf

auf beiden Seiten mit 7 μm Kupfer beschichtet ist. Der Durchmesser der doppelkonischen Löcher in der Folie beträgt im Kapton 55 μm und im Kupfer 95 μm. Die Löcher haben einen Abstand von 140μm.

- Das Trägermaterial der MSGC-Struktur besteht aus 0,4 mm dickem AF45 Glas der Firma Schott. Auf das Substrat wird eine elektronisch leitfähige Schicht[2] mit einem Oberflächenwiderstand im Bereich von $10^{14} - 10^{15}\ \Omega/\Box$ aufgebracht. Ladungsträger, die auf die Oberfläche gelangen, können schnell genug abfließen und verursachen somit keine Feldverformungen.

- Die Mikrostreifenstruktur wird mit einem Lift-Off-Verfahren[3] lithographisch hergestellt. Dabei wird zuerst eine Lackschicht auf das Glassubstrat aufgebracht. Die späteren Mikrostrukturbereiche werden belichtet und entfernt. Danach wird eine 0,5 μm dicke Goldschicht aufgedampft. Durch Entfernen der Lackschicht mit Metallbelag erhält man die Mikrostruktur. Die Anodenleiterbahnen sind 10 μm und die Kathodenleiterbahnen 170 μm breit. Der Streifenabstand beträgt 60 μm.

2.3.2 Funktion eines GEM-MSGC-Detektors

In Abbildung 2.4 ist der Feldlinienverlauf in der Nähe der beiden Gasverstärkungsregionen dargestellt. Kommt ein ionisierendes Teilchen in den Bereich zwischen Driftelektrode und GEM-Folie, so driften die freiwerdenden Elektronen entlang der Feldlinien in Richtung eines der Löcher der GEM-Folie. Durch das hohe Feld innerhalb der Löcher werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß sie weitere Gasatome ionisieren. Diesen Vorgang nennt man Gasverstärkung. Die entstehende Elektronenlawine driftet dann weiter entlang der Feldlinien in Richtung eines Anodenstreifens. In unmittelbarer Nähe der Anode herrscht eine hohe elektrische Feldstärke. Dort befindet sich die zweite Gasverstärkungsregion. Auf diese Weise ergibt sich eine sehr hohe Ladungsdichte in unmittelbarer Nähe der Anode. Aufgrund der Diffusion verteilen sich die Ladungen auf mehrere Anodenstreifen. Die entstehenden positiv geladenen Ionen driften entlang der Feldlinien zur Deckelelektrode bzw. zu den benachbarten Kathodenstreifen. Durch die eintreffenden Elektronen und vor allem durch die abdriftenden Ionen wird auf der Anode ein nachweisbares Signal induziert. Die Anodensignale liefern die erforderliche Information, die zur Rekonstruktion der Trajektorien der durchlaufenden Teilchen benötigt wird.

Bei HERA-B wird als Zählgas Argon und $C0_2$ mit einem Mischungsverhältnis von 70:30 verwendet. Die Kammern werden mit einer Driftspannung U_{Drift} von -2,5 kV

[2] Frauenhofer Institut, Braunschweig
[3] IMT in Greifensee, Schweiz

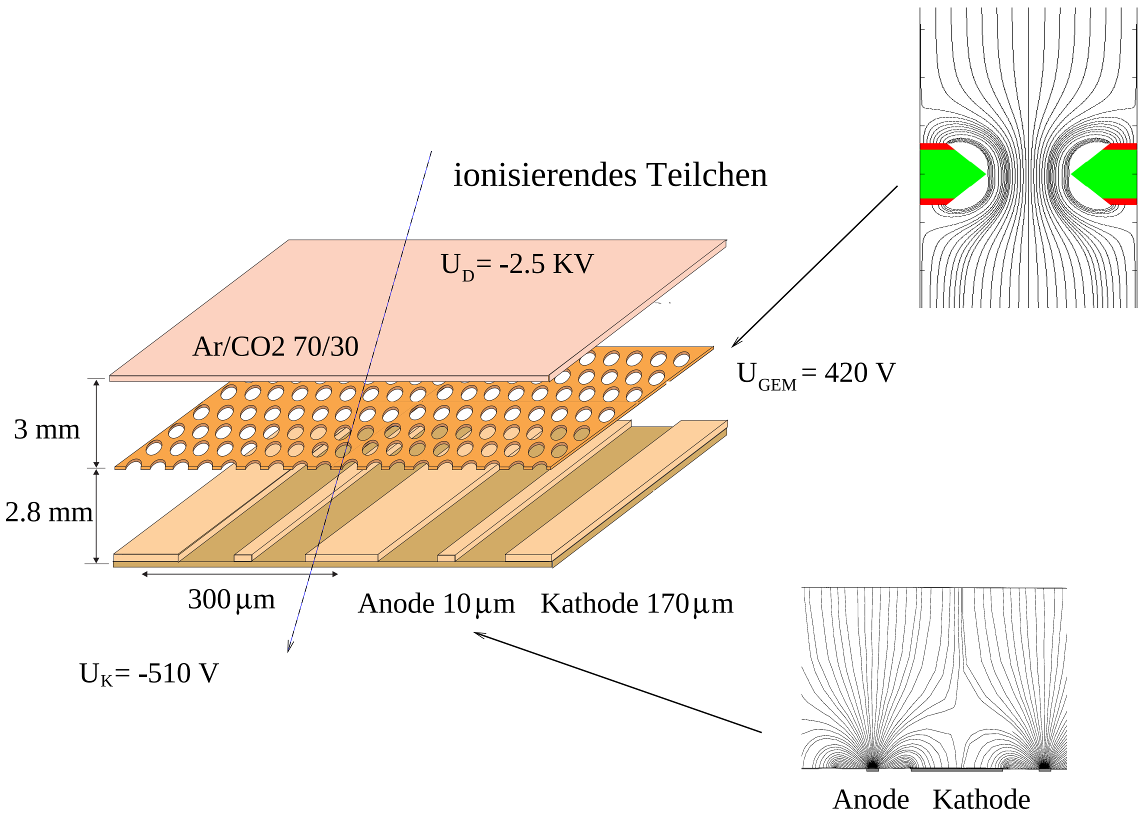


Abbildung 2.4: Schematischer Ausschnitt eines GEM-MSGC-Detektors mit Feldlinienverlauf in den beiden Gasverstärkungsregionen.

und einer Kathodenspannung $U_{Kathode}$ von -510 V betrieben. Die Spannung an der Unterseite (Oberseite) der GEM-Folie beträgt -1,215 kV (-1,635 kV), woraus sich eine GEM-Differenz-Spannung U_{GEM} von 420 V ergibt. Mit diesen Betriebsparametern erhält man eine Gasverstärkung von etwa 8000.

2.4 Front-End-Elektronik

2.4.1 Der Auslesechip Helix-128

Die Ladungssignale auf den Anoden der Kammern werden mit dem Chip Helix-128 [Fa99] ausgelesen. Der Chip wurde im ASIC-Labor der Universität Heidelberg entwickelt und mit dem 0,8 μm CMOS-Prozeß bei der Firma AMS[4] hergestellt. Der Helix-Chip besitzt 128 Eingangskanäle. Das Ladungssignal einer Anode wird nach

[4] Austria Micro Systeme International in Unterpremstätten

der Eingangsstufe des Chips zum Analogpfad sowie zum Triggerpfad weitergeleitet.

Im Analogpfad des Chips muß die Detektorinformation länger als die Latenzzeit der ersten Triggerstufe (FLT) von HERA-B zwischengespeichert werden. Dazu dient eine sogenannte Pipeline. Die Latenzzeit des FLT beträgt 128 HERA-Taktzyklen von jeweils 96 ns. Aus der Pipeline des Chips sollen alle Ereignisse, die vom FLT akzeptiert wurden, ausgelesen werden. Da es vorkommt, daß mehrere Ereignisse hintereinander vom FLT akzeptiert werden, benötigt der Helix-Chip einen Zwischenspeicher, in dem die Adressen markierter Pipeline-Spalten gespeichert werden. Insgesamt sollen bis zu acht Ereignisse in einem Zyklus gespeichert werden können. Der Chip benötigt fünf HERA-Takte, um die Daten aus einer Pipeline-Spalte in einen Multiplexer einzulesen. Deshalb besteht die Pipeline aus einer Kette von 141 (128 + 5 + 8) Kondensatoren, in denen die Ladungssignale zwischengespeichert werden. Bei einem Signal von der ersten Triggerstufe werden die Spannungswerte aus den 128 Kanälen des Helix-Chips über den Multiplexer zu einem seriellen analogen Ausgang weitergeleitet.

Da der ITR zur ersten Triggerstufe beitragen soll, besitzt der Chip einen schnellen Triggerpfad. Das Ladungssignal aus der Eingangsstufe wird einem Komparator zugeführt. Überschreitet das Signal in einem von vier benachbarten Komparatoren eine Schwelle, so wird das Bit dieses Triggerkanals auf logisch 1 gesetzt. Der Helix-Chip besitzt 32 schnelle Triggerausgänge.

Funktion des Helix-Chips

In Abbildung 2.5 ist das Blockschaltbild des Helix-Chips zu sehen. Die Eingangsstufe eines seiner 128 analogen Kanäle ist links oben abgebildet. Die Eingangsstufe besteht aus einem Vorverstärker, einem Pulsformer sowie einem Strompuffer, die aus dem Ladungssignal der Anode einen Spannungpuls formen. Dieser wird dem Analog- und dem Triggerpfad des Chips zugeführt:

Analogpfad : Die Eingangsstufen werden bei HERA-B mit dem extern zugeführten HERA-Takt von 10,4 MHz ausgelesen. Der Write- und der Readout-Zeiger des Chips wandern bei der steigenden Flanke des Auslesetakts (Sclk) über die 141 Stufen der Helix-Pipeline. Bei jeder fallenden Flanke des Auslesetakts wird die Ausgangsspannung der Eingangsstufen in die 128 Zellen der Pipeline-Spalte geschrieben, über welcher der Write-Zeiger gerade steht. Bei einem Signal am TrigIn-Eingang wird die Spalte, auf die der Readout-Zeiger zeigt, markiert. Der Helix-Chip besitzt einen Zwischenspeicher (FIFO[5]), in dem die Adressen von acht markierten Spalten gespeichert werden können. Die Spannungswerte der 128 markierten Pipeline-Zellen werden über die Pipeline-Verstärker in

[5] First in First out

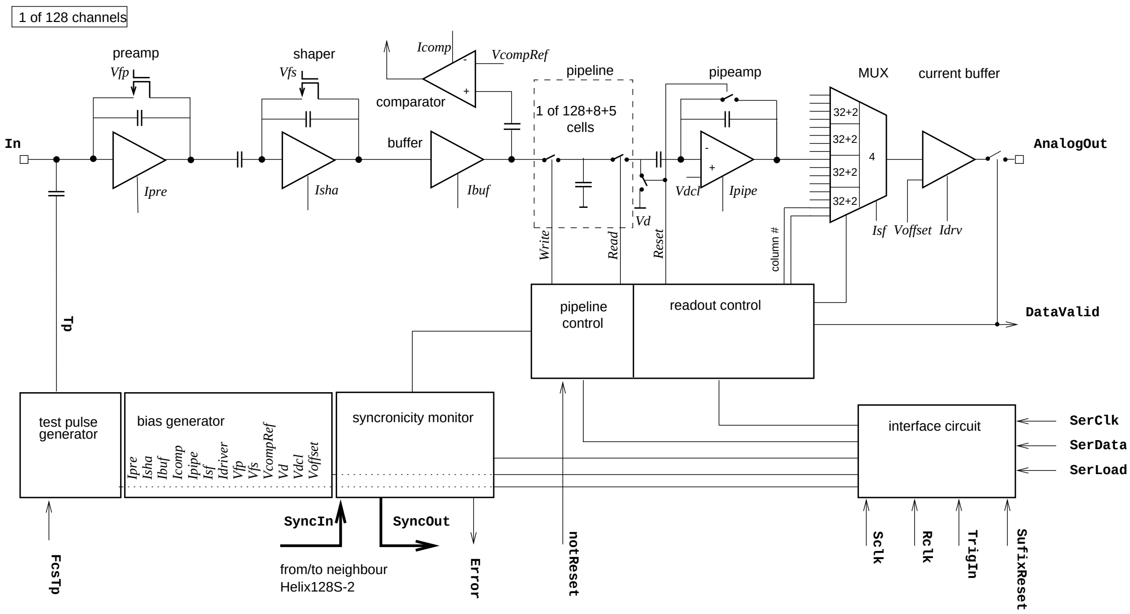


Abbildung 2.5: Blockschaltbild der Verstärkerkette eines Kanals des Helix-128 [Fa99].

den Multiplexer geleitet. Die Nummer der ausgelesenen Pipeline-Spalte wird ebenfalls zum Multiplexer übermittelt. Dieser sendet dann seine Daten an den seriellen analogen Ausgang.

Triggerpfad : Der Spannungspuls aus der Eingangsstufe wird über einen Kondensator (Hochpaß) zu dem nichtinvertierenden Eingang eines Komparators geführt. Abbildung 2.6 zeigt die Triggerlogik eines Kanals des Helix mit Schaltdiagramm. Der Komparator schaltet, sobald sein Eingangssignal negativer als die einstellbare Schwelle ($V_{compRef}$) ist. Die Ausgänge von vier benachbarten Komparatoren werden verodert und in ein getaktetes Flipflop geführt, das mit dem Komparator-Auslesetakt (Compclk) geschaltet wird. Der Komparator-Auslesetakt (Compclk) wird aus dem Auslesetakt (Sclk) erzeugt, der um eine kleine Phase verschoben wird, um gegenseitige Interferenz zu vermeiden. Das Ausgangssignal des Flipflops wird über einen Treibertransistor als Open-Drain-Signal[6] ausgegeben.

Die externen Steuer- und Programmierungssignale für den Helix werden im Interface (Abb.2.5 rechts unten) entgegengenommen und an die Kontrollogik und den Strom- und Spannungsgenerator für die Verstärkerstufen weitergeleitet.

[6]Der Drain-Anschluß des Feldeffekt-Treibertransistors wird extern vom Helix-Chip über einen Widerstand an eine Spannung angeschlossen.

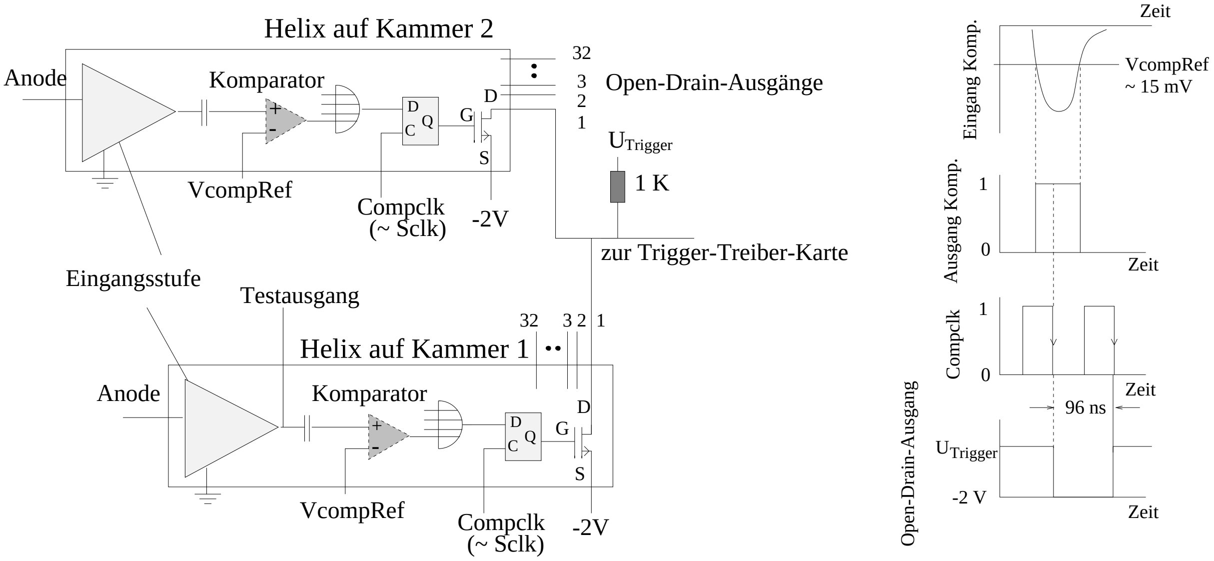


Abbildung 2.6: Links: Blockschaltbild jeweils eines Triggerpfads zweier Helix-Chips mit gemeinsamem externen Open-Drain-Widerstand. Rechts: Schaltdiagramm.

Die elektronische Funktion des Helix-Chips läßt sich mit einem integrierten Testpulsgenerator überprüfen (Abb.2.5 links unten). Durch eine positive Flanke am Testpuls-Eingang (FCSTp) wird auf den Eingang von Kanal 1, 2, 3, 4, 5, ..., 128 eine Ladung von 48, 24, -24, -48, 48,..., -48 $\times$ 10^3 Elektronen gekoppelt. Der zeitliche Abstand zwischen Readout-Zeiger und Write-Zeiger läßt sich durch das Latency-Register in der Kontrollogik des Chips einstellen. Mit einem positiven Puls am TrigIn-Eingang, der um die Latency-Zeit später als der Puls an FCSTp kommt, erwartet man am seriellen Ausgang ein treppenförmiges Testmuster.

In Abbildung 2.7 ist ein Ereignis der seriellen Analogdaten zweier Helix-Chips im Testpulsbetrieb dargestellt. Die seriellen Ausgänge der zwei Helix-Chips sind miteinander verbunden. Zuerst überträgt Helix 1 die Spannungswerte seiner 128 Kanäle. Danach folgt die 8 Bit lange Nummer derjenigen Pipeline-Spalte, aus der die Spannungswerte ausgelesen wurden. Sobald Helix 1 das Versenden von Daten eingestellt hat, beginnt Helix 2 Daten zu senden.

2.4.2 Aufbau der Elektronik an der Kammer

Der schematische Aufbau einer Detektor-Doppellage ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Die beiden Kammern sind auf einer gemeinsamen Platte aus Kohlefasern befestigt. Für die Auslese der 752 (756) Anodenstreifen einer Kammer benötigt man sechs Helix-Chips, die auf drei Leiterbahn-Karten verteilt sind (Abb. 2.8). Mittels einer

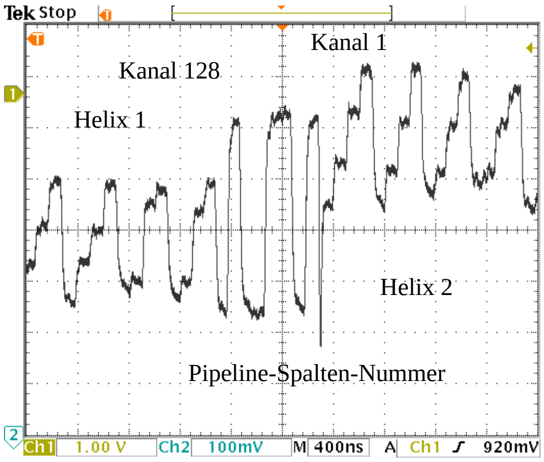


Abbildung 2.7: Analogdaten von zwei Helix-Chips im Testpulsbetrieb.

3 cm langen Kaptonfolie, auf der sich eine Kupferleiterbahnen-Struktur befindet, werden die unterschiedlichen Abstände der Anodenstreifen (300 μm) auf der MSGC und der Eingangsstruktur (200 μm) des Helix angepaßt. Die Kaptonfolie ist über eine Klebung kontaktiert. Der Kleber besteht aus kleinen Kupferkügelchen ($\emptyset$ = 1 μm), die sich gegenseitig nicht berühren, aber beim Aufeinanderpressen zweier Elektroden einen Kontakt herstellen. Die Eingangsstruktur der Helix-Chips besteht aus einem Dünnfilmkeramiksubstrat[7] mit 600 Ω Schutzwiderständen.

Gegenüberliegende Helix-Karten einer Doppellage sind durch Steckverbindungen miteinander verbunden. An der Kammer 1 ist die Verteilerkarte angeschlossen. Diese versorgt die Helix-Chips der beiden Kammern mit Spannung und Steuersignalen und leitet die seriellen Analogdaten weiter. Die an der Kammer 2 angeschlossene Trigger-Treiber-Karte übernimmt die Triggerdaten der Helix-Chips. Sie sendet die Triggerdaten über etwa 5 m lange differentielle Kabel an die Trigger-Link-Karte, die in einem Elektronik-Gehäuse am OTR-Rahmen sitzt.

2.4.3 Aufbau der Front-End-Elektronik

Die Abbildung 2.9 zeigt schematisch den Aufbau der Front-End-Elektronik, die für die Auslese einer Kammer des ITR benötigt wird. Die Elektronikkomponenten im Detektorbereich und in der permanent zugänglichen Elektronikhütte sind über optische Glasfaserkabel und den CAN[8]-Bus miteinander verbunden.

[7]hergestellt von der Firma Siegert TFT in Hermsdorf, Thüringen
[8]Controller Area Network

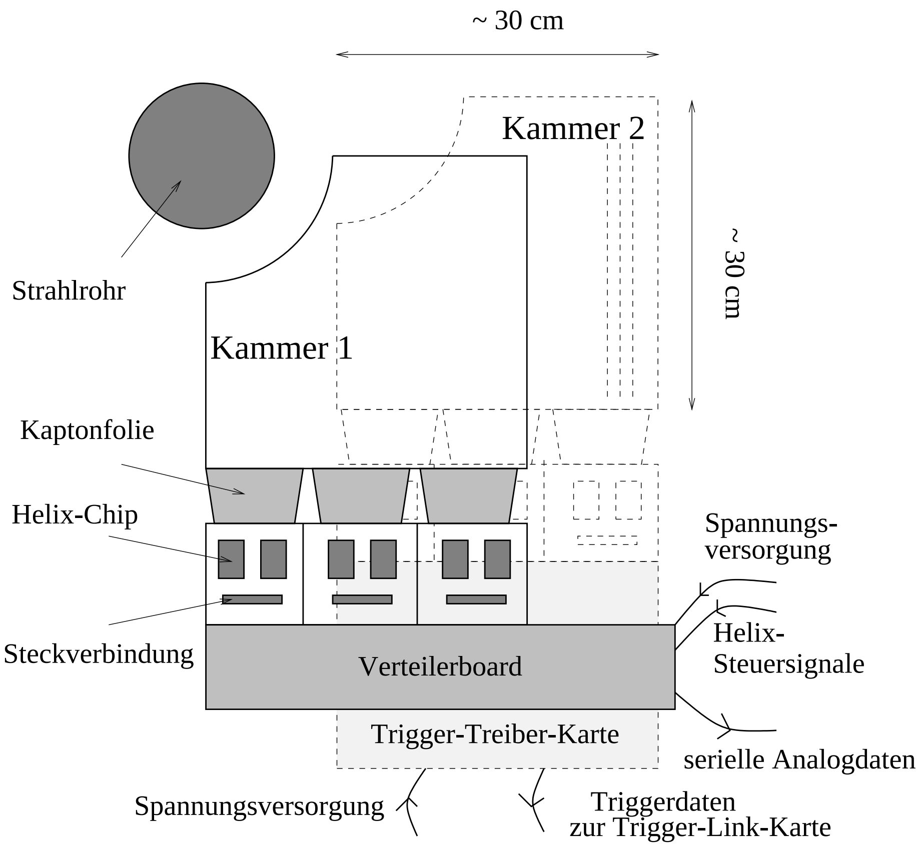


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung einer GEM-MSGC-Doppellage.

Die zentrale Steuereinheit des Systems ist der FED[9]-Controller [Sc99], der sich in einem VME[10]-Gehäuse in der Elektronikhütte befindet. Er leitet das Triggersignal der ersten Triggerstufe an die Helix-Chips weiter und steuert den Analog Digital Converter (ADC). Im ADC werden die Analogdaten der Helix-Chips entgegengenommen und in Digitaldaten konvertiert. Diese Digitaldaten werden in den Zwischenspeicher der zweiten Triggerstufe (Second Level Buffer) geschrieben.

Funktionsweise der FED-Elektronik

Der FED-Controller wird von einer FCS[11]-Karte mit dem 10,4 MHz HERA-Auslesetakt, dem Trigger der ersten Triggerstufe (FLT) und der Bunchcrossingnummer des getriggerten Ereignisses versorgt. Daraus generiert der FED-Controller folgende

[9] Front-End-Driver
[10] VERSAmodule Eurocard
[11] Fast Control System

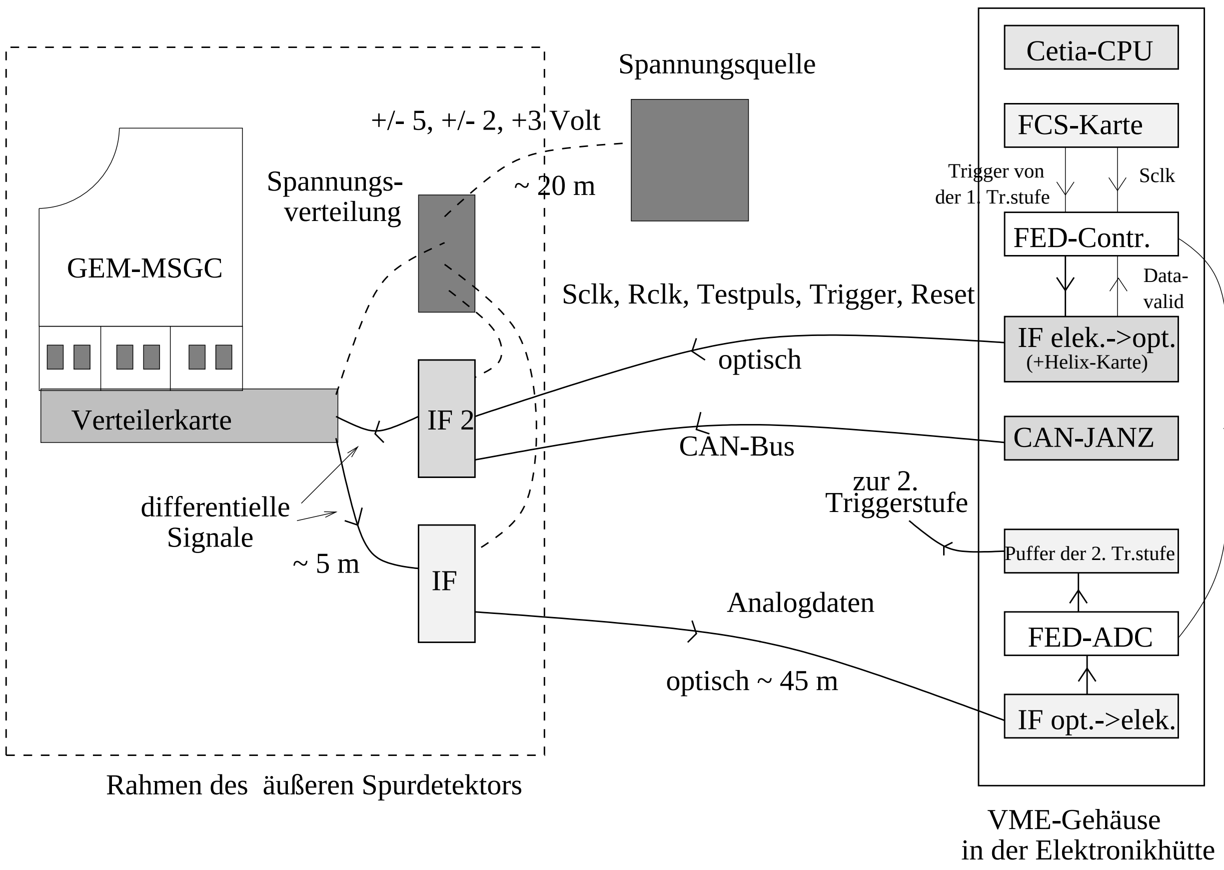


Abbildung 2.9: Blockschaltbild der Front-End-Elektronik des ITR (IF steht für Schnittstelle bzw. englisch Interface).

Steuersignale für die Helix-Chips und den ADC:

Auslesetakt (Sclk): Die fallende Flanke des Auslesetakts legt den Auslesezeitpunkt des analogen Detektorsignals in die Pipeline des Helix-Chips fest.

Auslesefrequenz des Multiplexers (Rclk): Mit dieser Frequenz leitet der Multiplexer des Helix-Chips die seriellen Analogdaten weiter. Sie wird deshalb auch als Digitalisierungszeitpunkt im ADC benötigt.

Trigger: Das Triggersignal des FLT wird an den TrigIn Eingang des Helix-Chips weitergeleitet. Bei jedem positiven Puls wird die Pipeline-Spalte, auf die der Readout-Zeiger zeigt, ausgelesen.

Reset: Auf den Kammern sitzen mehrere Helix-Chips, die alle synchron arbeiten sollen. Das Resetsignal dient zur Synchronisation der Datenübertragung.

Testpuls: Mit dem Testpulssignal wird die elektronische Funktion aller Helix-Chips im Experiment überprüft.

Diese Signale werden zu einer elektrisch-optischen Schnittstelle geleitet, auf der zusätzlich eine Helix-Karte untergebracht ist. Der Helix-Chip dieser Karte erzeugt synchron zu den Helix-Chips, die zur Auslese der Kammern dienen, bei jedem Triggersignal der ersten Triggerstufe ein Data-Valid-Signal. Das Data-Valid signalisiert, daß der Helix-Chip Daten überträgt. Es wird zurück zum FED-Controller geleitet. Dieser erzeugt daraus ein FED-Gate für den ADC und sendet ihm die zu dem getriggerten Ereignis gehörende Bunchcrossingnummer. Die Steuersignale werden über ca. 45 m lange optische Glasfaserkabel zu einer weiteren Schnittstelle gesendet, die am Rahmen des äußeren Spurdetektors befestigt ist. Dort werden die optischen Signale in differentielle elektrische Signale konvertiert und über die Verteilerkarte zu den Helix-Chips weitergeleitet. Die seriellen Analogdaten der Helix-Chips werden ebenfalls über zwei elektrisch-optische Schnittstellen zum ADC gebracht. Dort werden die Analogdaten digitalisiert und zusammen mit der Bunchcrossingnummer in den Zwischenspeicher der zweiten Triggerstufe (Second Level Buffer) geschrieben.

Die Programmierung der Strom- und Spannungswerte der Verstärkerstufen und der Register für die Steuerlogik der Helix-Chips geschehen über den CAN-Bus [Gr01]. Als Schnittstellen dienen die CAN-JANZ-Karte [Jan] im VME-Gehäuse und ein programmierbarer Slio[12]-Baustein [Sli], der auf der Schnittstelle IF 2 sitzt (Abb. 2.9).

Der FED-Controller, die Sharc-Prozessoren [Sha] der zweiten Triggerstufe und die CAN-JANZ-Karte sind über den VME-Bus mit einer Cetia-CPU [Cet] verbunden. Die CPU arbeitet mit dem Real-Time-Betriebssystem LynxOS [Lyn] und besitzt eine 10/100 MBit Ethernet Schnittstelle. Dadurch können die VME-Module extern programmiert und ausgelesen werden.

Die gesamte Front-End-Elektronik des ITR bei HERA-B umfaßt etwa 480 FED-ADC-Kanäle. Insgesamt werden acht VME- und sechs NIM-Gehäuse für die Front-End-Elektronik benötigt [Ha99].

2.4.4 Erdungsschema und Hochspannungszuführung

Abbildung 2.10 zeigt das verwendete Erdungs- und Spannungsschema in der HERA-B Meßperiode 2000. Die gestrichelt dargestellten Erdungsleitungen sind einem zentralen Massepunkt zugeführt. Damit werden Schleifen vermieden, die Störsignale einfangen können.

[12] Serial Linked I/O device

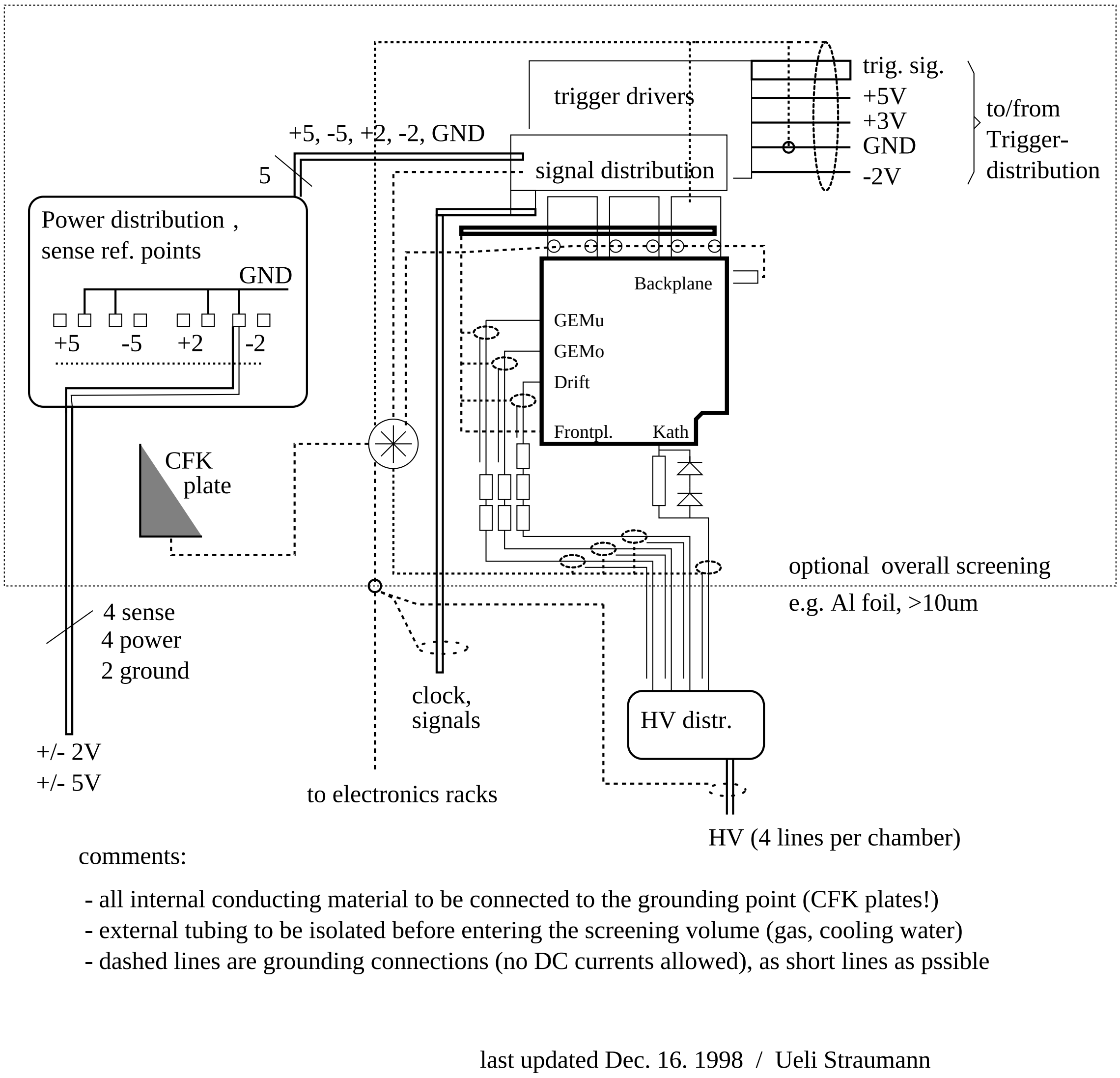


Abbildung 2.10: Erdungsschema nach Ueli Straumann.

Auf den MSGC-Substraten sind 16 Kathodenstreifen zu einer Gruppe zusammengefaßt. Die Gruppenanschlüsse sind wie die Anodenleiterbahnen mittels einer anisotropen Klebung an eine Kaptonfolie kontaktiert. Darauf befindet sich für jede Gruppe ein Schutzwiderstand von 10 MΩ. Danach werden die Gruppen zu einem gemeinsamen Hochspannungslötpunkt auf der Kaptonfolie zusammengeschlossen. In den Hochspannungsleitungen der GEM- und Driftspannung sitzen zwei bzw. drei 1 MΩ Schutzwiderstände.

2.5 Trigger-Link-Elektronik

Die Trigger-Link-Elektronik leitet die Triggerinformation der Front-End-Elektronik zum FLT weiter. Beim ITR wird die Triggerinformation vom Helix-Chip abgeleitet und über eine Trigger-Treiber-Karte [Ro98] zu einer Trigger-Link-Karte [We98] gesendet. Diese leitet die Triggerinformation über optische Verbindungen zum FLT weiter.

Die sechs Helix-Chips einer Kammer besitzen 192 Triggerausgänge. Durch ein verdrahtetes ODER sind die Triggerausgänge einer Doppellage miteinander verbunden und werden zur Trigger-Treiber-Karte weitergeleitet.

In Abbildung 2.6 ist der Trigger-Ausgang jeweils eines Chips auf Kammer 1 und Kammer 2 eingezeichnet. Die beiden Open-Drain-Ausgänge sind miteinander verbunden und über einen 1 kΩ Widerstand an die Spannung $U_{Trigger}$ angeschlossen. Die Spannung $U_{Trigger}$ muß mindestens 0,4 V über dem Potential an der Source des Ausgangstransistors sein, damit die Schaltsignale der Komparatoren vom Rauschen getrennt sind. Beim Schalten eines Komparators, durch einen negativen Spannungspuls an seinem Eingang, nimmt die Spannung am Open-Drain-Ausgang den Wert -2 V an (vgl. Schaltdiagramm in Abbildung 2.6). Verbindet man zwei Open-Drain-Ausgänge, geht die Spannung am gemeinsamen Verknüpfungspunkt auf -2 V sobald einer der beiden Ausgangstransistoren schaltet. Es ergibt sich somit ein verdrahtetes ODER.

2.5.1 Trigger-Treiber-Karte

In Abbildung 2.11 sind die Anschlüsse und die Verbindungen zwischen den Spannungen der Helix-Karten und der Trigger-Treiber-Karte eingezeichnet. Die Triggerdaten der Helix-Chips werden auf folgende Weise von der Trigger-Treiber-Karte entgegengenommen:

- Die Spannung $U_{Trigger}$ wird auf + 2 V gelegt. Somit ergibt sich beim Schalten eines Komparators am Triggerausgang ein Spannungshub von 4 V. Dadurch kann die Weiterverarbeitung auf der Trigger-Treiber-Karte mit gewöhnlichen TTL[13]-Bausteinen geschehen. Der Triggerausgang wird auf den Eingang (D) eines Flipflops (74F573) gelegt, welches mit +3 V und -2 V Betriebsspannung arbeitet. Der Ausgang (Q) wird durch den Spannungsabfall an einer Leuchtdiode auf die üblichen TTL-Spannungen angehoben (0 und + 5 V).

- Der invertierte Auslesetakt (NotSclkTTL) des Helix-Chips wird zugeführt,

[13]Transistor-Transistor-Logik

um die exakte zeitliche Übernahme der Triggerbits sicherzustellen. Auf der Trigger-Treiber-Karte wird damit der Multiplexertakt synchronisiert.

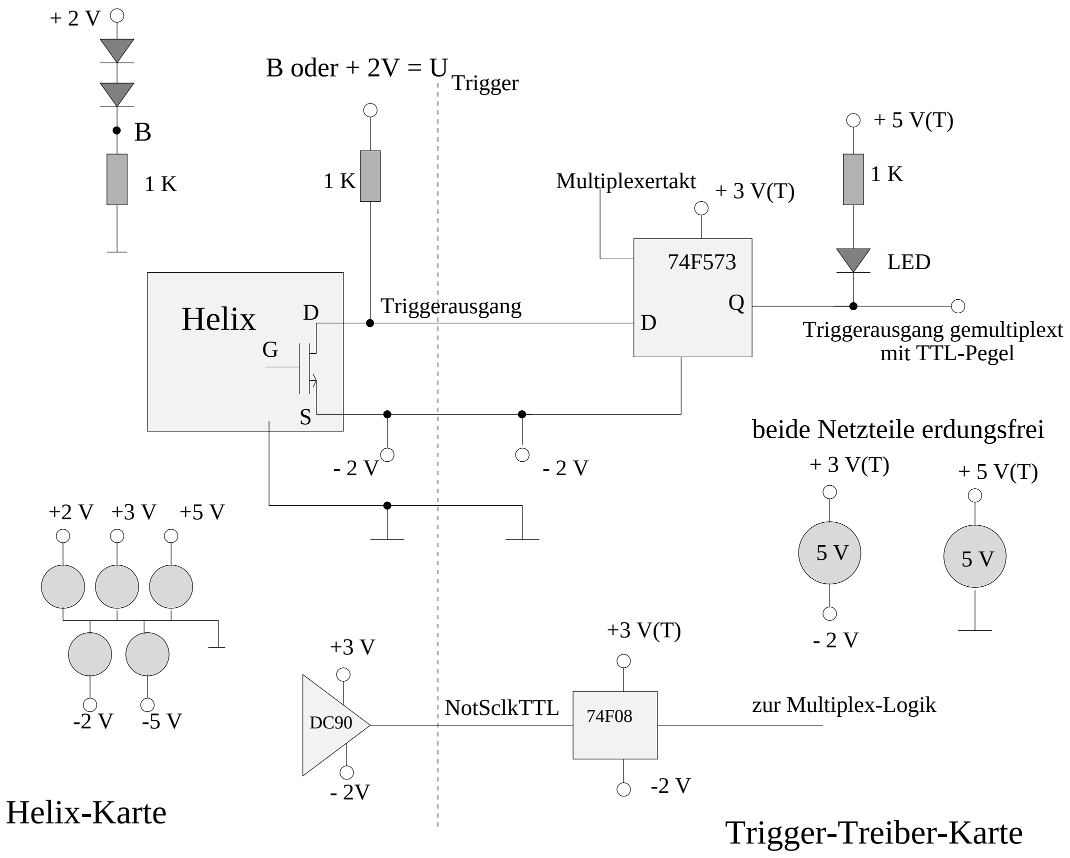


Abbildung 2.11: Blockschaltbild der Verbindungen zwischen der Helix- und Trigger-Treiber-Karte und die jeweiligen Versorgungsspannungen.

Die Auslesefrequenz der Komparatoren auf dem Helix beträgt 10,4 MHz. Folglich wird alle 96 ns ein Paket von 192 Triggerbits in die Trigger-Treiber-Karte übertragen. Auf der Trigger-Treiber-Karte werden die Triggerbits der Doppellage vierfach gemultiplext. Die Karte arbeitet mit einer Taktfrequenz von 100 MHz und sendet die Triggerbits über 48 differentielle Treiber zur Trigger-Link-Karte (Abb. 2.12).

2.5.2 Trigger-Link-Karte

Auf der Trigger-Link-Karte werden die eingehenden Triggerdaten einer Trigger-Treiber-Karte ein weiteres Mal gemultiplext. Die Daten werden mit der aktuellen

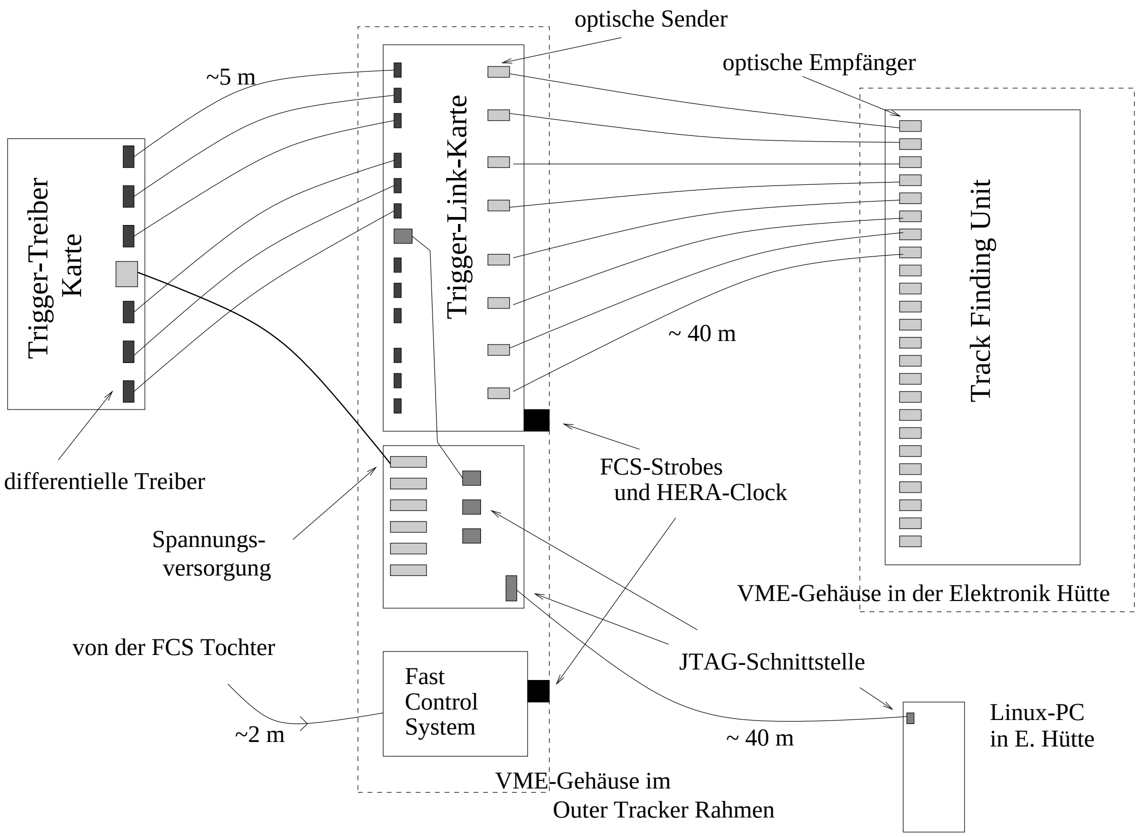


Abbildung 2.12: Blockschaltbild der Trigger-Link-Elektronik.

Bunchcrossingnummer versehen und über acht optische Sender (1 GBit/s) zur Track Finding Unit der ersten Triggerstufe (FLT) weitergeleitet.

Vom Fast-Control-System (Abb. 2.12) werden die Trigger-Link-Karten über den Bus P2 des VME-Gehäuses mit dem HERA-Auslesetakt (10,4MHz), Steuersignalen[14] und der aktuellen Bunchcrossingnummer versorgt. Mit einer JTAG[15]-Schnittstelle [St00] werden der Betriebszustand und die Spannungen der Trigger-Treiber- und Trigger-Link-Karten überwacht. Außerdem kann man einzelne Ereignisse aus den Trigger-Link-Karten auslesen und verschiedene Testsendemuster zur Überprüfung der optischen Datenübertragung einstellen.

Es befinden sich 12 GEM-MSGC-Doppellagen in einer Triggerstation (Abb. 2.3). Links und rechts vom Strahlrohr befindet sich ein VME-Gehäuse mit jeweils drei Trigger-Link-Karten. Zur Auslese von drei Trigger-Link-Karten benötigt man eine Track-Finding-Unit.

[14]FCS-Strobes
[15]Joint-Test-Action-Group

Kapitel 3

Erster Systemtest am PSI

Am Paul Scherer Institut (PSI) in Villingen/Schweiz wurden Messungen mit GEM-MSGC-Detektoren im Pionenstrahl durchgeführt. Bei diesem Test wurde zum ersten Mal der Triggerausgang des Helix 128-2.2 mit angeschlossenen Kammern und angeschlossener Trigger-Treiber-Karte untersucht. Das Ziel der Messungen am PSI war unter anderem, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Helix-Triggerausgangs für minimal ionisierende Teilchen zu bestimmen. Zum Test der Triggerausgänge des Helix-Chips wurde die speziell dafür entwickelte Fausl-Karte [Ro98a] verwendet. Sie diente zum Demultiplexen der Daten der Trigger-Treiber-Karte und als Schnittstelle zur analogen Datenauslese.

3.1 Aufbau des Teststands

3.1.1 Der mechanische Aufbau und die Betriebsparameter

In Abbildung 3.1 ist die Seitenansicht des mechanischen Aufbaus des Teststands am PSI dargestellt. Als minimal ionisierende Teilchen wurden Pionen mit einem Impuls von 350 MeV/c verwendet. Die beiden GEM-MSGC-Detektoren waren wie bei HERA-B auf einer Kohlefaserplatte befestigt. Als Zählgas für die Kammern wurde Argon und DME[1] mit einem Mischungsverhältnis von 50:50 verwendet. Die Kammern wurden mit einer Driftspannung U_{Drift} von -3,2 kV, einer GEM-Differenz-Spannung U_{GEM} von 410 V und einer Kathodenspannung $U_{Kathode}$ von -485 V betrieben (vgl. Abb. 2.4). Die beiden Szintillatoren, deren sensitive Fläche jeweils 5 $\times$ 5 mm^2 betrug, dienten zum Nachweis des Teilchendurchgangs. Die Masse- und Spannungsleitungen wurden nach dem Erdungsschema (Abb. 2.10) angeschlossen.

[1] Di-Methyl-Ether

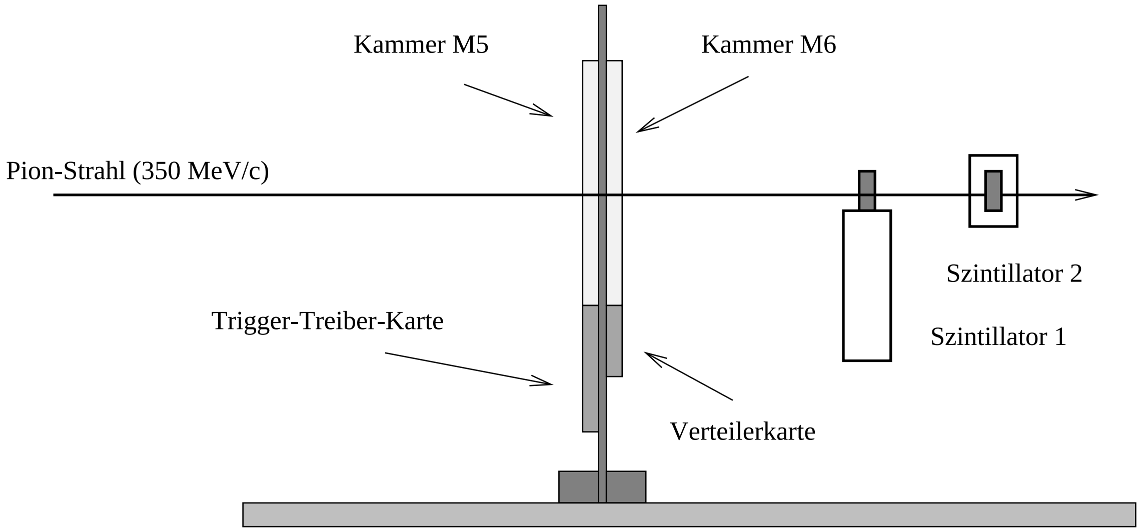


Abbildung 3.1: Schematische Seitenansicht des mechanischen Aufbaus des Teststands am PSI.

3.1.2 Die elektronische Auslesekette

Die Abbildung 3.2 zeigt schematisch den elektronischen Aufbau am PSI. Die Komponenten der analogen Ausleseelektronik wurden entsprechend dem Aufbau bei HERA-B (siehe Abschnitt 2.4.3) ausgelesen. Die 64 Triggerbits zweier Helix-Chips wurden über eine Treiberstufe (Booster) in die Fausl-Karte geleitet. Dort werden die auf der Trigger-Treiber-Karte gemultiplexten Triggerbits wieder demultiplext. Die Fausl-Karte besitzt einen zusätzlichen Triggereingang. Bei einem Signal am Triggereingang werden 64 Triggerbits aus einem Ereignis in den 64 Zellen breiten Zwischenspeicher (Puffer) der Karte geschrieben. Die Puffer-Ausgänge wurden an eine VME-Eingangs-Ausgangs-Karte angeschlossen.

Die Auslese der Trigger- und Analogdaten steuerte ein Programm[2], das über die Cetia-CPU auf die Eingangs-Ausgangs-Karte und die Sharc-Prozessoren des FED-Systems zugreifen konnte. Die Trigger- und die Analogdaten wurden gemeinsam auf Festplatte geschrieben und mit einem Softwarepaket analysiert [Mu99].

Der Testausgang eines Helix-Chips (vgl. Abb. 2.6) war an einen Treibertransistor angeschlossen. Dadurch konnte er über ein 20 m langes Kabel in der Elektronikhütte untersucht werden.

[2]Das Programm „readout“ wurde von B. Schwingenheuer, S. Hausmann und W. Gradl geschrieben.

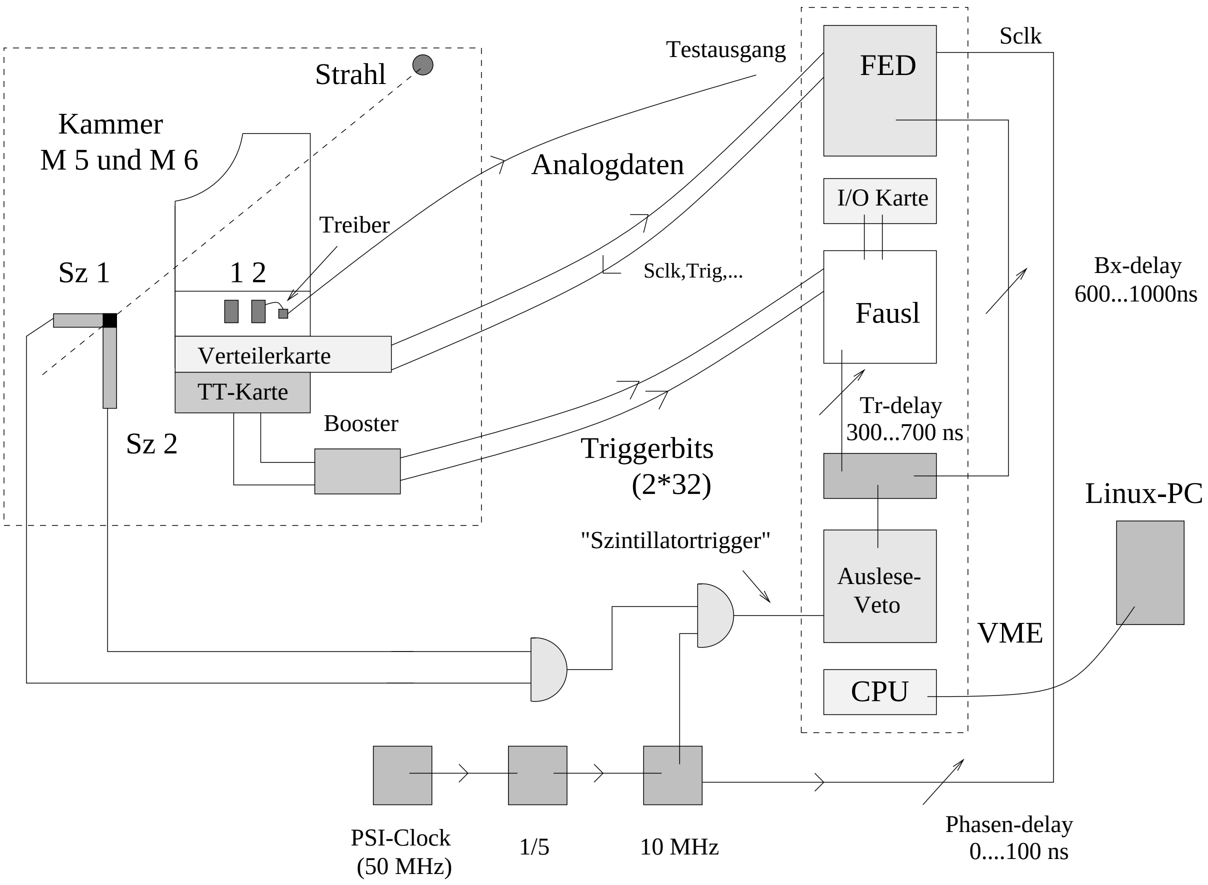


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des elektronischen Aufbaus am PSI.

Die Funktionsweise der Ausleseelektronik

Der Pionenstrahl am PSI ist im Abstand von 20 ns (50 MHz) mit Pionen gefüllt. Unsere Ausleseelektronik arbeitet mit einer Frequenz von 10 MHz. Deshalb wurde die PSI-Taktfrequenz um den Faktor 5 heruntergeteilt (Abb. 3.2) und als Auslesetakt (Sclk) verwendet. Der Teilchendurchgang wurde mit zwei in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren nachgewiesen. Das Szintillatorsignal mußte mit dem erzeugten Auslesetakt in Koinzidenz geschaltet werden, da durch die Teilung des PSI-Takts nur jedes fünfte Paket von der Ausleseelektronik zeitlich richtig ausgelesen werden konnte. Dieser „Szintillatortrigger“ wurde in das Auslese-Veto gegeben. Das Veto wurde von dem Ausleseprogramm auf der VME-CPU freigegeben, sobald die Auslese des vorhergehenden Ereignisses beendet war. Danach wurde der „Szintillatortrigger“ zur Fausl-Karte und zum FED-Controller weitergeleitet.

Der „Szintillatortrigger“ wurde vom FED-Controller weiter zum TrigIn-Eingang (siehe Abschnitt 2.4.1) der Helix-Chips gesendet. Folgenden Aspekte mußten beachtet werden, um das zum „Szintillatortrigger“ gehörende Ereignis aus den Helix-Chips auszulesen (Abb. 3.3):

- Bei einem Teilchendurchgang in einer Kammer liefert die Helix-Eingangsstufe einen Spannungspuls. Die fallende Flanke des Auslesetakts legt den Zeitpunkt t1 fest, zu dem ein Spannungswert des Pulses in die Pipeline des Helix-Chips geschrieben wird. Die Phasen-delay (Abb. 3.2) wurde so eingestellt, daß der maximale Wert des Spannungspulses ausgelesen wurde.

- Die Photomultiplier der Szintillatoren liefern bei einem Teilchendurchgang einen Spannungspuls. Nach zwei Koinzidenzschaltungen entsteht daraus der „Szintillatortrigger“. Dieser liegt zum Zeitpunkt t2 am TrigIn-Eingang des Helix-Chips an.

- Im Latency-Register des Helix-Chips wird der zeitliche Abstand Δt zwischen Write- und Readout-Zeiger festgelegt.

Der Zeitpunkt t2 konnte durch das Bx-delay (Abb. 3.2) geändert werden und mußte so eingestellt werden, daß Δt = t2 -t1 galt.

Folgende Punkte mußten berücksichtigt werden, um die zum „Szintillatortrigger“ gehörenden Triggerbits in den Zwischenspeicher der Fausl-Karte zu schreiben (Abb. 3.4):

- Bei einem Teilchendurchgang in einer Kammer liefert die Helix-Eingangsstufe einen Spannungspuls. Falls der Spannungspuls größer als die Komparatorschwelle ist, schaltet der Komparator (Abb. 2.6). Vom Schaltzeitpunkt t3 des Komparators vergeht die Zeit Δt4, bis das Triggerbit in der Fausl-Karte ankommt.

- Vom Schaltzeitpunkt des Komparators vergeht die Zeit Δt5, bis der „Szintillatortrigger“ am Eingang der Fausl-Karte anliegt.

Die Zeit Δt4 konnte durch das Tr-delay geändert werden. Sie mußte genauso lang wie die Zeit Δt5 sein.

3.2 Messungen mit Testpulsen

Zuerst wurde die elektronische Funktion der Komponenten mit den intern erzeugten Testpulssignalen des Helix untersucht. Bei entsprechend niedrig eingestellter

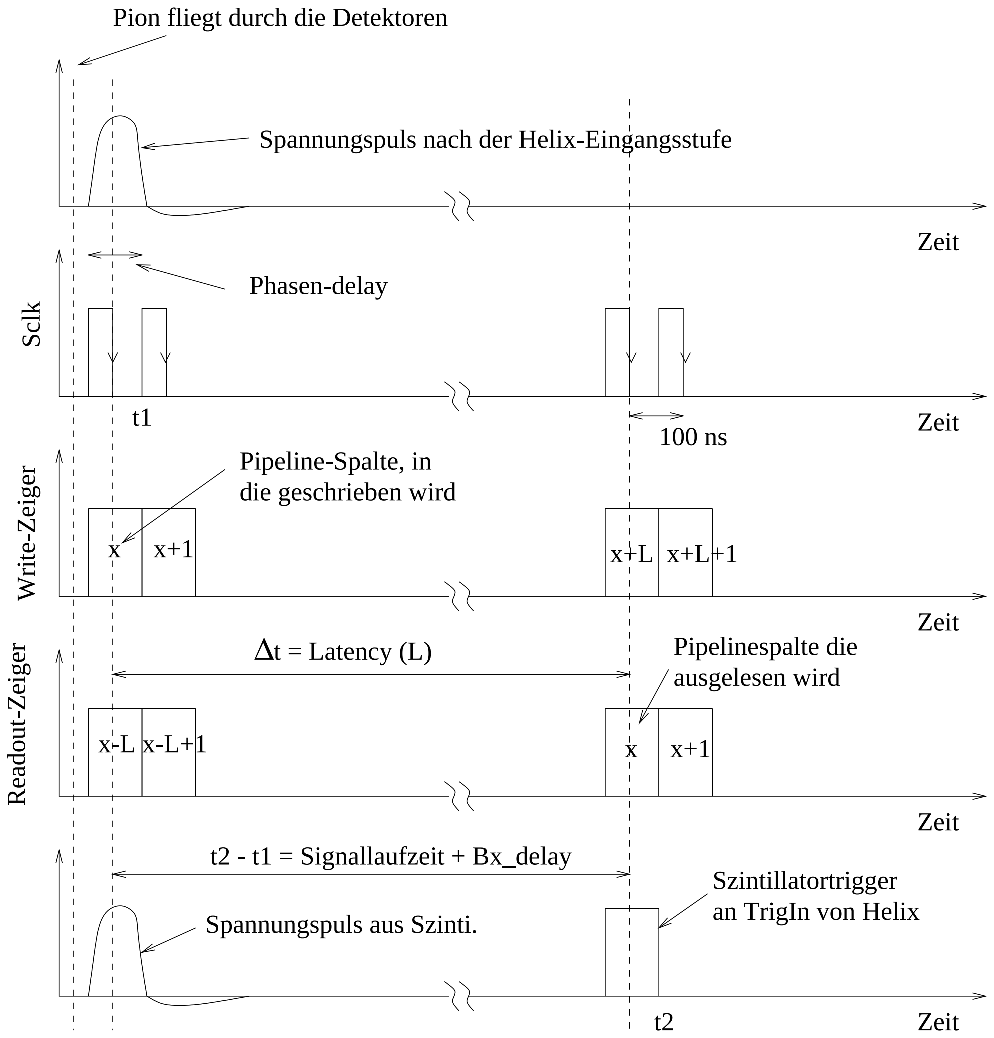


Abbildung 3.3: Zeitlicher Verlauf der Signale bei der Auslese der analogen Signale.

Komparatorschwelle sollten die Komparatoren der Chips bei einem Testpulssignal am Ausgang der Eingangsstufe des Helix-Chips schalten (vgl. Abb. 2.6).

Zur Untersuchung der Triggerausgänge wurde die Fausl-Karte im Autotrigger-Mode betrieben. Bei dieser Einstellung entsprechen die Signale an ihren 64 Zwischenspeicher-Ausgängen den 64 Triggerausgängen der beiden Helix-Chips. Folglich lag alle 100 ns ein Paket mit 64 Triggerbits an den Zwischenspeicher-Ausgängen an. Diese Signale waren um die Signallaufzeiten durch die Trigger-Treiber-Karte, den Booster und die Fausl-Karte verzögert.

Bei einer positiven Flanke am Testpulseingang des Helix wird ein Ladungssignal an die Eingänge der Chips gelegt (siehe Abschnitt 2.4.1). Das zu den Helix-Chips

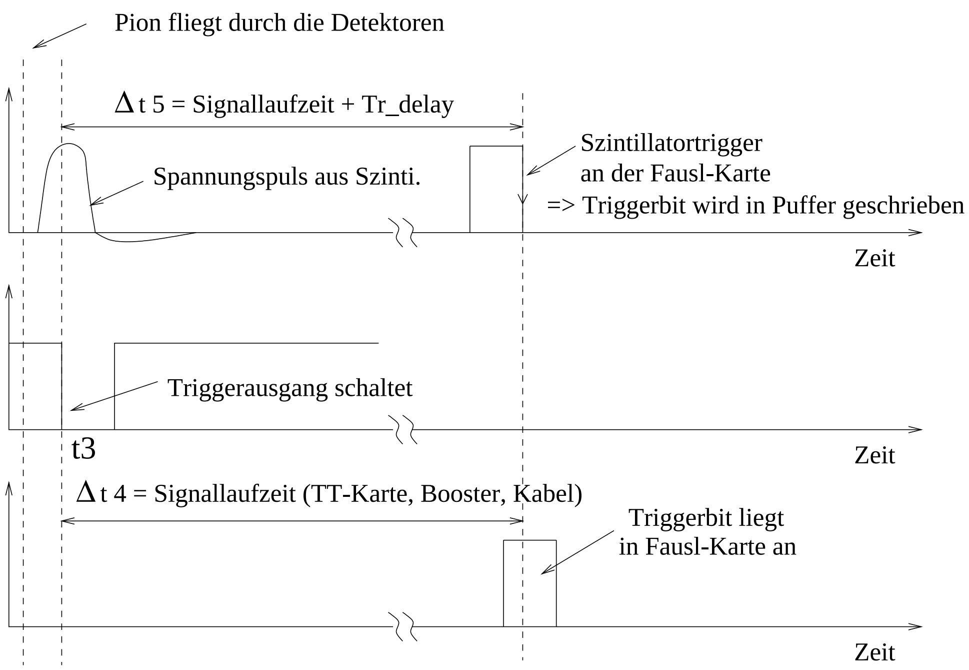
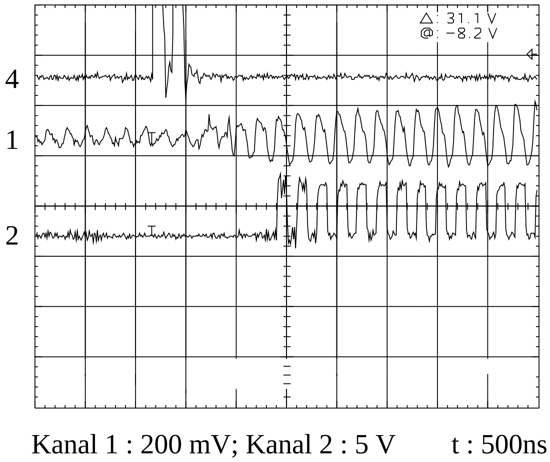


Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf der Signale bei der Auslese der Triggerausgänge.

gesendete Testpulssignal ist in Abbildung 3.5 auf Kanal 4 in den Oszillogrammen dargestellt. Kanal 1 zeigt das Testausgangs-Signal nach der Eingangsstufe des Helix-Chips. Darauf befindet sich ein sinusförmiges Signal von 5 MHz mit ca. 100 mV Spannungshub. Man erwartet etwa 500 ns (um die Kabellaufzeiten verzögert) nach den beiden positiven Flanken der Testpulse einen positiven und einen negativen Spannungspuls des Verstärkers durch die Ladungseinkopplung an seinem Eingang. Die beiden Spannungspulse sind nicht zu erkennen, da ab diesem Zeitpunkt das Oszillationssignal auf ca. 200 mV ansteigt. Auf Kanal 2 ist der entsprechende Triggerausgang mit der Fausl-Karte aufgenommen. Der Komparator schaltet beim Testpulssignal, schwingt aber noch eine gewisse Zeit mit 5 MHz weiter.

Das Oszillogramm in Abbildung 3.5 rechts wurde mit der Average-Einstellung (Mittelwertbildung des Oszilloskops) aufgenommen. Die Belegung der Oszilloskopkanäle ist die gleiche wie in Abbildung 3.5 links. Damit erhält man einen Mittelwert des Spannungshubs des ersten Triggerpulses von 4 Volt (Kanal 2). Die Spannungsamplitude der Triggerpulse auf der Fausl-Karte eines einzelnen Ereignisses beträgt 5 Volt. Aus dem Verhältnis der beiden Spannungsamplituden kann man die Effizienz des Komparators, den Testpuls nachzuweisen, abschätzen. Sie beträgt etwa 80% (4V/5V). Das Abklingen des Nachschwingens auf dem Triggerausgang ist zu sehen.

Die Oszillogramme wurden bei einer Komparatorschwelle von -50 mV aufgenommen. Reduzierte man die Schwelle auf -48 mV, dann oszillierten die Triggerausgänge



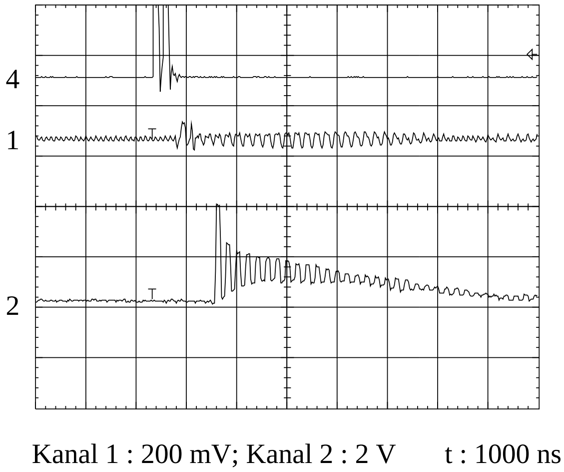


Abbildung 3.5: Kanal 4 = Testpuls zu den Helix-Chips, Kanal 1 = Testausgang Helix, Kanal 2 = Triggerausgang. Links : ein Ereignis, rechts : Oszilloskop im Average-Mode. (Komparatorschwelle = -50 mV)

permanent mit 5 MHz. Bei höheren Komparatorschwellen wurde die Nachschwingzeit kürzer, allerdings auch die Effizienz geringer.

3.3 Meßergebnisse am Pionenstrahl

Die sensitive Fläche der beiden Szintillatoren befand sich senkrecht über dem ersten Helix-Chip der Doppellage. Bei Ansprechen des „Szintillatortriggers“ (Durchgang eines ionisierenden Teilchens) erwartete man in den Analogdaten des ersten Helix der Kammern einen negativen Cluster. Das Triggerbit des ansprechenden Analogkanals soll ebenfalls gesetzt sein.

3.3.1 Betrachtung einzelner Ereignisse

Die Abbildungen 3.6 und 3.7 zeigen für vier Ereignisse die Analog- und Triggerdaten der beiden veroderten Kammern (M5 und M6). Darin sind die analogen Spannungswerte und die Triggerbits der Helix-Chips als Funktion der Kanalnummer aufgetragen. In Abbildung 3.6 oben ist im Analogausgang beider Kammern ein negativer Cluster zu sehen. Das entsprechende Triggerbit ist gesetzt. Bei dem Ereignis in Abbildung 3.6 unten wurde das mittlere Triggerbit nur durch das Signal in Detektor M5 ausgelöst.

Im Ereignis in Abbildung 3.7 oben ist trotz Analogsignal in Detektor M5 kein Triggerbit gesetzt. Hierbei ist zu beachten, daß der mittlere Ausgangspegel (die

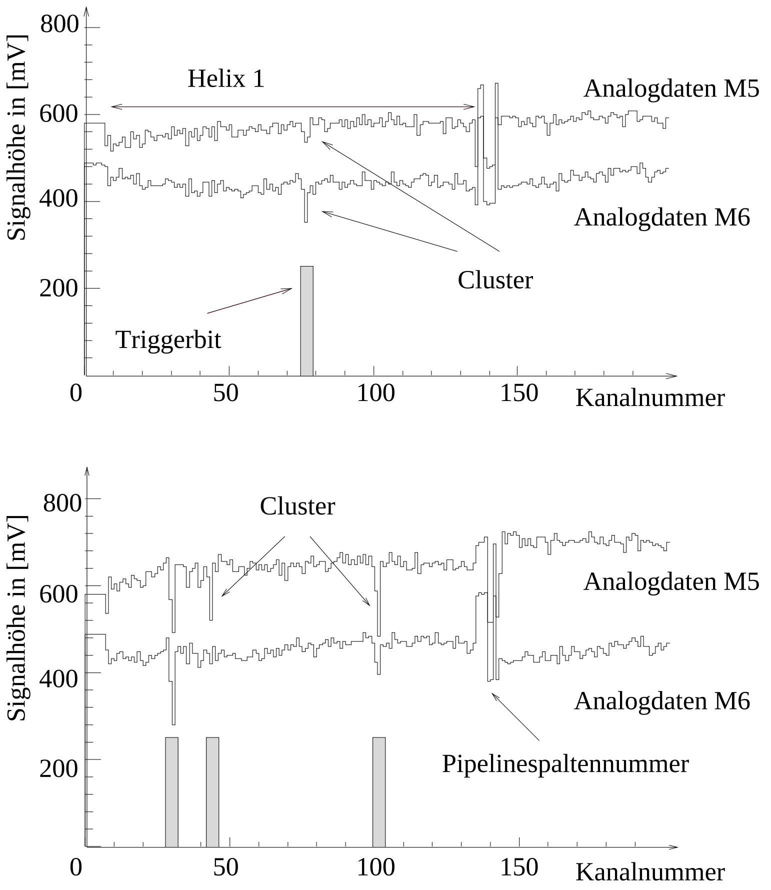


Abbildung 3.6: Zwei Ereignisse (Abbildung oben und unten) mit Analogdaten der Kammern M5 und M6 und den zugehörigen Triggerbits. (Komparatorschwelle = -50 mV)

Baseline) des Helix 1 sehr hoch ist. In Abbildung 3.7 unten sind alle Triggerbits des Helix 1 gesetzt, wobei seine Baseline in diesem Ereignis deutlich tiefer ist.

Die analoge Baseline variierte von Ereignis zu Ereignis um bis zu 200 mV. In den Baselinevariationen war ein hochfrequenter Anteil, der vom Hochpass am Eingang der Komparatoren der Helix-Chips nicht effektiv unterdrückt wurde. Dieser Anteil überlagerte sich zu dem Teilchensignal. Durch diesen Effekt wurde die Schaltschwelle der Komparatoren unscharf. Somit ergab sich ein langsamer Anstieg der Komparatoreffizienz ε_K (Gl. 3.1) als Funktion des Analogsignals.

$$\varepsilon_K = \frac{\text{Komparator geschaltet}}{\text{Analogsignal gefunden}} \tag{3.1}$$

Im nächsten Abschnitt sind Messungen der Komparator- und Triggereffizienz

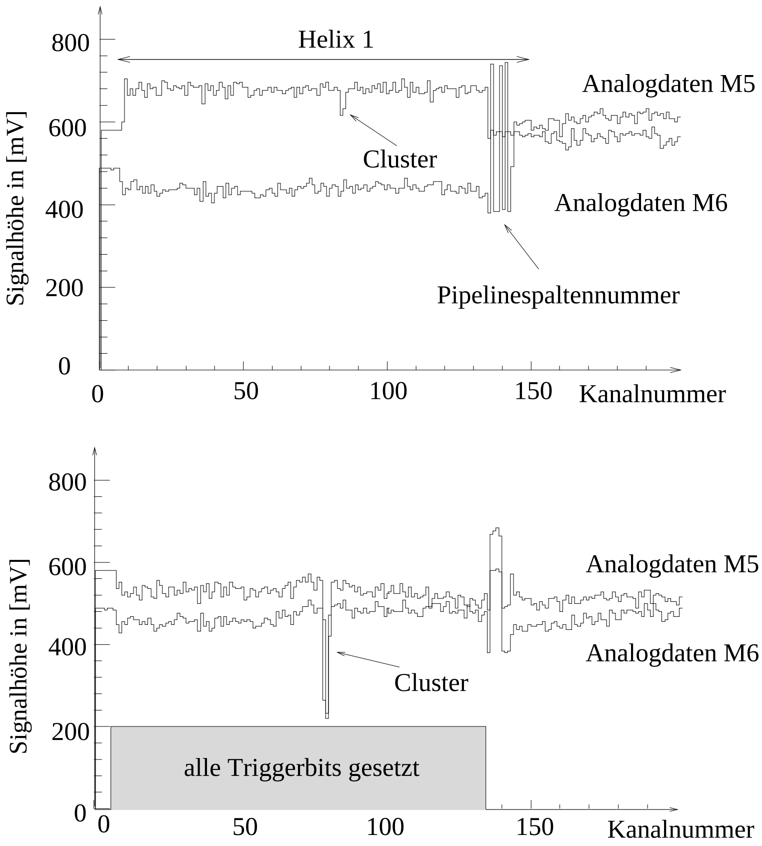


Abbildung 3.7: Zwei Ereignisse (Abbildung oben und unten) mit Analogdaten der Kammern M5 und M6 und den zugehörigen Triggerbits. (Komparatorschwelle = -50 mV)

quantitativ dargestellt. Die Triggereffizienz ε_T ergibt sich aus der Multiplikation von der Komparatoreffizienz ε_K mit der Effizienz ε_A der Kammer (Gl. 3.2).

$$\varepsilon_A = \frac{\text{Analogsignal gefunden}}{\text{Durchgang eines Teilchens}}, \qquad \varepsilon_T = \varepsilon_K \times \varepsilon_A \tag{3.2}$$

3.3.2 Bestimmung der Komparator- und Triggereffizienzen

Die Analogdaten werden mittels eines Clustersuchalgorithmus auf Teilchensignale untersucht. In der Software des Suchalgorithmus wird, aufgrund der erheblichen Baselinevariationen, in jedem Ereignis ein Polynom zweiten Grades an die Analogdaten eines Helix-Chips angepaßt. Diese Kurve wird von den Daten abgezogen. Falls die Signalhöhe in einem oder mehreren Nachbarkanälen negativer als eine Schwelle von etwa 20 mV ist, wird der gefundene Cluster als Teilchendurchgang gewertet. Das

Programm liefert den Anodenstreifen, auf dem sich das größte Signal des Clusters befindet.

Bei der Datennahme betrug die Komparatorschwelle in den Helix-Chips beider Kammern -50 mV. Somit ist nicht unterscheidbar, ob ein Triggerbit durch ein Teilchensignal in Kammer M5 oder M6 gesetzt wurde. In Abbildung 3.8 links ist das Histogramm der Pulshöhe des Streifens mit dem höchsten Signal in Kammer M5 oder M6 des detektierten Teilchendurchgangs dargestellt. Das Pulshöhenspektrum folgt einer Landauverteilung, wie man es von minimal ionisierenden Teilchen in Gasen erwartet [Gr93]. Zusätzlich ist die Häufigkeit der Triggerereignisse als Funktion der Pulshöhe in die Figur eingetragen.

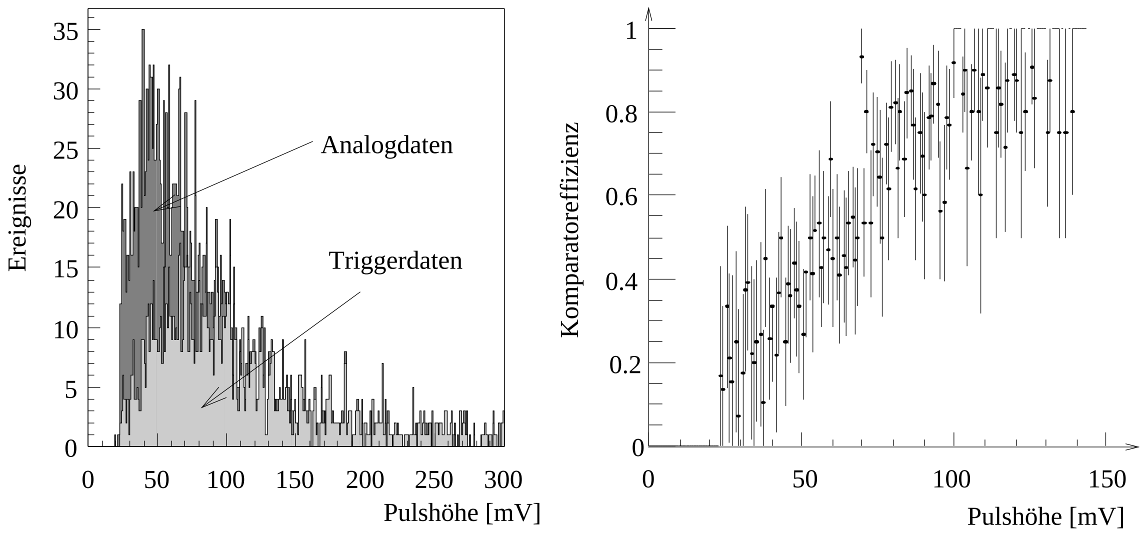


Abbildung 3.8: Links: Pulshöhenhistogramm des Streifens mit dem höchsten Signal in Kammer M5 oder M6 und Triggerereignisse als Funktion der Pulshöhe. Rechts: Komparatoreffizienz als Funktion der Pulshöhe. (Komparatorschwelle = -50 mV)

Teilt man die Zahl der Triggerereignisse durch die Zahl der Analogereignisse, so erhält man die Komparatoreffizienz $\varepsilon_{K(D)}$ der Doppellage als Funktion der analogen Pulshöhe (Abb. 3.8 rechts). Der Abbildung kann man folgende Aussagen entnehmen:

- Erst ab einer Pulshöhe von ca. 100 mV wird die Komparatoreffizienz konstant und kompatibel mit den geforderten Werten von 90-100%. Die teilweise niedrigeren Effizienzen bei großen Pulshöhen stammen von Störsignalen in der Elektronikkette, die vom Clustersuchalgorithmus nicht von den realen Teilchensignalen getrennt wurden.

- Die Komparatoreffizienz steigt langsam mit der analogen Pulshöhe an. Dieser Effekt ist in erster Linie auf das 5 MHz-Signal (Amplitudenhöhe $\approx$ 100 mV) am Ausgang der Eingangsstufe zurückzuführen. Diese Frequenz wird durch den Hochpaß am Eingang der Komparatoren nicht unterdrückt. Sie hat keine feste Phasenbeziehung zur Auslesefrequenz von 10 MHz. Dadurch überlagern sich unterschiedliche Amplitudenhöhen des 5 MHz-Signals stochastisch mit den Eingangssignalen der Teilchen. Somit ergeben sich für eine feste Pulshöhe des Teilchensignals unterschiedliche Eingangssignale am Komparator.

Abbildung 3.9 oben zeigt die Anzahl der Analogsignale in Detektor M5 und die Triggereinträge in M5 oder M6 als Funktion der Kanalnummer in Helix 1. In der unteren Figur ist die Zahl der Triggerereignisse durch die Zahl der Analogereignisse, als Funktion der Kanalnummer, geteilt. Daraus entnimmt man eine mittlere Komparatoreffizienz der Doppellage von $\varepsilon_{K(D)} = 70$ %. Die Effizienz der Kammern M5 und M6, minimal ionisierende Teilchen nachzuweisen, beträgt etwa $\varepsilon_A = 95$ % [Ge97]. Somit ist die Triggereffizienz der Doppellage bei einer Komparatorschwelle von -50 mV etwa $\varepsilon_{T(D)} = 65$ % und hängt nicht vom Streifenort (Kanalnummer) ab.

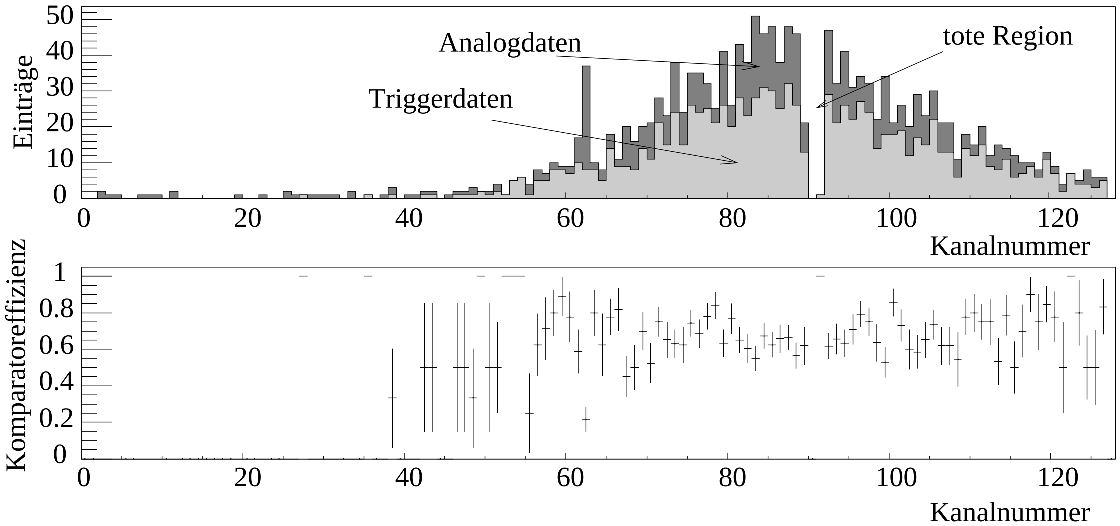


Abbildung 3.9: Oben: Analogeinträge in Kammer M5 und Triggereinträge (durch M5 oder M6) als Funktion der Kanalnummer. Unten: Komparatoreffizienz der Doppellage als Funktion der Kanalnummer. (Komparatorschwelle = -50 mV)

Eine Abschätzung der „sichtbaren[3]“ Gasverstärkung $Gain_{visible}$ der Kammern erhält man mit den folgenden Faktoren:

$$Gain_{visible} = \frac{< \text{Pulsladung} > \times \text{A}_{\text{Helix}}}{< e >} \tag{3.3}$$

[3]Es wird nur ein Teil des Ladungssignals der Anoden in der Eingangsstufe des Helix aufintegriert, um kurze Signale zu erhalten.

- $<$ e $>$: Anzahl der Primärelektronen beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens in 3 mm Ar/DME 50/50 [Hi99].
- $<$ Pulsladung $>$: Die gesamte mittlere Ladung in einem analogen Spannungssignal ergibt sich aus der mittleren maximalen Pulshöhe (etwa 75 mV) multipliziert mit einem Faktor von etwa 1,5, der von der Aufteilung des Signals auf benachbarte Streifen stammt [Mu99].
- A_{Helix} : Der Verstärkungsfaktor der analogen Auslesekette bis zum ADC.

Damit ergibt sich für die sichtbare Gasverstärkung der Kammern am PSI folgender Wert:

$$Gain_{visible} = \frac{75 \text{ mV} \times 1{,}5 \times (600 \text{ e-/mV})}{23 \text{ e-}} \approx 2900 \tag{3.4}$$

Die tatsächliche Gasverstärkung der Kammer liegt um etwa einen Faktor zwei höher.

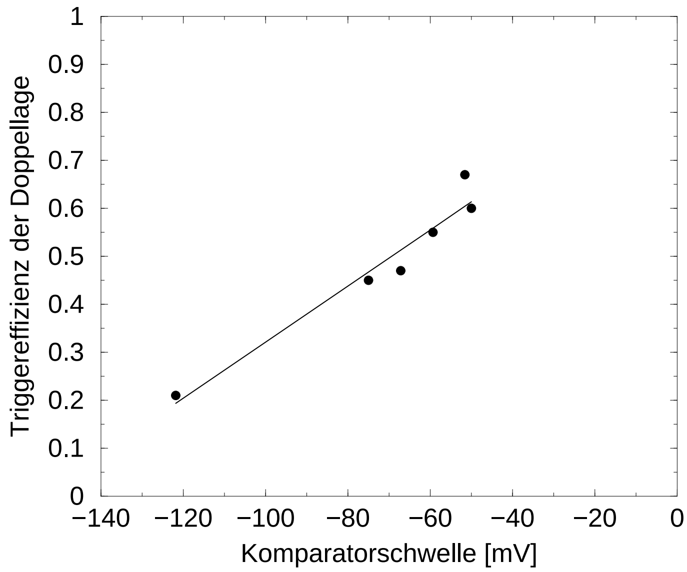


Abbildung 3.10: Triggereffizienz der Doppellage als Funktion der Komparatorschwelle.

In Abbildung 3.10 ist die Triggereffizienz der Doppellage als Funktion der Komparatorschwelle aufgetragen. Sie steigt in dem dargestellten Schwellenbereich näherungsweise linear bis zu einem maximalen Wert von ca. 65 %. Erniedrigt man die Komparatorschwelle zu kleineren Werten als -50 mV, beginnen die Chips zu schwingen.

Abbildung 3.11 zeigt die Triggereffizienz der Doppellage als Funktion der Trigger-Verzögerung (Trigger-delay in Abb. 3.2). Bei einwandfreier Funktion des Aufbaus wird in Abständen von 100 ns ein anderes Paket von Triggerbits ausgelesen (vgl. Abb. 3.4). Zwischen 400 ns und 500 ns Trigger-Verzögerung befinden sich die zum „Szintillatortrigger“ gehörenden Triggerbits. Durch die Landaufluktuationen der Kammersignale und die Integrationszeit der Eingangsstufen der Helix-Chips ergeben sich Spannungspulse, die länger als 100 ns sind. Der Beitrag zwischen 500 ns und 600 ns stammt von diesen langen Eingangssignalen. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Ereignis alle 32 Komparatoren schalten, ist ebenfalls in Abbildung 3.11 als Funktion der Trigger-Verzögerung aufgetragen. Dieser unerwünschte Beitrag stammt von Ereignissen, bei denen die Baseline des Chips tief liegt (Abb.3.7 unten). Er ist bei etwa 10%.

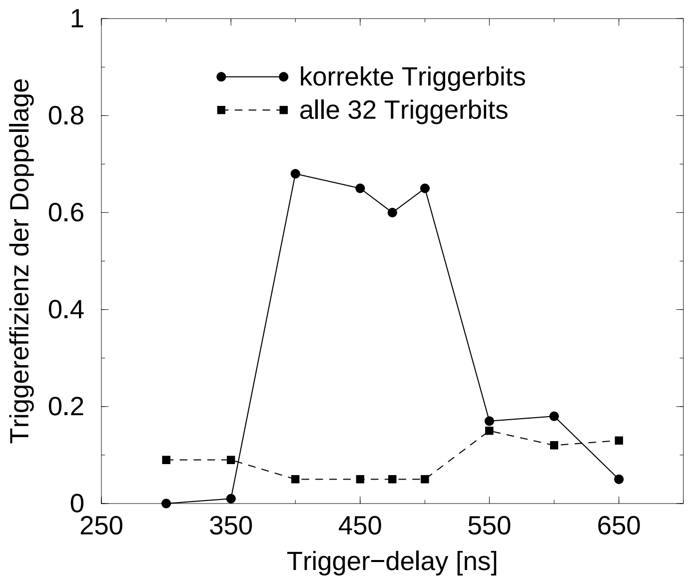


Abbildung 3.11: Triggereffizienz der Doppellage als Funktion der Trigger-Verzögerung. Komparatorschwelle = -50mV.

Zusammenfassung der Meßergebnisse

- Die Übertragung der Triggerbits mit der Trigger-Treiber-Karte funktioniert.
- Der Helix-Komparator schaltet bei Signalen an seinem Eingang. Das System beginnt jedoch bei relativ hohen Komparatorschwellen mit 5 MHz zu oszillieren.

- Der Ausgang der Eingangsstufe des Helix zeigt ein sinusförmiges Oszillationssignal von 5 MHz mit ca. 100 mV Spannungshub. Dieses ist mitverantwortlich für den langsamen Anstieg der Komparatoreffizienz als Funktion der analogen Pulshöhe, da der Hochpaß am Eingang der Komparatoren diese Frequenz nicht unterdrückt.

- Die Triggereffizienz einer Doppellage beträgt ca. 65% mit einem Untergrund von ca. 10%. Das Ziel ist eine Doppellageneffizienz von 99%.

Im nächsten Kapitel wird gezeigt, wie die Oszillationsprobleme der Chips beseitigt werden konnten.

Kapitel 4

Optimierung der Trigger-Elektronik

Bei dem ersten Systemtest am PSI wurden zwei unterschiedliche Oszillationen des Helix 128-2.2 identifiziert, die beide die Triggereffizienz limitierten. Auf den Ausgängen der Helix-Eingangsstufen befand sich ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von 5 MHz. Außerdem begannen die Helix-Chips bei relativ hohen Komparatorschwellen zu schwingen. In diesem Kapitel wird erläutert, wie diese Oszillationen systematisch im Labor und an einer Station bei HERA-B untersucht wurden. Im letzten Abschnitt wird gezeigt, mit welchen Maßnahmen die Oszillationen entfernt werden konnten.

4.1 Oszillierende Stromquelle

Die Ursache der 5-MHz-Signale auf den Ausgängen der Helix-Eingangsstufen war eine Oszillation der internen Referenzstromquelle des Helix-Chips.

Die Referenzstromquelle benötigt einen externen 20 kΩ Widerstand, der gegen -2 V geschaltet ist. Über diesem Widerstand wurde ein Sinussignal mit 5 MHz und 300 mV Spannungshub beobachtet. Die Referenzstromquelle oszillierte und die Oszillation koppelte auf die Helix-Eingangsstufen. Dieser Effekt kann durch Parallelschalten einer Kapazität von 1 - 10 nF zum 20 kΩ Widerstand vermieden werden. Die Variation in der Höhe der Baseline der analogen Ausgangssignale läßt sich damit von ca. 200 mV (Abb. 3.7) auf ca. 50 mV reduzieren.

Allerdings war damit die Oszillation der Helix-Chips bei kleinen Komparatorschwellen (-50 mV) noch nicht unterbunden. Man vermutete, daß diese Oszillationen durch Rückkopplung der Triggerausgangssignale zu den Eingangsstufen verursacht wurden. Deshalb wurde beim Design der nächsten Helix-Version (Helix 128-3.0) diese Problematik berücksichtigt.

4.2 Helix 128-3.0

4.2.1 Unterschiede zwischen Helix 128-2.2 und 3.0

Die negative Spannungsversorgung (-2 V) der Open-Drain-Ausgangstransistoren ist beim Helix 128-2.2 intern mit der negativen Spannungsversorgung der Eingangsstufe verbunden. Beim Helix 128-3.0 ist die Verbindung zwischen den negativen Spannungsversorgungen des Trigger- und Analogteils unterbrochen. Testmessungen an Helix-Karten ohne angeschlossene GEM-MSGC-Detektoren zeigten, daß die Rückkopplung vom Triggerausgang zu den Eingangsstufen dadurch erheblich reduziert wird [Fe99].

4.2.2 Strahltest mit Ru-106

Eine Kammer, die mit Helix 128-3.0 bestückt worden war, wurde mit einer Ru-106-Quelle bestrahlt. Die Messungen wurden am Physikalischen Institut in Heidelberg durchgeführt. Die Elektronen hatten eine Energie von etwa 3 MeV, da die niederenegetischen Elektronen der Ru-106-Quelle keinen Trigger auslösten. Ziel der Messung war der Vergleich der Analog- mit den Triggerdaten des Helix-Chips. Durch das Entfernen der Oszillationen am Ausgang der Eingangsstufen der Chips und der verbesserten Helix-Version erwartete man höhere Triggereffizienzen als am PSI.

Meßaufbau

Es wurde ein ähnlicher Meßaufbau wie am PSI verwendet (Abb. 3.2). Anstelle der PSI-Taktfrequenz wurde der 10 MHz Auslesetakt von einem Frequenzgenerator erzeugt. Die Trigger-Treiber-Karte wurde über Dummy[1] Helix-Karten angeschlossen, da nur eine Kammer vorhanden war. Die Verkabelung der Masse- und Spannungsleitungen wurde nach dem Erdungsschema (Abb. 2.10) ausgeführt. Als Zählgas dienten Argon und DME mit einem Mischungsverhältnis von 50:50. Die Betriebsspannungen der Kammer waren : U_{Drift} = -3,2 kV, U_{GEM} = 430 V und $U_{Kathode}$ = -500 V.

[1] Helix-Karten, die nicht mit Chips bestückt waren und nur zum Weiterleiten der Signale dienten.

Meßergebnisse

Mit diesem System wurde eine Komparatorschwelle von -40 mV erreicht, bevor die Helix-Chips anfingen zu schwingen.

Die aufgenommenen Daten wurden wieder mit dem Clustersuchalgorithmus, der in Abschnitt 3.3.2 beschrieben ist, ausgewertet [Mu99]. In der Abbildung 4.1 links ist das Histogramm der Pulshöhen der gefundenen Cluster in den Kammerdaten abgebildet. Die zweite Kurve zeigt die Häufigkeit der Triggerereignisse als Funktion der Pulshöhe der Cluster. In Abbildung 4.1 rechts ist die Komparatoreffizienz ε_K (Gl 3.1) als Funktion der analogen Pulshöhe eingetragen. Bei ca. 40 mV Pulshöhe auf einem Anodenstreifen beginnen die Komparatoren zu schalten. Ab ca. 75 mV steigt die Schaltwahrscheinlichkeit der Komparatoren auf 90 - 100 %. Die teilweise niedrigeren Effizienzen bei großen Pulshöhen stammen von Störsignalen in der Elektronikkette, die vom Clustersuchalgorithmus nicht von den realen Teilchensignalen getrennt wurden.

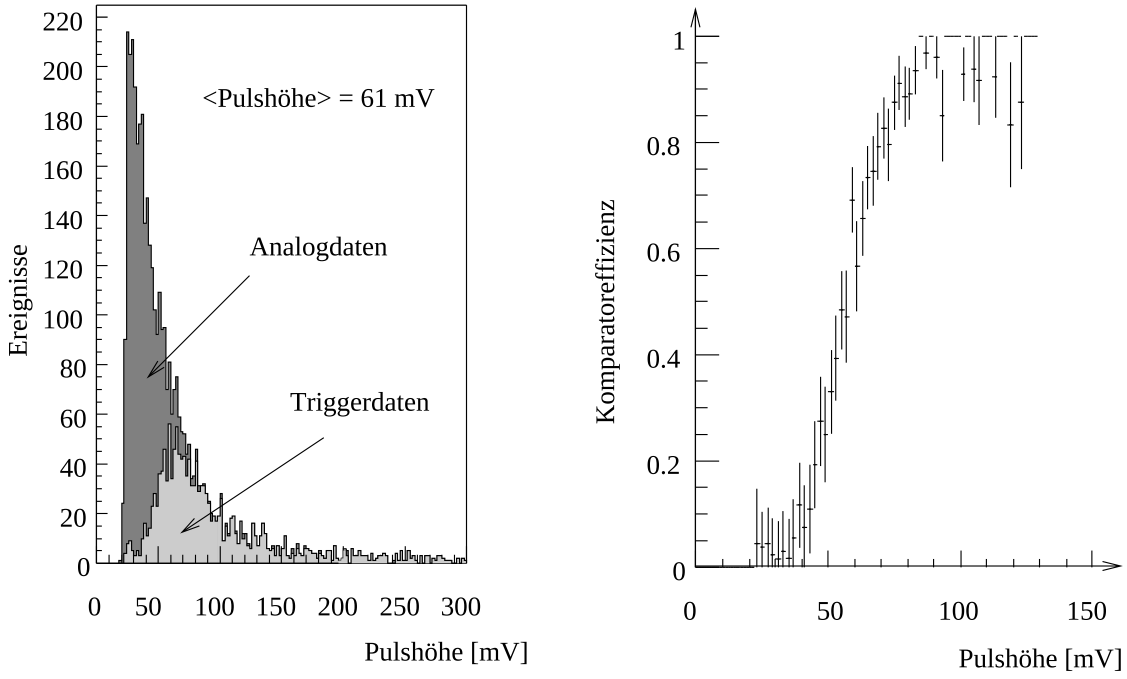
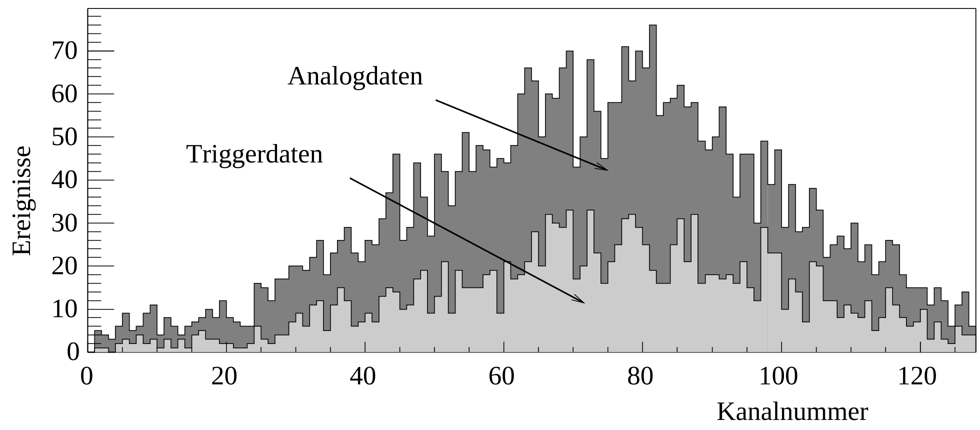


Abbildung 4.1: Links: Pulshöhenhistogramm und Triggerereignisse als Funktion der Pulshöhe. Rechts: Komparatoreffizienz als Funktion der Pulshöhe. (Komparatorschwelle = - 40 mV)

Die Abbildung 4.2 oben zeigt die Anzahl der Analog- und Triggerereignisse als Funktion der Kanalnummer (Streifenposition) in Helix 1. In der unteren Abbildung ist die Komparatoreffizienz ε_K als Funktion der Streifenposition eingetragen. Die



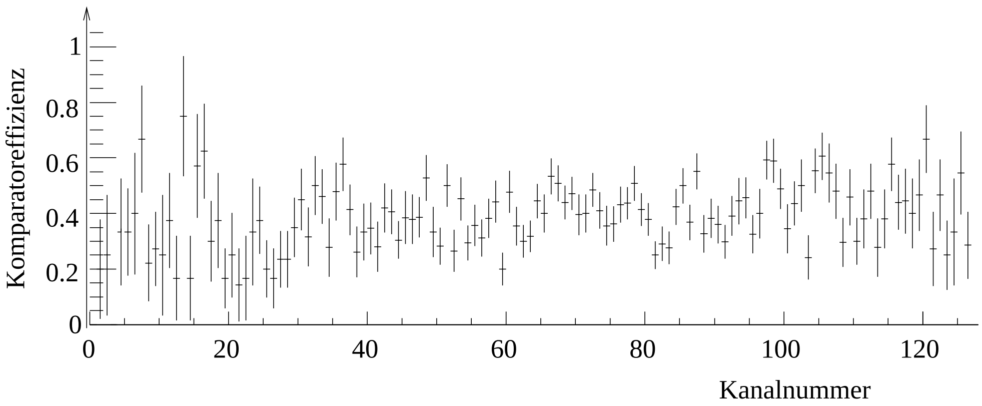


Abbildung 4.2: Oben: Analog- und Triggerereignisse als Funktion der Kanalnummer von Helix 1. Unten : Komparatoreffizienz als Funktion der Kanalnummer von Helix 1. (Komparatorschwelle = - 40 mV)

Wahrscheinlichkeit, daß ein Komparator schaltet, beträgt im Mittel 40 % und hängt nicht von der Streifenposition ab. Die sichtbare Gasverstärkung $Gain_{visible}$ der Kammer liegt bei etwa 2400 (mit Formel 3.3):

$$Gain_{visible} \approx \frac{61 \text{ mV} \times 1{,}5 \times 600 \text{ e-/mV}}{23 \text{ e-}} \approx 2400 \tag{4.1}$$

Dabei wurde angenommen, daß die Primärionisation der Elektronen (etwa 3 MeV) näherungsweise der eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht.

Vergleich mit den PSI-Messungen

Obwohl die GEM- und Kathodenspannung am PSI niedriger waren, war dort die Gasverstärkung der Kammern höher als bei den Messungen mit den Helix 128-3.0-Chips. Bei der Inspektion der GEM-Folien wurden unterschiedliche Lochdurchmesser gefunden. Die Feldstärke und damit die Gasverstärkung in den Löchern ist abhängig vom Lochdurchmesser.

Am PSI erreichte man mit -50 mV Komparatorschwelle eine Komparatoreffizienz $\varepsilon_{K(D)}$ der Doppellage von etwa 70 %. Mit der Annahme, daß die Effizienzen der beiden Kammern gleich sind, ergibt sich die Komparatoreffizienz einer Einzellage ε_K zu:

$$\varepsilon_K = 1 - \sqrt{1 - \varepsilon_{K(D)}} \approx 45\% \tag{4.2}$$

Bei den Messungen mit den Helix 128-3.0-Chips betrug die Komparatorschwelle -40 mV, weshalb die Komparatoreffizienz höher sein sollte als am PSI. Jedoch war die Gasverstärkung der Kammer mit den Helix 128-3.0-Chips um etwa 30 % kleiner als die der Kammern am PSI. Aufgrund der zu niedrigen Gasverstärkung zeigt das Pulshöhenspektrum der Kammer (Abb. 4.1 links) keine Landauverteilung. Bei einer höheren Gasverstärkung verschiebt sich die wahrscheinlichste Pulshöhe zu größeren Werten. Damit steigt die Schaltwahrscheinlichkeit der Komparatoren und somit auch die Komparatoreffizienz.

Folgerungen

Mit dem Helix 128-3.0 kann die Komparatorschwelle 10 mV niedriger eingestellt werden als am PSI, bevor Oszillationen des Helix-Chips einsetzen. Durch das Entfernen des Oszillationssignals auf den Eingangsstufen der Chips steigt die Schaltwahrscheinlichkeit der Komparatoren als Funktion der maximalen Pulshöhe der Cluster deutlich steiler an (vgl. Abb. 4.1 und 3.8 rechts). Die untere Grenze der Komparatorschwelle wird jedoch weiterhin durch Oszillationen der Helix-Chips begrenzt.

Durch Vergrößern der Gasverstärkung kann die Triggereffizienz erhöht werden. Allerdings gelangt man dabei in Betriebsbereiche der Kammern, in denen die Funkenwahrscheinlichkeit auf inakzeptable Werte ansteigt. Somit mußten die Oszillationen der Helix-Chips unterbunden werden, um eine höher Triggereffizienz zu erreichen.

4.3 Messungen bei HERA-B

4.3.1 Aufbau der Station MS 14-

Obwohl die Oszillationen der Helix-Chips noch nicht eingestellt waren, wurde die Station MS 14- des ITR mit Trigger-Link-Elektronik (Abb. 2.12) ausgestattet. Mit der Hardware der Trigger-Link-Elektronik bei HERA-B können alle Triggerausgänge einer Doppellage gleichzeitig beobachtet werden. Dies war bei den Untersuchungen am PSI und den Messungen mit der Ru-106-Quelle nicht der Fall. Ziel der Untersuchungen war das Verhalten des Systems in der Erdungsumgebung von HERA-B und die gegenseitige Beeinflussung der Helix-Chips einer Doppellage zu untersuchen.

Die Triggerdaten der sechs Doppellagen einer Triggerstation werden mit der JTAG-Schnittstelle an den Trigger-Link-Karten ausgelesen. Es gibt dabei zwei Möglichkeiten:

- Einzelne Ereignisse aller 1152 Triggerkanäle der 6 Doppellagen werden am Bildschirm angezeigt (Abb. 4.3). Die Ausleserate beträgt wenige Hertz.
- Die 192 Triggerkanäle einer Doppellage werden einzeln aufsummiert. Damit erhält man die Triggerkanalbelegung, die off-line ausgewertet wird. Die Ausleserate beträgt etwa 50 Hertz.

Triggerbitnummer	8 16 24 . . . .176 184 192	8 16 24 . . . .176 184 192
Doppellage 1 2	0 0 0 . . . . 0 0 0	0 0 0 . . . . 0 0 0
Doppellage 3 4	0 0 0 . . . . 0 0 0	FF FF FF . . . . FF FF FF
Doppellage 5 6	FF FF FF . . . . FF FF FF	0 0 0 . . . . 0 0 0

Abbildung 4.3: Alle Triggerkanäle der 6 Doppellagen der Station MS 14-, die on-line mit der JTAG-Schnittstelle ausgelesen wurden. Bei diesem Beispiel sind alle Triggerbits der Doppellagen 4 und 5 gesetzt.

4.3.2 Meßergebnisse

Die Komparatorschwellen der Helix-Chips der Station MS 14- können individuell eingestellt werden. In den folgenden Messungen wurde das Verhalten der Triggerausgänge der Helix-Chips mit und ohne Eingangssignale, jeweils bei verschiedenen Komparatorschwellen, untersucht.

Messungen ohne Eingangssignal

Bei Durchfahren der Komparatorschwelle ergab sich eine Hysteresekurve (Abb. 4.4). Man beginnt mit einer maximalen Komparatorschwelle (Max.-Wert) und erniedrigt die Schwelle so lange, bis die Triggerausgänge anfangen zu oszillieren (Min.-Wert). Danach muß man die Komparatorschwelle wieder bis auf den Max.-Wert erhöhen, um das Oszillieren der Triggerausgänge zu stoppen.

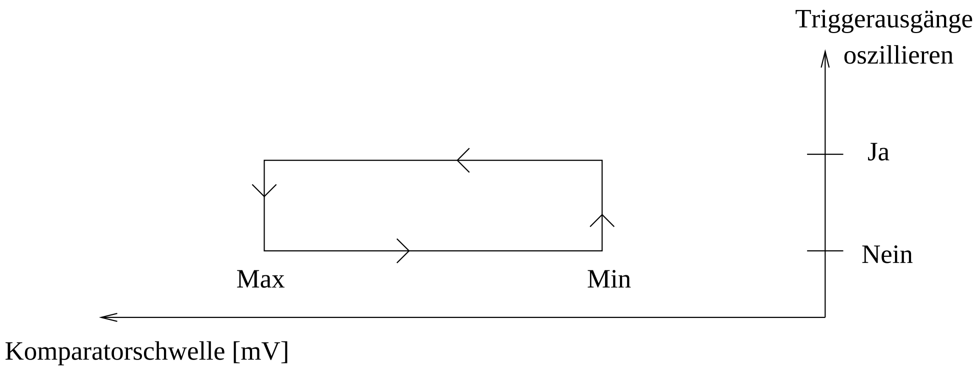


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Hysteresekurve des Oszillierens der Triggerausgänge als Funktion der Komparatorschwelle.

Variierte man die Komparatorschwelle bei allen 12 Helix-Chips einer Doppellage gleichzeitig, so lag die Oszillationsschwelle zwischen etwa -30 mV und -85 mV. Es war hierbei unerheblich, ob man die Komparatorschwelle der Helix-Chips einer Doppellage alleine oder mit anderen Lagen zusammen veränderte. Die sechs Doppellagen beeinflussen sich gegenseitig nicht.

Variierte man nur die Komparatorschwelle eines einzelnen Helix-Chips und ließ die Schwelle der anderen 11 Chips bei -50 mV, so lag die Schwingungsschwelle zwischen etwa -17 mV und -30 mV. Bei einigen Helix-Chips („Strahlrohr-Chips"), die direkt unter dem Strahlrohrausschnitt sitzen, mußte man die Komparatorschwelle aller Chips der Doppellage wieder auf -85 mV erhöhen, um die Oszillationen zu unterbinden.

Messungen mit Eingangssignal

Bei den Messungen mit Eingangssignalen an den Helix-Chips ergab sich keine Hysteresekurve. Die Chips einer Doppellage begannen bei Schwellen kleiner als -85 mV zu schwingen. Es war jedoch ebenfalls möglich, nur die Komparatorschwellen der „Strahlrohr-Chips“ auf -85 mV einzustellen und die Schwelle der anderen Chips auf etwa -55 mV zu erniedrigen, ohne Oszillationen auszulösen.

Folgerungen

Die sechs Doppellagen einer Station beeinflussen sich nicht gegenseitig. Allerdings waren die Versorgungsspannungen der Helix-Chips innerhalb einer Doppellage nicht genügend voneinander entkoppelt. Speziell die „Strahlrohr-Chips“, die am weitesten vom zentralen Massepunkt entfernt sind und die längsten Spannungszuführungen auf der Verteilerkarte besitzen, zeigten deutlichen Einfluß auf die anderen Helix-Chips ihrer Doppellage. Die Ergebnisse mit einzelnen Chips zeigen, daß niedrige Komparatorschwellen mit angeschlossener Kammer erreicht werden können. Die äußere Beschaltung der Chips mußte noch optimiert werden, um eine Unterdrückung der Oszillationen des Systems zu erreichen.

Schalten alle Komparatoren eines Helix-Chips gleichzeitig, dann entstehen Stromspitzen I_{max} mit einer Amplitude von etwa 130 mA/Helix auf den Spannungszuführungen (Abb. 2.6):

$$I_{max} = \frac{U_{Open-Drain}}{R} \times 32 \text{ Ausgänge } \approx \frac{4\text{ V}}{1\text{ k}\Omega} \times 32 \approx \text{ 130 mA} \qquad (4.3)$$

Die Stromspitzen koppeln auf die Helix-Eingänge, wodurch Oszillationen ausgelöst werden. Beim Schalten aller Komparatoren einer Doppellage entstehen Stromspitzen mit $I_{max(D)} = 12 \times I_{max}$. Deshalb kann die Komparatorschwelle eines einzelnen Chips deutlich niedriger eingestellt werden, wenn die Schwellen der anderen Chips der Doppellage hoch sind.

4.4 Unterdrückung der Oszillationen

Aus den Meßergebnissen der vorhergehenden Abschnitte wurde deutlich, daß folgende Schritte durchgeführt werden mußten, um eine befriedigende Unterdrückung der Oszillationen zu erreichen:

- Die Rückkopplung der Stromspitzen beim Schalten der Komparatoren über die Spannungszuführungen auf den Helix-Karten zu den Analogeingängen muß minimiert werden.

- Der Spannunghub der Triggerausgänge des Helix-Chips $U_{Open-Drain}$ muß reduziert werden, um die Stromspitzen I_{max} beim Schalten der Komparatoren zu erniedrigen (vgl. Gl. 4.3).
- Die gegenseitige Kopplung der Helix-Chips einer Doppellage muß reduziert werden.

In den folgenden Punkten wird dargestellt, wie diese Bedingungen im System realisiert wurden:

1. Verbesserung der Helix-Karte

Es wurde eine verbesserte Helix-Karte entwickelt, um die Rückkopplung der Stromspitzen über die Spannungszuführungen zu den Analogeingängen der Helix-Chips zu minimieren. Die Spannungszuführungen für den Analog- und Komparatorteil auf der Platine wurden räumlich voneinander getrennt und mit Spulen und Kondensatoren entkoppelt [Fe99].

2. Reduzierung des Spannungshubs

Einen niedrigeren Spannungshub $U_{Open-Drain}$ der Triggerausgänge erhält man durch Verkleinern der Spannung $U_{Trigger}$ (Abb. 2.11). Die Trigger-Treiber-Karte muß dann dem niedrigeren Spannungshub angepaßt werden.

Die Trigger-Treiber-Karte arbeitet bis zu einem minimalen Spannungshub von 2 V am Eingang des Flipflops einwandfrei. Schließt man die Spannung $U_{Trigger}$ an die Spannungsversorgung B (Abb. 2.11) an, so beträgt die maximale Spannung am Open-Drain-Ausgang etwa 0 V, bedingt durch den Spannungsabfall an den beiden Dioden. Durch den halbierten Spannungshub $U_{Open-Drain}$ reduzieren sich die Stromspitzen I_{max}, beim Schalten der Komparatoren um die Hälfte auf maximal 65 mA/Helix.

Damit der Spannungshub $U_{Open-Drain}$ der Triggerausgänge noch weiter reduziert werden kann, wurde eine neue Trigger-Treiber-Karte entwickelt. Der Spannungshub darf nicht kleiner als 0,4 V sein, um eine einwandfreie Übertragung der Triggerbits zu gewährleisten. Auf der Trigger-Treiber-Karte Version 2 befindet sich am Eingang eine Komparatorschaltung, die den Spannungshub von 0,4 V auf TTL-Pegel anhebt (Abb. 4.5). Dadurch konnte die restliche Schaltung der alten Trigger-Treiber-Karte vollständig auf die Version 2 übernommen werden. Die Reduzierung der Spannung $U_{Trigger}$ auf -1,6 V geschieht mittels einer Z-Diodenschaltung, die auf der Helix-Karte untergebracht werden kann. Die Stromspitzen I_{max} beim Schalten der Triggerausgänge sind damit um einen Faktor 10 auf maximal 13 mA/Helix verkleinert.

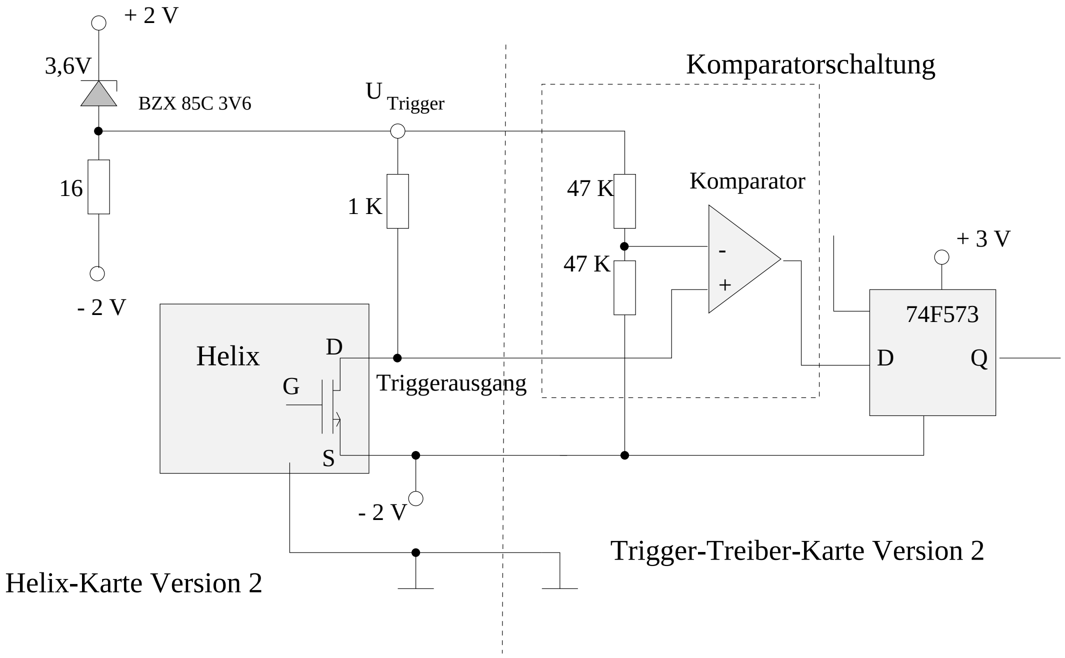


Abbildung 4.5: Blockschaltbild der Verbindungen zwischen einem Helix-Komparator und der Trigger-Treiber-Karte Version 2.

3. Optimierung des Erdungsschemas

Die Fan-out-Folien der Anodenleiterbahnen leiten die Ladungssignale von den Kammeranoden zu den Eingangsstufen der Helix-Chips. Diese Eingangsstruktur wirkt wie eine Antenne für Störsignale. Deshalb wurden die Fan-out-Folien mit einer kupferbeschichteten Kaptonfolie abgeschirmt. Sie ist auf der leitenden Rückseite des MSGC-Substrats und auf den Erdungspunkten der Helix-Karten kontaktiert. Die Abschirmfolie verhindert das Einkoppeln von Störsignalen, die durch die Stromspitzen beim Schalten der Komparatoren erzeugt werden und ermöglicht einen ungestörten Signalfluß in die Eingangsstufen der Helix-Chips.

Außerdem wurden bei dem optimierten Erdungsschema (Abbildung 4.6) noch folgende Punkte geändert, um das Einkoppeln von äußeren Störsignalen zu minimieren:

- Die Fan-out-Folien der Anoden- und Kathodenleiterbahnen der MSGC-Substrate sind mit kupferbeschichteten Kaptonfolien beidseitig abgeschirmt. Die Abschirmfolien sind mit Kupferklebestreifen an die aluminiumbeschichtete Folie auf der Rückseite des MSGC-Substrats kontaktiert.

- Der Abstand der Schutzwiderstände, die an die Drift- und GEM-Spannungskabel angeschlossen sind, wurde auf etwa 5 cm zur Kammer verringert.

- Ein Tiefpass wurde in die Hochspannungszuführung der Kathode eingebaut.

- Die Erdungskabel wurden nicht mehr sternförmig dem zentralen Massepunkt zugeführt. Sie sind an einem Kupferklebestreifen kontaktiert und somit auf dem kürzesten Weg miteinander verbunden.

- Das zusätzliche Erdungskabel zur Trigger-Treiber-Karte wurde entfernt.

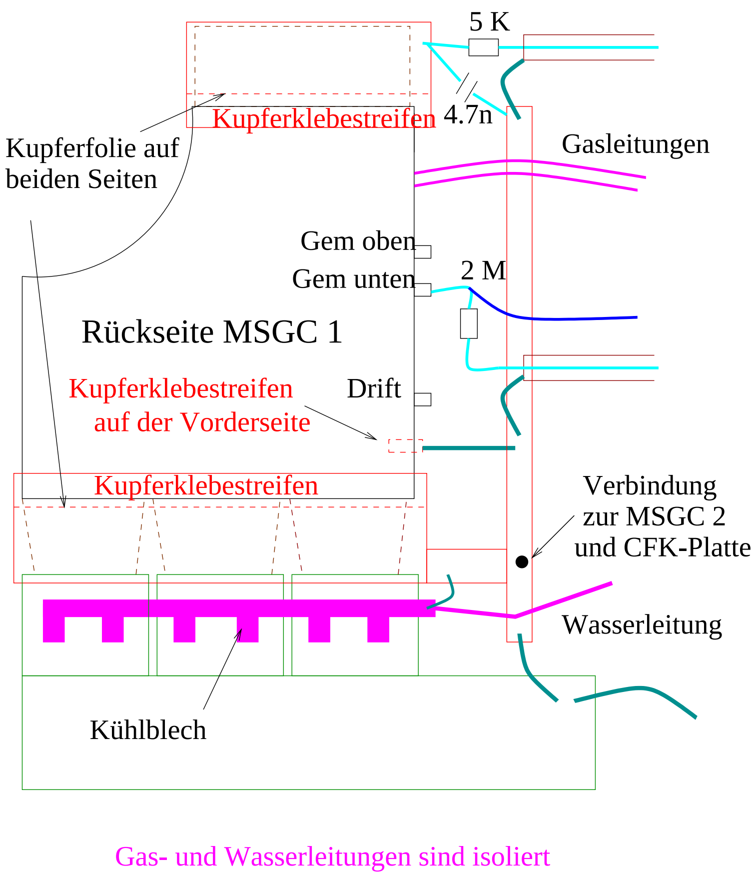


Abbildung 4.6: Optimiertes Erdungsschema.

4.5 Meßergebnisse im Labor mit dem optimierten System

4.5.1 Verhalten der Komparatoren

Mit den verbesserten Helix-Karten, dem optimierten Erdungsschema und der Trigger-Treiber-Karte Version 2 konnte die Komparatorschwelle der Chips einer Doppellage ganz erheblich, nämlich auf -12,5 mV erniedrigt werden. Die Oszillationen der Helix-Chips sind mit und ohne Signal an den Eingängen unterbunden. Der Hystereseeffekt (Abb. 4.4) ist verschwunden. Erniedrigt man die Schwelle zu kleineren Werten (-9,5 mV), schalten die Komparatoren statistisch, aufgrund des thermischen Rauschens auf den Eingängen der Helix-Chips.

4.5.2 Abschätzung des Rauschpegels

Das Rauschen eines Helix-Kanals setzt sich aus dem intrinsischen Rauschen der Helix-Eingangsstufe und dem thermischen Rauschen des Widerstands an seinem Eingang zusammen. Das thermische Rauschen eines Widerstands R am Eingang des Verstärkers mit der Bandbreite B ($B_{Helix} \approx 10$ MHz), bei der Temperatur T, ergibt sich mit folgender Formel (k = Bolzmankonstante, q = Elementarladung) [Ho89]:

$$\sigma = \sqrt{(4 \times \mathrm{k} \times \mathrm{R} \times \mathrm{T} \times \mathrm{B})} \times \frac{C_{in}}{\mathrm{q}} \tag{4.4}$$

Das Rauschen $\sigma_{erwartet}$ in Elektronen, abhängig von der Eingangskapazität C_{in} in pF, ergibt sich somit durch quadratische Addition folgender Beiträge:

$$\begin{aligned} \sigma_{erwartet} &= \sqrt{\mathrm{A}^2 + \mathrm{B}^2 + \mathrm{C}^2} \\ &= \sqrt{(445 + 43,6 \times C_{in})^2 + (61,5 \times C_{in})^2 + (93,9 \times C_{in}/2)^2} \end{aligned} \tag{4.5}$$

Dabei entspricht der Summand A dem intrinsischen Rauschen der Verstärkerstufen des Helix-Chips [St98]. Die Spannungs- und Stromwerte der Verstärker entsprechen den Vorgaben aus Tabelle 4.1. Der Summand B entspricht dem thermischen Rauschen des 600 Ω Schutzwiderstands am Eingang des Vorverstärkers. Der Beitrag C ist das thermische Rauschen des Anodenstreifenwiderstands (1,4 kΩ). Darin wird die Eingangskapazität C_{in} durch zwei geteilt, da sich der Anodenwiderstand über die gesamte Eingangskapazität verteilt.

Verstärkereinstellung	Wert
I_{pre}	200 μA
I_{sha}	100 μA
I_{buf}	100 μA
I_{comp}	50 μA
I_{pipe}	40 μA
I_{sf}	100 μA
I_{drv}	90 μA
V_{fp}	+ 0,4 V
V_{fs}	+ 1,5 V
V_{dcl}	+ 0,9 V
V_d	- 0,9 V
V_{offset}	0 V

Tabelle 4.1: Einstellungen der Verstärker der Helix-Chips (Abb. 2.5) aus [Fa99], die bis Februar 2000 beim ITR verwendet wurden.

Der Hauptbeitrag der Eingangskapazität C_{in} stammt von der Kapazität zwischen einem Anodenstreifen und den benachbarten Kathodenstreifen (16 pF). Die Kapazität zwischen einem Anodenstreifen und der Silberfolie auf der Rückseite des Kammersubstrats beträgt etwa 2,5 pF und die Kapazität des Keramik-fan-in beträgt 2 pF. Hinzu kommt die Kapazität des Kapton-fan-in $\mathcal{O}$(pF) sowie Streukapazitäten $\mathcal{O}$(pF) im Helix-Chip. Durch Addition der Kapazitäten erhält man eine Eingangskapazität C_{in} von etwa 25 pF. Setzt man diese Abschätzung in Gleichung 4.5 ein, erhält man ein erwartetes Rauschen $\sigma_{erwartet}$ von:

$$\sigma_{erwartet} \approx \; 2500 \text{ e-} \tag{4.6}$$

Im Oszillogramm in der Abbildung 4.7 sind 100 Ereignisse[2] von jeweils 10 Kanälen eines Helix-Chips überlagert, ohne daß ein Signal an die entsprechenden Eingänge gelegt war. In der Abbildung ist ein Kanal des Chips markiert. Der Spannungshub des Kanals ergibt den maximalen Abstand zweier Rausch-Ereignisse. Er beträgt im Mittel etwa 20 mV. Das Rauschen auf den Verstärkerstufen der Helix-Chips folgt näherungsweise einer Gaußverteilung. Folglich läßt sich mit Hilfe einer Monte-Carlo-Studie aus den Meßdaten ein $\sigma_{gemessen}$ abschätzen.

Es wurden 100 Monte-Carlo-Serien erzeugt, die einer Gaußverteilung mit einer festen Standardabweichung σ folgen. In der Abbildung 4.8 links ist eine typische

[2]Das Oszilloskop wurde im Envelop-Mode betrieben. Damit sieht man die einhüllende Funktion einer einstellbaren Anzahl von Ereignissen.

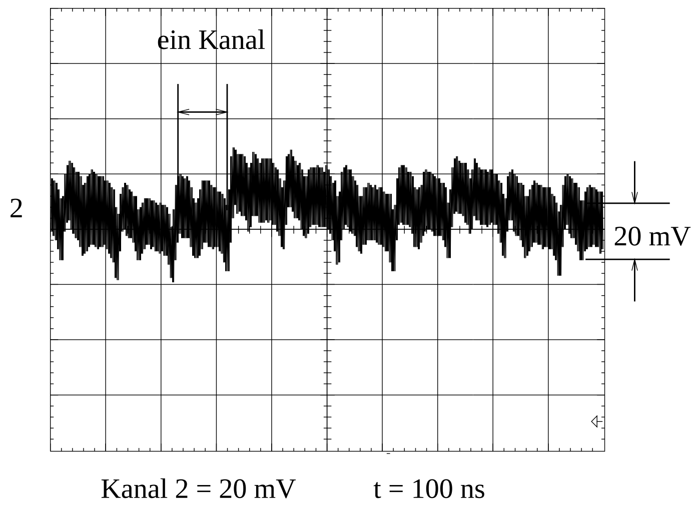


Abbildung 4.7: 100 Ereignisse von 10 Kanälen des Helix-Chips überlagert.

Monte-Carlo-Serie mit einer Standardabweichung σ von 3,8 mV sowie die entsprechende Gaußverteilung abgebildet. Aus den Daten der 100 Monte-Carlo-Serien wurde jeweils der maximale Abstand zweier Ereignisse bestimmt und daraus der Mittelwert gebildet.
In Abbildung 4.8 rechts ist der Mittelwert des maximalen Abstands zweier Ereignisse als Funktion der Standardabweichung σ der Monte-Carlo-Serien aufgetragen. Daraus ergibt sich für einen mittleren maximalen Abstand zweier Ereignisse von 20 mV ein σ von 3,8 mV. Mit der Annahme, daß das Rauschen der realen Messung (Abb. 4.7) einer Gaußverteilung folgt, erhält man somit eine Abschätzung für $\sigma_{\mathrm{gemessen}}$ von etwa 3,8 mV.

Die Signalhöhe nach der Eingangsstufe des Helix-Chips mit den Verstärker-Einstellungen aus Tabelle 4.1 beträgt, bei einer Einkopplung von 24 000 Elektronen am Eingang und einer Eingangskapazität von 25 pF, etwa 45 mV (Abb. 4.9). Die Signalhöhe nach der Verstärkerkette vom seriellen Ausgang am Helix bis zum ADC (Abb. 2.9), beträgt am Eingang des ADC noch etwa 40 mV. Damit erhält man das thermische Rauschen $\sigma_{gemessen}$ eines Helix-Kanals in Elektronen:

$$\sigma_{gemessen} \approx 3{,}8 \text{ mV} \times 600 \text{ [e-/mV]} \approx 2300 \text{ e-} \qquad (4.7)$$

Das experimentell gemessene thermische Rauschen $\sigma_{gemessen}$ (Gl. 4.7) entspricht etwa dem erwarteten Wert $\sigma_{erwartet}$ (Gl. 4.6). Damit ist das Rauschen auf den Helix-Eingängen auf den kleinstmöglichen Wert für unser System reduziert. Die Baselinevariationen sind unterbunden. Die niedrigste einstellbare Komparatorschwelle (-12,5 mV) wird durch das thermische Rauschen begrenzt.

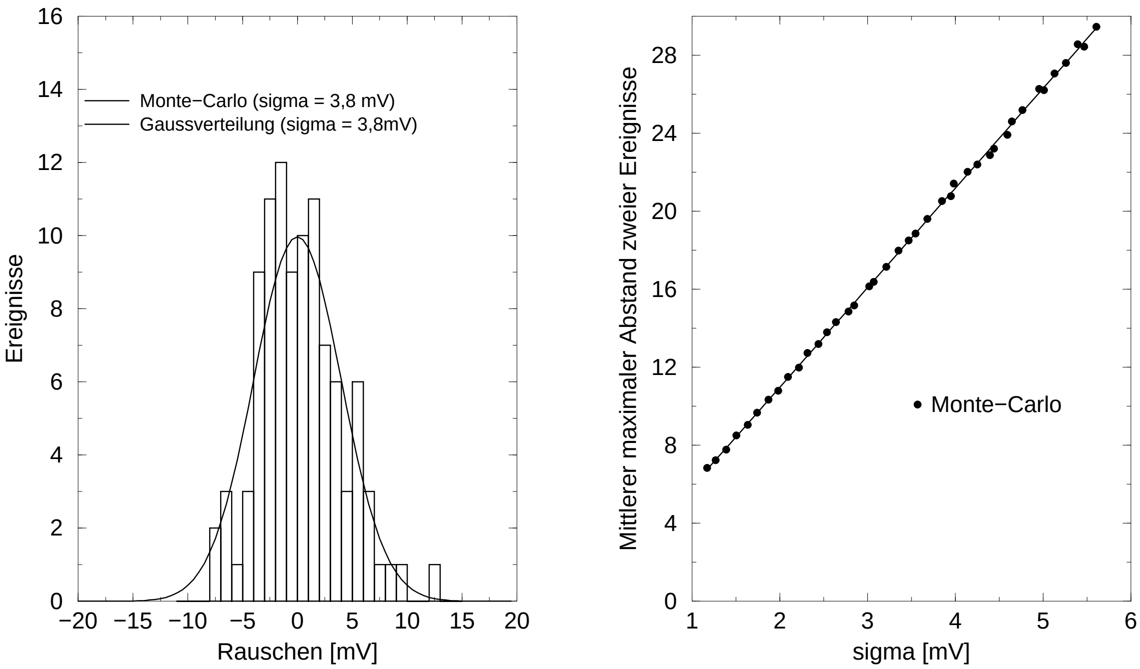


Abbildung 4.8: Links: Typische Monte-Carlo-Serie mit einer Standardabweichung σ von 3,8 mV sowie die entsprechende Gaußverteilung. Rechts: Mittelwert des maximalen Abstands zweier Ereignisse als Funktion der Standardabweichung σ der Monte-Carlo-Serien.

4.5.3 Abhängigkeit der Komparatorschwelle von der Pulsform des Helix-Chips

Die bisherigen Messungen wurden mit den Strom- und Spannungseinstellungen der Helix-Verstärker, die in Tabelle 4.1 aufgeführt sind, durchgeführt. Die Pulsform dieser Verstärker-Einstellungen ist für die Anforderungen bei HERA-B zu langsam. Dort werden die Spannungssignale nach der Eingangsstufe des Helix-Chips in einem Abstand von 96 ns ausgelesen. Die Spannung ist 96 ns nach dem Maximum des Pulses noch nicht tief genug gesunken, wodurch sich ein Beitrag im folgenden Auslesezyklus ergibt. Durch Variation des Vorverstärker-Stroms I_{pre} (vgl. Abb. 2.5) und der Pulsformer-Spannung V_{fs} kann man die Pulsform verkürzen.

In Abbildung 4.9 rechts sind die Signalformen nach der Eingangsstufe des Helix-Chips für zwei verschiedene Verstärker-Einstellungen, bei Einkoppeln von 24 000 Elektronen, dargestellt. Die langsame Pulsform entspricht den Helix-Verstärker-Einstellungen aus Tabelle 4.1. Bei der kurzen Pulsform sind die beiden Werte V_{fs} = 1 V und I_{pre} = 400 μA geändert. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß mit diesen Verstärker-Einstellungen die Ladungssignale der Teilchen und das Rauschen am Helix-Eingang höhere Spannungssignale verursachen. Systematische Untersuchungen

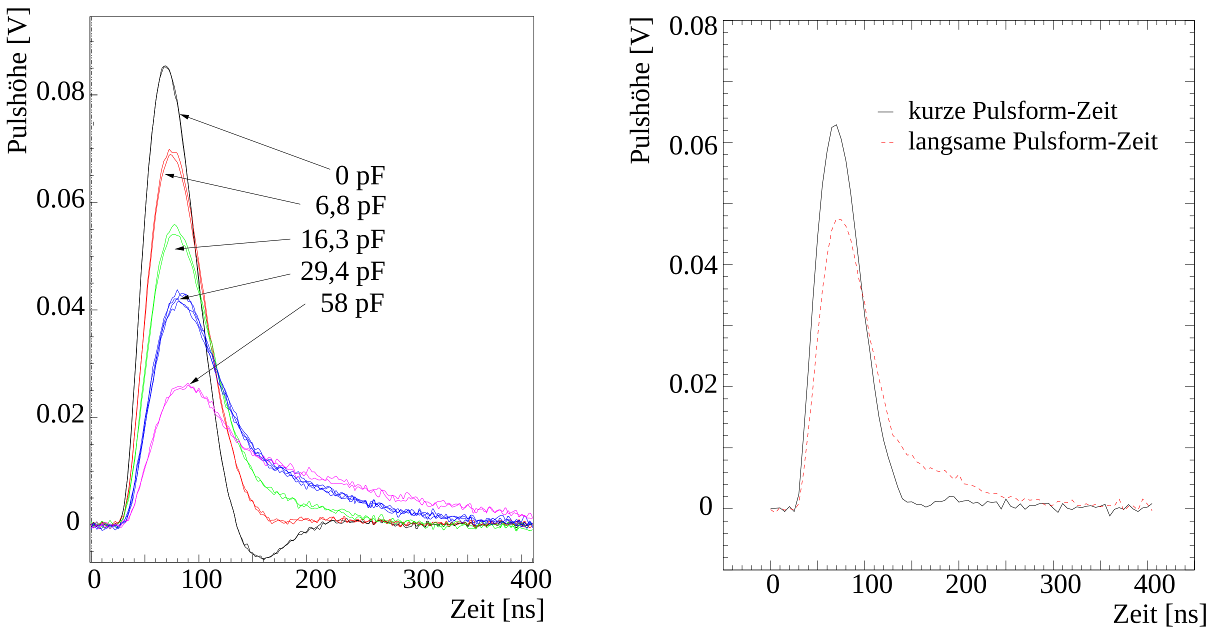


Abbildung 4.9: Die Abbildungen zeigen die Signalform nach der Eingangsstufe des Helix-Chips bei Einkoppeln von 24 000 Elektronen. Links : Verschiedene Eingangskapazitäten; Helix-Verstärker-Einstellungen aus Tabelle 4.1. Rechts : Zwei verschiedene Helix-Verstärker-Einstellungen [Tr00].

bei HERA-B haben gezeigt, daß jedoch das entscheidende Signal-zu-Rauschverhältnis bei den beiden Pulsformen gleich bleibt [Wi00]. Mit der kürzeren Pulsform wird der Beitrag im folgenden Ereignis reduziert, weshalb die Helix-Chips bei HERA-B seit Februar 2000 mit diesen Einstellungen betrieben werden.

Der Komparator-Strom I_{comp} (vgl. Abb. 2.5) war bei den vorangegangenen Messungen auf 50 μA eingestellt. Messungen im ASIC-Labor in Heidelberg ergaben für die kürzere Pulsform einen optimalen Komparator-Strom von 20 μA. Mit den drei geänderten Verstärkereinstellungen (I_{comp} = 20 μA, V_{fs} = 1 V und I_{pre} = 400 μA) erreicht man bei den Helix-Chips einer optimierten Doppellage ebenfalls eine Komparatorschwelle von - 12,5 mV.

Kapitel 5

Test der optimierten Trigger-Elektronik bei HERA-B

Die Messungen im Labor mit der optimierten Trigger-Elektronik ergaben zufriedenstellende Resultate. Jedoch werden im HERA-B-Detektor, wegen der hadronischen Strahlungsumgebung und den unterschiedlichen Erdungsbedingungen, höhere Anforderungen an die Elektronik gestellt. Im Juli 2000 wurde deshalb die Teststation MS 15- in HERA-B eingebaut, an der unter realistischen Bedingungen ausführliche Untersuchungen bis Ende der Strahlzeit von HERA im September 2000 durchgeführt wurden.

5.1 Aufbau der Teststation

Abbildung 5.1 zeigt die Komponenten der Teststation, die in der Position MS 15- eingebaut wurde (Abb. 2.3). In der Station befinden sich drei Doppellagen eines Quadranten. Sie sind mit den verbesserten Helix-Karten, dem reduzierten Spannungshub der Triggerausgänge der Chips und dem optimierten Erdungsschema ausgestattet. Zur Weiterleitung der Triggerbits der drei Trigger-Treiber-Karten werden zwei Trigger-Link-Karten benötigt. Die Doppellagen wurden mit unterschiedlichen Trigger-Treiber-Karten und unterschiedlichem Spannungshub $U_{Open-Drain}$ der Triggerausgänge ausgestattet:

- Die Doppellage 1 mit dem Stereowinkel 0^0 ist mit der verbesserten Version der Trigger-Treiber-Karte ausgerüstet. Die Spannung $U_{Open-Drain}$ beträgt 2 V.
- Der Stereowinkel der Doppellage 2 beträgt 5^0. Sie ist mit der verbesserten Version der Trigger-Treiber-Karte ausgestattet. Der Spannungshub $U_{Open-Drain}$ der Triggerausgänge beträgt 0,5 V.

- Die Doppellage 3 mit dem Stereowinkel -5^0 ist mit der alten Trigger-Treiber-Karte ausgerüstet. Die Spannung $U_{Open-Drain}$ beträgt 2 V.

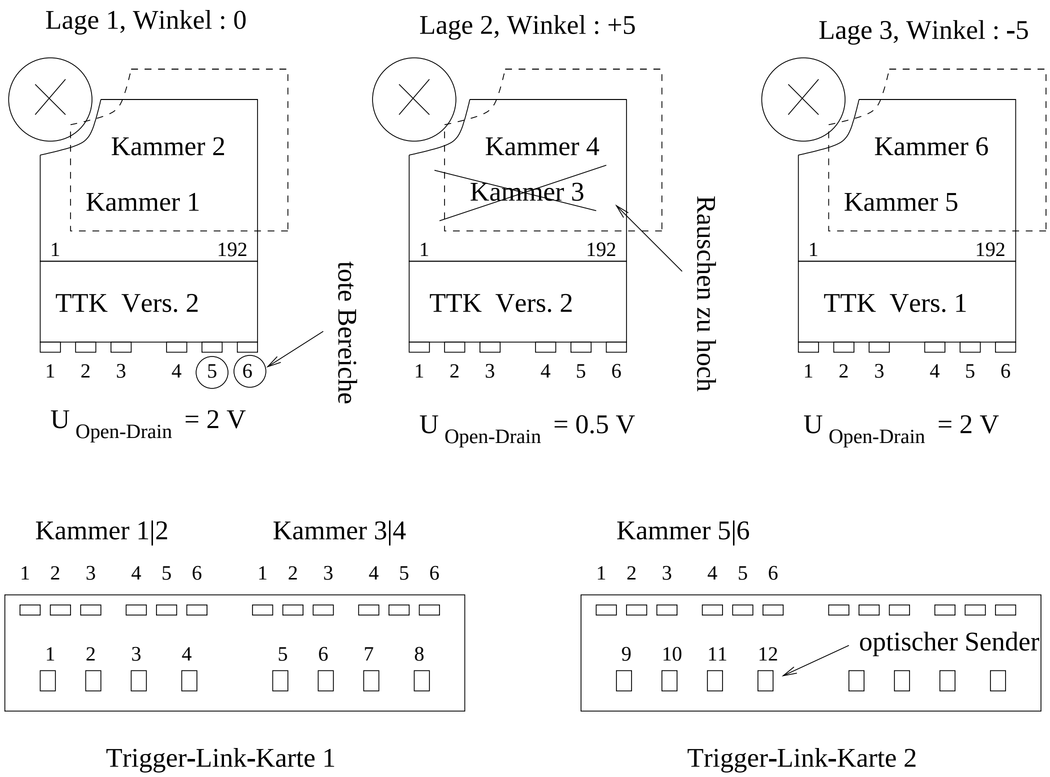


Abbildung 5.1: Komponenten der Teststation MS 15-.

Die unterschiedlichen Belegungen erlauben eine systematische Untersuchung und sollen insbesondere zeigen, ob eine Änderung der Trigger-Treiber-Karten erforderlich ist.

Kurz nach dem Einbau in HERA-B traten Baseline-Variationen von 100 mV in den Analogausgängen der Kammer 3 in Doppellage 2 auf. Durch diesen erhöhten Rauschpegel ließ sich die Komparatorschwelle der Helix-Chips der Kammer 3 nur auf -30 mV einstellen. Bei Untersuchungen nach dem Ausbau der Station aus HERA-B zeigte sich die Ursache des Problems in einem Kontakt zwischen einer Abschirmfolie der Kammer 3 mit der leitenden Rückseite einer Testkammer im +Y-Quadrant. Diese Erdungsschleife verursachte die beobachteten Baseline-Variationen, die nach Entfernen des Kontakts nicht wieder auftraten.

5.2 Testmessungen vor dem Einbau in HERA-B

Vor dem Einbau bei HERA-B wurden die Helix-Chips auf die minimal einstellbare Komparatorschwelle untersucht. Alle Messungen wurden mit der kurzen Pulsform (vgl. Abschnitt 4.5.3) durchgeführt.

Die Komparatorschwelle der Helix-Chips der Doppellage 2 konnte bis -12,5 mV erniedrigt werden, ohne daß die Triggerausgänge oszillierten. Bei kleineren Schwellen begannen die Komparatoren statistisch zu schalten.

Bei Durchfahren der Komparatorschwelle der Helix-Chips der Doppellage 1 war das Verhalten ähnlich zu dem der Helix-Chips der Doppellage 2. Jedoch schalteten einige benachbarte Triggerausgänge nach einem Testpuls an den Eingängen der Helix-Chips und kleinen Komparatorschwellen (ab etwa -20 mV) zwei bis vier Mal.

Die Triggerausgänge der Doppellage 3 begannen bei Testpulsen an den Eingängen der Helix-Chips ab Komparatorschwellen von -21 mV zu oszillieren.

Folgerungen

Die Helix-Chips der Doppellage 2 zeigten vor dem Einbau in HERA-B im Vergleich das beste Verhalten. Das System muß sich jedoch in der HERA-B-Umgebung bewähren. Es bestehen folgende Differenzen zwischen dem Aufbau im Teststand und dem bei HERA-B:

- Die Erdungsbedingungen in HERA-B unterscheiden sich von denen des Teststands.
- Die Komponenten der Station sind der intensiven Strahlung in HERA-B ausgesetzt.
- Die Raten an den Helix-Eingängen sind bei HERA-B wesentlich höher.

5.3 Technischer Test der Trigger-Link-Elektronik

5.3.1 Synchronisation der Trigger-Link-Karten

Die von den Trigger-Treiber-Karten erzeugten Triggerdaten werden auf den Trigger-Link-Karten empfangen und mit der Bunchcrossingnummer des zugehörigen Ereignisses markiert. Die Trigger-Link-Karten werden auf folgende Weise synchronisiert, um bei der Zuordnung der Bunchcrossingnummer zu den Triggerdaten Fehler auszuschließen:

- Die Trigger-Treiber-Karte liefert einen zur HERA-Taktfrequenz synchronen Sendetakt der Triggerdaten zur Trigger-Link-Karte. Die FCS-Karte versorgt die Trigger-Link-Karte mit der HERA-Taktfrequenz, die mit Hilfe eines Verzögerungsbausteins in der Phasenlage um 100 ns geschoben werden kann. Die Phasenlage zwischen dem Sendetakt der Trigger-Treiber-Karte und der HERA-Taktfrequenz wird mit dem Verzögerungsbaustein abgestimmt. Bei korrekter Synchronisation wird auf der Trigger-Link-Karte das „Timing-Bit“ gesetzt, das man über die JTAG-Schnittstelle auslesen kann (Abb. 5.2).

- Die aktuelle Bunchcrossingnummer wird von der FCS-Karte an die Trigger-Link-Karte übermittelt [St01]. Damit die unterschiedlichen Auslesezeiten der verschiedenen Detektoren bei HERA-B ausgeglichen werden können, ist die Bunchcrossingnummer auf der FCS-Karte um einen variablen Offset[1] verschiebbar. Die Synchronisation geschieht mit Hilfe des Bunchcrossing-Spektrums der Protonen von HERA (Abb. 1.6), das in Abbschnitt 1.2 beschrieben ist. Man trägt die Triggereinträge als Funktion der Bunchcrossingnummer auf und verschiebt den Offset in der FCS-Karte, so daß die Lücken des Spektrums der Triggereinträge mit den Lücken des Bunchcrossing-Spektrums der Protonen übereinstimmen.

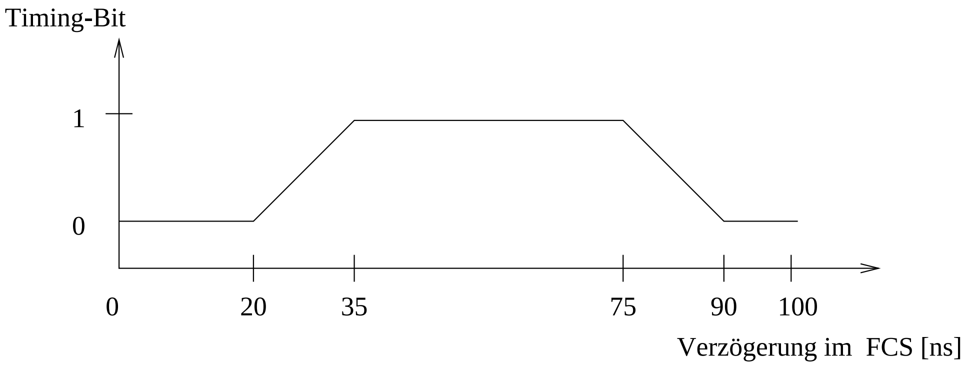


Abbildung 5.2: Timing-Bit der Trigger-Link-Karte als Funktion der HERA-Takt-Verzögerung in der FCS-Karte. Zwischen den beiden Werten 35 ns und 75 ns nimmt die Trigger-Link-Karte die Triggerbits der Trigger-Treiber-Karte synchron entgegen.

5.3.2 Test der optischen Übertragung

Die Übertragung der Triggerdaten der drei Doppellagen zur TFU der ersten Triggerstufe geschieht über 12 optische Verbindungen. Auf den Trigger-Link-Karten können

[1] Versatz

verschiedene Testmuster generiert werden, um die optische Verbindung zu testen [St01]. Die Testdaten werden auf der TFU ausgelesen und mit dem Testmuster verglichen.

Jeder optische Sender überträgt, mit einer Rate von 1 GBit/s, seriell 48 Triggerbits eines Ereignisses in zwei Zyklen. In jedem Zyklus werden 24 Triggerbits und die acht Bit lange Bunchcrossingnummer des dazugehörigen Ereignisses gesendet (Tabelle 5.1).

Bitnummer	00...23	24...31
Zyklus 1	00...23	BX.-Nr.
Zyklus 2	24...47	BX.-Nr.

Tabelle 5.1: Datenformat eines optischen Senders der Trigger-Link-Karte.

Zur Überprüfung der optischen Übertragung wurde ein „Zähler" verwendet. Dabei wird bei jedem Zyklus ein Acht-Bit-Zähler um eins hochgezählt. Das Sendemuster bei der „Zähler"-Einstellung der Trigger-Link-Karte ist in Tabelle 5.2 aufgeführt. In der TFU wurden die 48 Datenbits jedes Senders zu den 128 aufeinanderfolgenden Bunchcrossingnummern (0 -127) ausgelesen. Folglich wurden pro Ereignis 73728 Datenbits (48 Bits $\times$ 12 Sender $\times$ 128 BX-Nr.) ausgelesen:

Bitnummer	00...7	8...15	16...23	24...31
Zyklus 1	Zähler	inv. Zähler	Zähler	BX.-Nr.
Zyklus 2	inv. Zähler	Zähler	inv. Zähler	BX.-Nr.

Tabelle 5.2: Datenformat eines optischen Senders der Trigger-Link-Karte bei der „Zähler"-Einstellung.

Die Daten des Ereignisses wurden anschließend mit dem Zählmuster verglichen und auf etwaige Übertragungsfehler hin untersucht. Bei einer Testmessung, in der 1000 Ereignisse aufgenommen wurden, trat kein Fehler auf. Damit ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übertragungsfehler pro Bit kleiner als $1{,}4 \times 10^{-8}$:

$$P_{\mathrm{Fehler/Bit}} < \frac{1}{\mathrm{Datenbits/Ereignis} \times \mathrm{Ereignisse}} = \frac{1}{73728 \times 1000} \approx 1,4 \times 10^{-8}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Triggerbit gesetzt ist, liegt im Mittel zwischen 0,02 (5 MHz Wechselwirkungsrate) und 0,16 (40 MHz Wechselwirkungsrate). Damit ist die Zahl fehlerhafter Ereignisse durch die optische Übertragung mindestens um etwa einen Faktor 10^6 kleiner als die Zahl der korrekten Triggerbits.

5.4 Messungen am Strahl

5.4.1 Ziel der Messungen

Zu Anfang wird die Funktionstüchtigkeit des Systems am Strahl getestet, in dem die Occupancy[2] als Funktion verschiedener Betriebsparameter, wie Hochspannung der Kammern und Strahlintensität, untersucht wird.

In Abschnitt 5.4.4 sind Messungen der Teilchenspur-Effizienz des Analogteils der Kammern beschrieben. Mit Hilfe der entsprechenden Werte wird in Abschnitt 5.4.5 die Komparatoreffizienz der Helix-Chips und die Triggereffizienz der Kammern abgeschätzt.

5.4.2 Meßverfahren

Die Triggerdaten wurden mit der JTAG-Schnittstelle (vgl. Abschnitt 4.3.1) aus den Trigger-Link-Karten ausgelesen. Damit erhält man die Occupancy für die 192 Triggerkanäle einer Kammer.

Die Analogdaten der Kammern werden bei HERA-B gemeinsam mit den Daten der anderen Detektoren auf Magnetbänder geschrieben. Mit Hilfe eines Clustersuchalgorithmus werden in einem Monitor-Programm [Bu00] in den Analogdaten Teilchensignale gesucht. Das Monitor-Programm liefert unter anderem den Rauschabstand (S/N)[3] (Gl. 5.1) und die Kanalposition der maximalen Signalhöhe des gefundenen Clusters. Bei der Bestimmung des Rauschabstands wird über alle Kanäle summiert, die zum Cluster beitragen:

$$\frac{\mathrm{S}}{\mathrm{N}} = \frac{\sum_{\mathrm{i}}(\mathrm{q_i})}{\sqrt{\sum_{\mathrm{i}}(\sigma_{\mathrm{i}}^2)}} \tag{5.1}$$

Darin ist $\mathrm{q_i}$ die Ladung eines Anodenstreifens im Cluster und σ_{i}^2 dessen Rauschen. Durch Setzen einer Software-Schwelle im Rauschabstand wird entschieden, ob ein Cluster einem Teilchendurchgang zugeordnet wird. Die Kanalposition der maximalen Signalhöhe des gefundenen Clusters wird auf die Triggerkanalposition umgerechnet und als ein Signal in diesem Kanal bewertet.

Analog- und Triggerdaten gehören nicht zum gleichen Ereignis, deshalb muß darauf geachtet werden, daß die ausgelesenen Ereignisse statistisch über das Bunchcrossing-Spektrum (Abb. 1.6) von HERA verteilt sind.

[2]Anzahl der Einträge in einem Triggerkanal auf die Gesamtzahl der ausgelesenen Ereignisse normiert.

[3]englisch: signal to noise

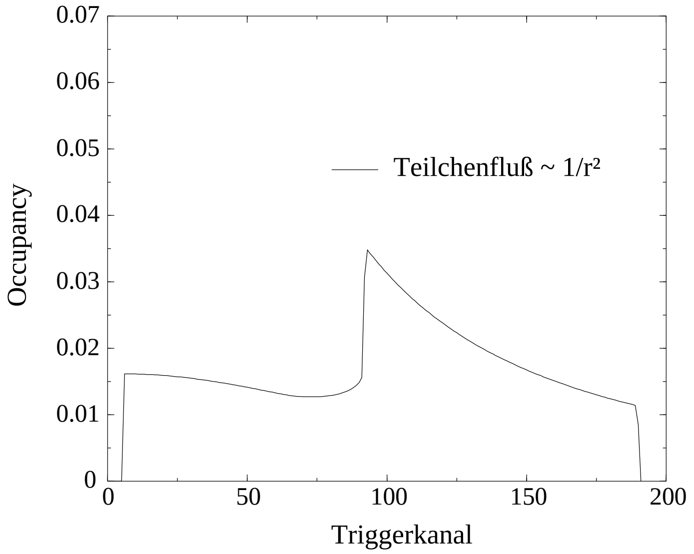


Abbildung 5.3: Erwartete Occupancy.

5.4.3 Messungen der Occupancy

Betriebsparameter der Kammern

Falls in den Abbildungen nicht anders angegeben, betrug für alle folgenden Messungen die Wechselwirkungsrate 5 MHz, die Kathodenspannung $U_{Kathode}$ -510 V, die Driftspannung U_{Drift} -2,5 kV und die GEM-Differenzspannung U_{GEM} 430 V.

Occupancy als Funktion der Streifenposition

Der Fluß der geladenen Teilchen ist bei Experimenten, in denen Hadronen aufeinanderprallen, etwa proportional $1/r^2$, wobei mit r der Abstand zur Strahl-Achse gemeint ist [Pd00]. Projiziert man die $1/r^2$-Verteilung auf die Kammer-Koordinaten und berücksichtigt die Anodenstreifenlänge, ergibt sich die erwartete Occupancy als Funktion der Triggerkanalnummer (Abb. 5.3). Die Skala der Y-Achse ist dabei an die Occupancy der Kammer 4 angepaßt (Abb. 5.4).

In den Abbildungen 5.4, 5.5 und 5.6 ist die Occupancy der Analog- und Triggerdaten als Funktion der Triggerkanalnummer in den Kammern 1,2 und 4 dargestellt. Bei den Messungen waren nur die Komparatorschwellen der Helix-Chips der jeweils abgebildeten Kammer auf -15,5 mV eingestellt. Die andere Kammer der entsprechenden Doppellage war abgeschaltet. Die Schwelle des Rauschabstands der Analogsignale beträgt 3. Die Abhängigkeit der Occupancy als Funktion der Triggerkanalnummer stimmt mit dem erwarteten Verlauf (Abb. 5.3) gut überein. Die

Occupancys der Analog- und der Triggerdaten der Kammern sind innerhalb einer Meßgenauigkeit von etwa 10 % gleich hoch.

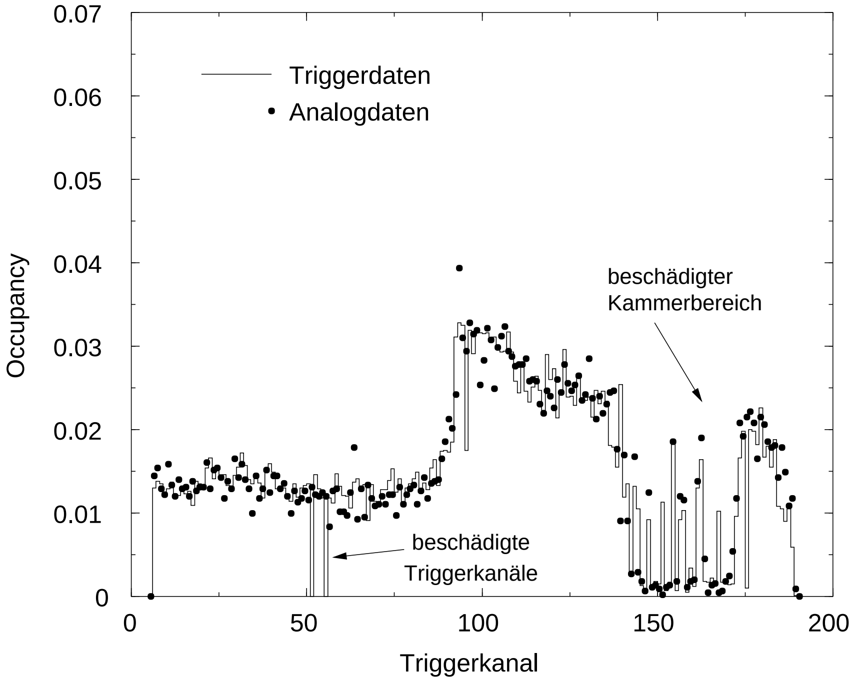


Abbildung 5.4: Occupancy der Kammer 4 als Funktion der Triggerkanalnummer.

In den Kammern 1 und 2 sind in drei Bereichen benachbarte Triggerkanäle, die eine etwa doppelt so hohe Occupancy wie die anderen Nachbarkanäle besitzen. Auf den Helix-Karten befinden sich die Open-Drain-Widerstände von geraden und ungeraden Triggerkanalnummern direkt nebeneinander. Das Schalten eines der Triggerkanäle koppelt vermutlich auf den Nachbarkanal über. Bereits vor dem Einbau in HERA-B wurde das Nachschalten mit Testpulssignalen auf dieser Doppellage bemerkt. Bei Kammer 4 tritt dieser Effekt nicht auf. Er wird durch den kleineren Spannungshub $U_{Open-Drain}$ verhindert.

Die Komparatorschwellen der Kammern 5 und 6 lassen sich in HERA-B nur bis -21 mV erniedrigen, danach setzen wieder Oszillationen ein.

Abbildung 5.7 zeigt die Occupancy der Triggerdaten als Funktion der Triggerkanalnummer für die Kammern 1 und 2. Bei der Datennahme der Kurve Kammer 1 oder 2 war die Komparatorschwelle der Helix-Chips beider Kammern auf -15,5 mV gesetzt. Durch das logische ODER der Doppellage steigt die Occupancy und damit die Effizienz, einen Teilchendurchgang nachzuweisen, deutlich an.

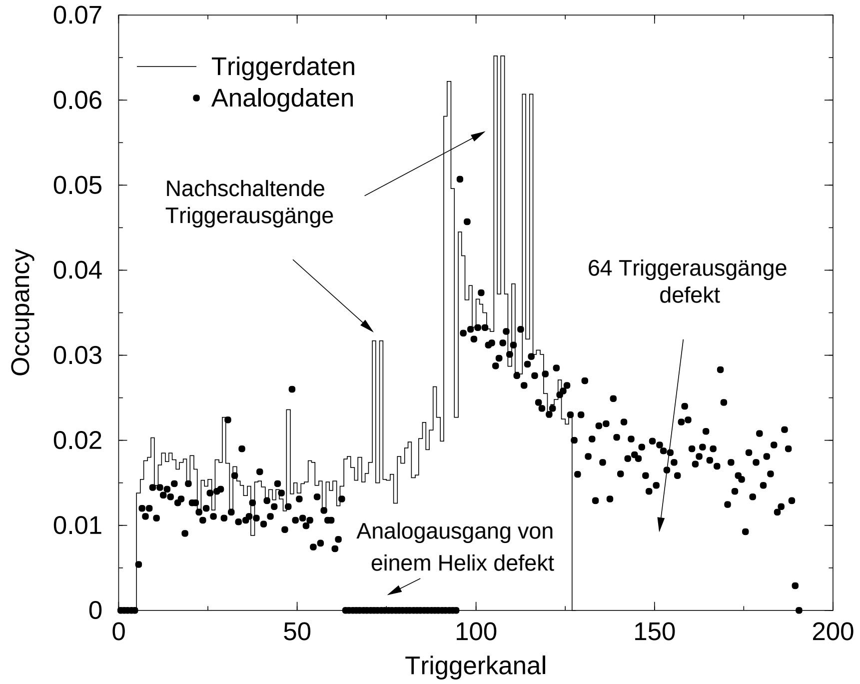


Abbildung 5.5: Occupancy der Kammer 1 als Funktion der Triggerkanalnummer.

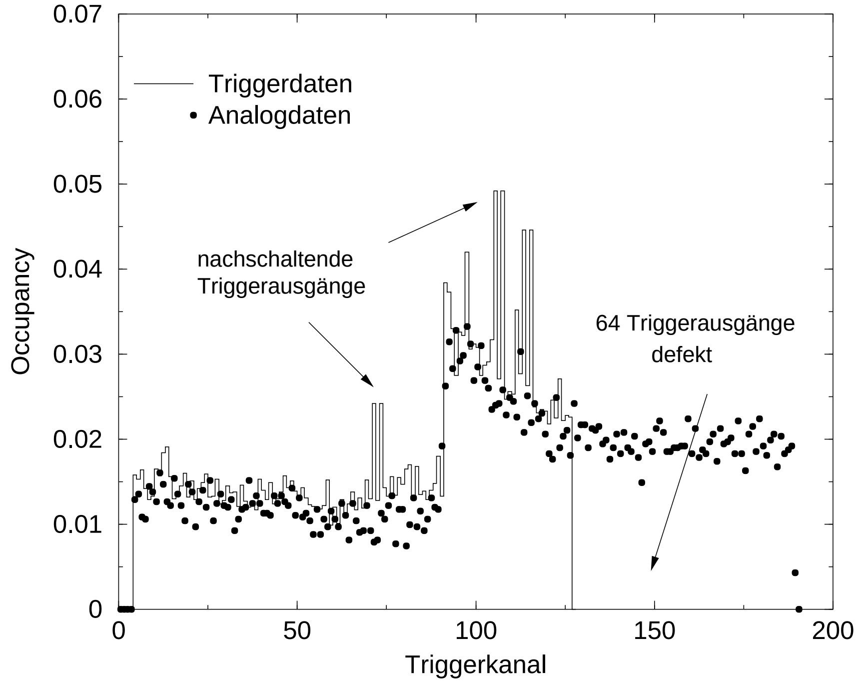


Abbildung 5.6: Occupancy der Kammer 2 als Funktion der Triggerkanalnummer.

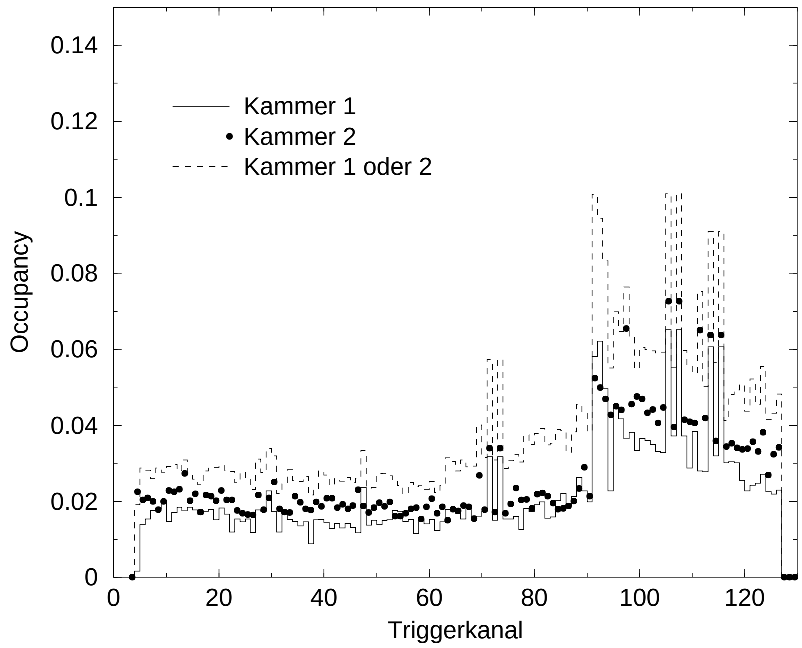


Abbildung 5.7: Occupancy der Triggerdaten als Funktion der Triggerkanalnummer für die Kammern 1 und 2.

Occupancy als Funktion der Komparatorschwelle und des Rauschabstands

In Abbildung 5.8 ist die über alle Kanäle der Kammer 4 gemittelte Occupancy als Funktion der Komparatorschwelle für verschiedene GEM-Spannungen aufgetragen. Die Occupancy steigt bei Senken der Komparatorschwelle und Erhöhen der GEM-Spannung.

Die Abbildung 5.9 zeigt die Occupancy als Funktion der Komparatorschwelle für die Kammer 1 und 2. Die Occupancy der Kammer 2 ist höher als die der Kammer 1. Diese Variationen stammen von Fluktuationen in der GEM-Gasverstärkung. Bei der Inspektion der GEM-Folien wurden Variationen im Durchmesser der Löcher in den GEM-Folien festgestellt. Die Feldstärke und damit auch die Gasverstärkung in den Löchern sind abhängig vom Lochdurchmesser. Bei der Datennahme der Kurve Kammer 1 oder 2 waren die Komparatorschwellen der Helix-Chips beider Kammern auf den entsprechenden Wert gesetzt. Durch das logische ODER der Triggerausgänge der Doppellage ist die Occupancy bei allen Komparatorschwellen deutlich höher.

In Abbildung 5.10 ist die Occupancy als Funktion des Rauschabstands der gefundenen Cluster der Kammern 2 und 4 aufgetragen. Für einen festen Rauschabstand sind alle Cluster mit größerem Rauschabstand aufintegriert. Zusätzlich ist die Occupancy über alle Kanäle einer Kammer gemittelt. Der Anstieg der Occupancy mit der Schwelle ist bei Analog- und Triggerdaten ähnlich und endet bei gleichen

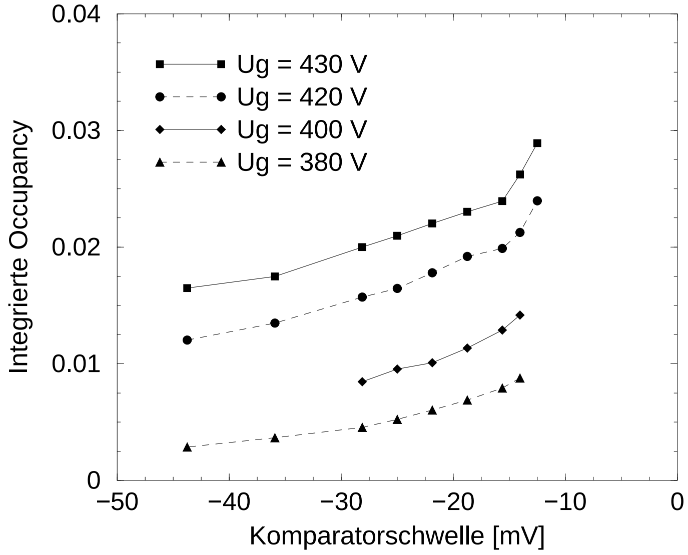


Abbildung 5.8: Occupancy über alle Kanäle der Kammer 4 gemittelt als Funktion der Komparatorschwelle für verschiedene Hochspannungen. (Bei U_{GEM} = 380 V und 400 V beträgt $U_{Kathode}$ = -490 V und U_{Drift} = -2,4 kV)

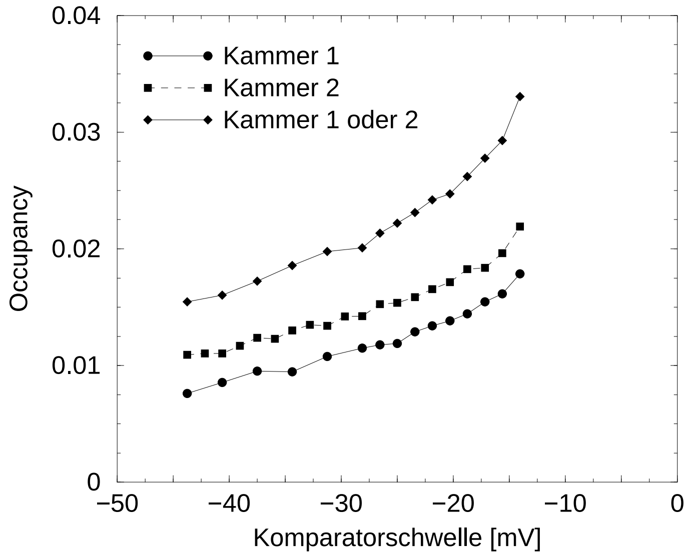


Abbildung 5.9: Occupancy als Funktion der Komparatorschwelle für Kammer 1 und Kammer 2. (U_{Drift} = -2,4 kV, U_{GEM} = 420 V)

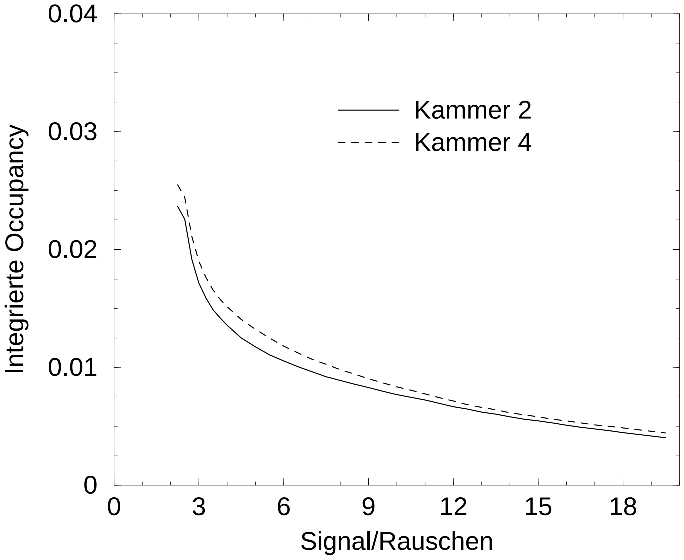


Abbildung 5.10: Occupancy über alle Kanäle der Kammer gemittelt als Funktion vom Rauschabstand der Cluster für die Kammern 2 und 4. Für einen festen Rauschabstand sind alle Cluster mit größerem Rauschabstand aufintegriert.

Betriebsparametern etwa beim gleichen Maximalwert (Abb. 5.8 und 5.10).

Falls ein Gasdetektor ausreichend hohe Gasverstärkung besitzt, erwartet man ein Tal zwischen Rausch- und Teilchensignalen. Betrachtet man die Occupancy als Funktion der Ausleseschwelle wie in den Abbildungen 5.8, 5.9 und 5.10, so sollte sich bei kleinen Schwellen ein Plateau ergeben. Durch die beiden folgenden Effekte steigt die Occupancy mit kleiner werdender Signalhöhe immer weiter an und endet nicht in einem Plateau:

- Deponieren Teilchen eine relativ große Ladungsmenge in einer Kammer, so ergeben sich durch die Integrationszeit der Helix-Chips Signale, die länger als 100 ns sind. Deshalb werden zu einem festen Auslesezeitpunkt bei Erniedrigen der Schwelle eine steigende Anzahl von Signalen aus dem vorhergehenden Ereignis ausgelesen.

- Die GEM-MSGC-Detektoren besitzen zwei Gasverstärkungsregionen, wodurch ein durchfliegendes Teilchen zwei Signale an den Anoden erzeugt. Die im Driftraum deponierte Ladung wird in der GEM-Folie und an der MSGC gasverstärkt. Die zwischen GEM-Folie und MSGC-Substrat deponierte Ladung wird nur an der MSGC gasverstärkt, wodurch ein Signal entsteht, daß um etwa einen Faktor 20 (GEM-Verstärkung) kleiner und um etwa 60 ns[4] früher

[4]Driftzeit der erzeugten Elektronen im Driftraum.

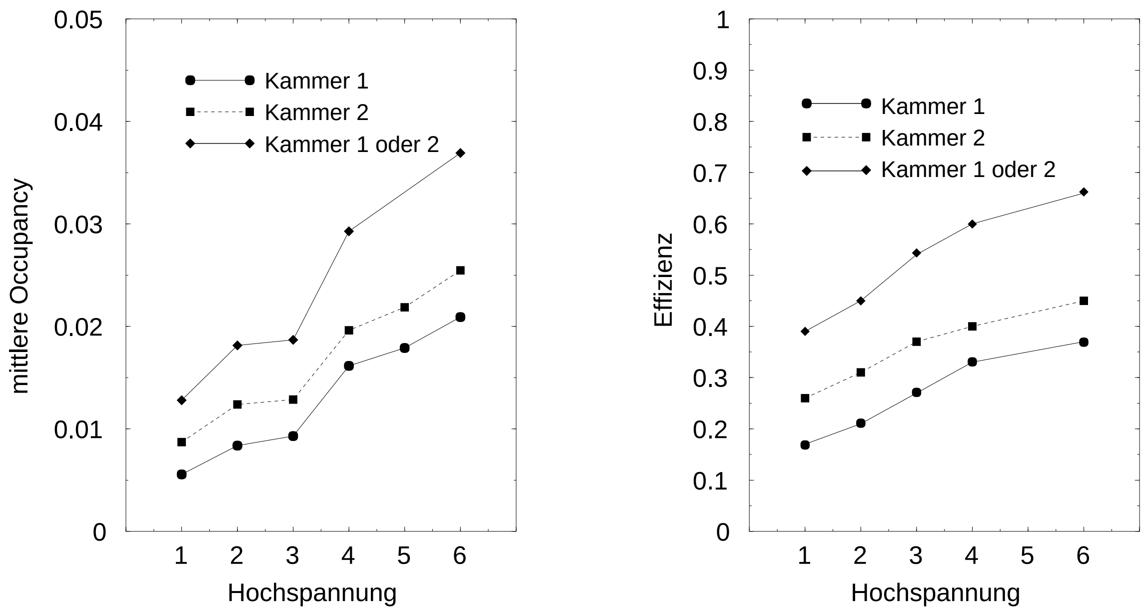


Abbildung 5.11: Links: Occupancy als Funktion der Hochspannung für Kammer 1 und 2. Die Hochspannungwerte der verschiedenen Meßpunkte sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Rechts: Triggereffizienz als Funktion der Hochspannung für Kammer 1 und Kammer 2.

an den Anoden ist. Folglich werden zu einem festen Auslesezeitpunkt bei Erniedrigen der Schwelle eine steigende Anzahl von Signalen aus dem nächsten Ereignis ausgelesen.

Eine Simulation der Vorgänge im Gasraum bestätigt diese beiden Effekte [Gr01].

Occupancy der Triggerdaten als Funktion der Hochspannung und Wechselwirkungsrate

Mit zunehmender Hochspannung in den Kammern steigt die Gasverstärkung. In Abbildung 5.11 links sind die Occupancys der Kammern 1 und 2 als Funktion verschiedener Hochspannungwerte aufgetragen. Bei der Datennahme der Kurve Kammer 1 oder 2 war die Komparatorschwelle der Helix-Chips beider Kammern auf -15,5 mV eingestellt. Die Hochspannungwerte der verschiedenen Meßpunkte sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Wie im vorhergehenden Abschnitt erklärt wurde, ergeben sich durch Variationen in den GEM-Folien der Kammern bei gleichen Hochspannungen unterschiedliche Occupancys. Trägt man jedoch die Occupancy als Funktion der Gasverstärkung in den Kammern auf, so erwartet man, daß die Kurven übereinander liegen. Der Driftstrom I_{Drift} einer Kammer ist proportional zu der Gasverstärkung:

Hochspannung	U_{Drift}	U_{GEM}	$U_{Kathode}$
1	2,4	380	490
2	2,4	400	490
3	2,4	400	500
4	2,4	420	510
5	2,5	420	510
6	2,5	430	510

Tabelle 5.3: Drift-, GEM-, und Kathodenspannung bei den verschiedenen Meßpunkten.

$$I_{Drift} \approx \mathrm{d} \times \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}} \times \frac{<\text{Ladung}>}{\text{Teilchen}} \times \text{Gasverstärkung} \tag{5.2}$$

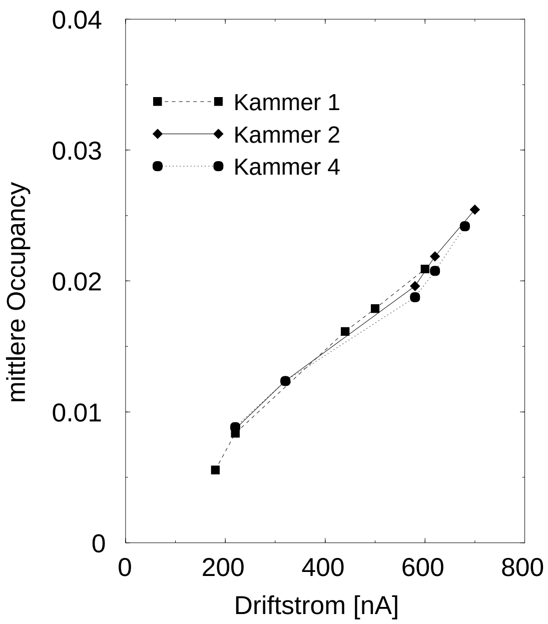
Dabei ist d der Anteil der Ionen, die zur Driftelektrode driften. In Abbildung 5.12 links ist die Occupancy als Funktion des Driftstroms in den Kammern 1, 2 und 4 aufgetragen. Die drei Kurven liegen übereinander und die Occupancy steigt näherungsweise linear zu dem Driftstrom. Die Occupancy endet nicht in einem Plateau, da mit steigender Gasverstärkung, wie oben erläutert, ein steigender Anteil von Signalen aus vorhergehenden und nachfolgenden Bunchcrossings ausgelesen wird.

Die Teilchenrate in den Kammern ist proportional zu der Wechselwirkungsrate an den Target-Drähten. In Abbildung 5.12 rechts ist die Occupancy als Funktion der Wechselwirkungsrate für die Kammern 2 und 4 aufgetragen. Die Occupancy steigt linear mit der Wechselwirkungsrate und damit zur Teilchenrate. Die Geraden durch den Nullpunkt zeigen, daß die Komparatoren der Helix-Chips durch Teilchensignale in den Kammern ausgelöst werden und kein konstanter Anteil an Rauschsignalen zu den Triggerdaten beiträgt.

5.4.4 Bestimmung der Kammereffizienz

Die Effizienz der Kammern der Station MS 01 (Abb. 2.3) wurde mit externen Teilchenspuren bestimmt [Ze00]. Die Spuren wurden im Vertex-Detektor rekonstruiert und in den sensitiven Bereich der Kammern extrapoliert.

In Abbildung 5.13 ist die Effizienz für sieben Kammern der Station MS 01 als Funktion der GEM-Spannung aufgetragen. Bei einer festen GEM-Spannung von U_{GEM} = 420 V variiert die Effizienz der sieben Kammern um etwa 25 %. Diese Variationen stammen von den oben beschriebenen Variationen in der GEM-Gasverstärkung. Nach individueller Anpassung der GEM-Spannung variieren die Effizienzen nur noch um etwa 5 % und sind größer als 90 %.



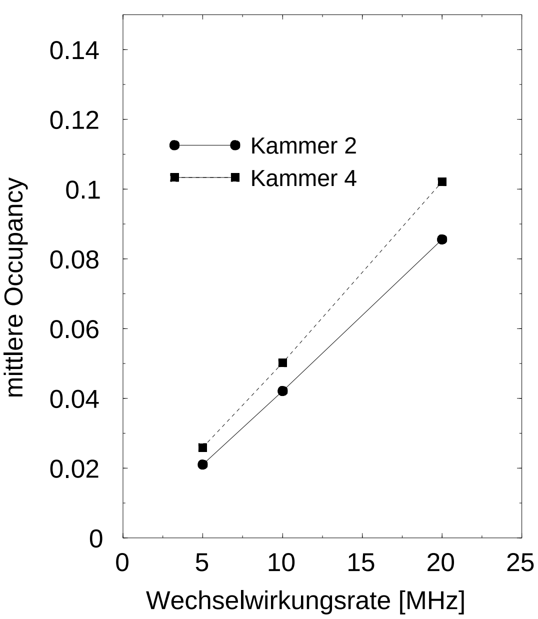


Abbildung 5.12: Links: Occupancy als Funktion des Driftstroms für die Kammern 1,2 und 4. Rechts: Occupancy als Funktion der Wechselwirkungsrate für die Kammern 2 und 4 (U_{GEM} = 420 V).

In der Abbildung 5.14 ist jeweils ein Histogramm der Clusterladung und des Rauschabstands (Gl. 5.1) für eine Kammer der Station MS 01 bei 95 % Effizienz abgebildet. Die Daten wurden mit der kurzen Pulsform der Helix-Verstärker-Einstellungen aufgenommen. Die Helix-Verstärkung mit diesen Einstellungen beträgt etwa 1600 Elektronen/ADC. Die mittlere Anzahl freiwerdender Elektronen in der 3 mm breiten Driftregion bei Ar/CO_2 70/30 beträgt 17 [Hi99]. Mit der Formel 3.3 und einer mittleren Clusterladung von 45,8 ADC ergibt sich somit eine sichtbare Gasverstärkung $Gain_{visible}$ von:

$$Gain_{visible} \approx \frac{45{,}8 \text{ ADC } \times \text{ 1600 e-/ADC}}{\text{17 e-}} \approx 4300 \tag{5.3}$$

Sie liegt in der gleichen Größenordnung wie die sichtbare Gasverstärkung der Kammern am PSI (Gl. 3.4).

5.4.5 Bestimmung der Komparatoreffizienz

Eine exakte Messung der Komparatoreffizienz erhält man mit extern definierten Teilchenspuren, die durch die Kammern extrapoliert werden. Die Triggerdaten der

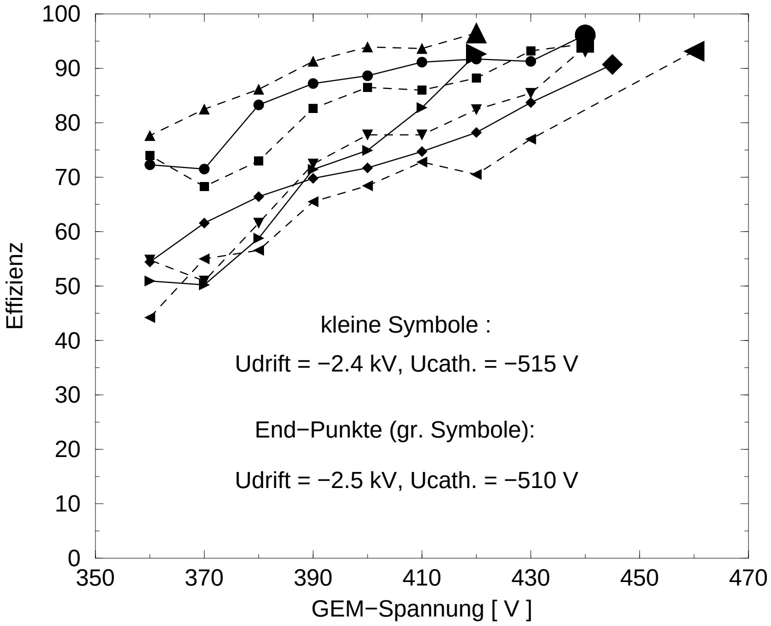


Abbildung 5.13: Effizienz für sieben Kammern der Station MS 01 als Funktion der GEM-Spannung [Ze00]. Die großen Symbole zeigen die Effizienz der Kammern nach individueller Anpassung der GEM-Gasverstärkung.

Helix-Chips werden jedoch bei HERA-B nicht mit den anderen Detektordaten gemeinsam auf Band geschrieben, sondern dienen zur Spursuche in der ersten Triggerstufe. Falls die Triggerdaten, wie am PSI, Ereignis für Ereignis mit den Analogdaten verglichen werden sollen, muß das Datenauslesesystem von HERA-B speziell darauf abgestimmt werden und die Datennahme der anderen Detektorkomponenten unterbrochen werden. In der Zeit von Juli - September 2000 war das nicht möglich, da aufgrund technischer Schwierigkeiten, bei dieser speziellen Einstellung des Auslesesystems, zu viel Datennahmezeit verloren gegangen wäre.

Deshalb wird in diesem Abschnitt die Komparatoreffizienz der Helix-Chips und die Triggereffizienz der Kammern aus den vorangegangenen Meßergebnissen auf verschiedene Weise abgeschätzt.

Abschätzung durch Vergleich der Occupancy von Einzel- und Doppellagen

Aus den drei Kurven der Abbildung 5.11 links kann man eine untere Grenze für die Triggereffizienz abschätzen. Mit der Annahme, daß die Teilchen senkrecht durch beide Kammern fliegen und die gleiche mittlere Ionisation bewirken, ergibt sich die Triggereffizienz $\varepsilon_{T(K1|K2)}$ der Doppellage aus den Triggereffizienzen der Einzellagen

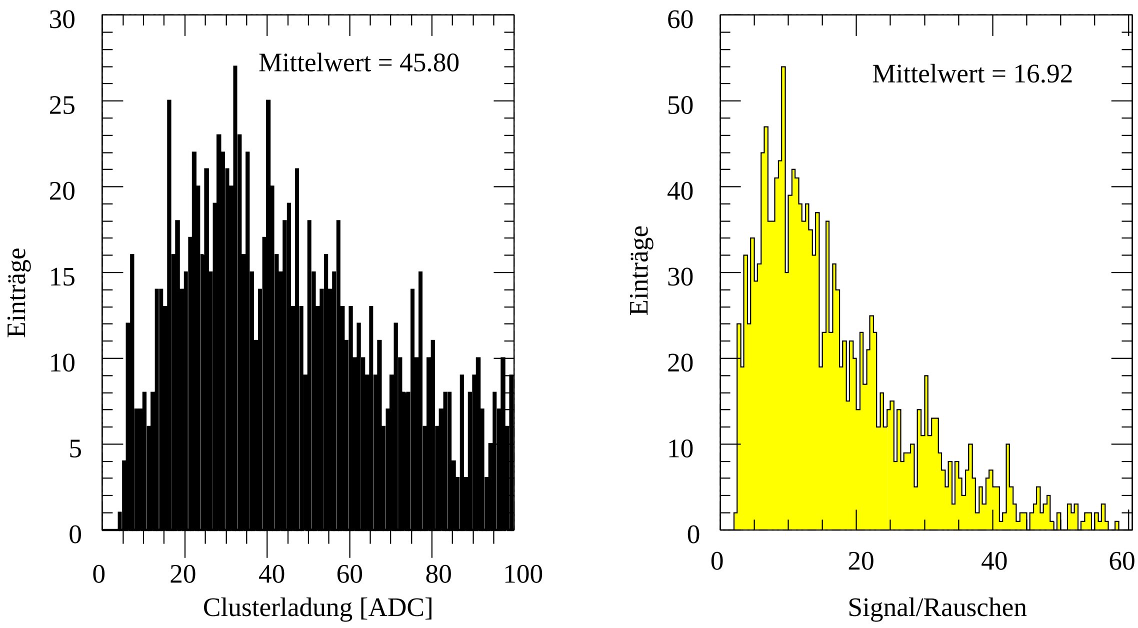


Abbildung 5.14: Histogramme von Clusterladung und Rauschabstand (Signal/Rauschen) für eine Kammer der Station MS 01 bei 95 % Effizienz [Ze00].

$\varepsilon_{T(K1)}, \varepsilon_{T(K2)}$ auf die folgende Weise:

$$\varepsilon_{T(K1|K2)} = 1 - (1 - \varepsilon_{T(K1)}) \times (1 - \varepsilon_{T(K2)}) \tag{5.4}$$

Die Occupancy (O) einer Kammer ist, unter Voraussetzung der Annahme, proportional der Effizienz ε und der mittleren Zahl der Teilchen (A), die pro Ereignis durch die Kammern fliegen:

$$O_{K1} = \varepsilon_{K1} \times A \qquad O_{K2} = \varepsilon_{T(K2)} \times A \qquad O_{K1|K2} = \varepsilon_{T(K1|K2)} \times A \tag{5.5}$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 5.5 in die Gleichung 5.4 erhält man:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{T(K1|K2)} &= \frac{(O_{K1} + O_{K2} - O_{K1|K2}) \times O_{K1|K2}}{O_{K1} \times O_{K2}} \\ \varepsilon_{T(K1)} &= \frac{(O_{K1} + O_{K2} - O_{K1|K2})}{O_{K1}} \\ \varepsilon_{T(K2)} &= \frac{(O_{K1} + O_{K2} - O_{K1|K2})}{O_{K2}} \end{aligned} \tag{5.6}$$

In Abbildung 5.11 rechts sind die mit den Gleichungen 5.6 berechneten Triggereffizienzen der Kammern 1 und 2 für verschiedene Hochspannungen eingetragen. Durch den hohen Anteil an schrägen Spuren und Teilchen, die in einer Kammer stoppen, wird der Ansatz aus Gleichung 5.4 hinfällig. Diese Signale erhöhen die Occupancy $O_{K1|K2}$, des logischen ODER der beiden Kammern. Die Effizienzen der Kammern werden dadurch zu kleineren Werten verschoben (siehe Gl. 5.6). Deshalb dient das Ergebnis nur als unteres Limit der Triggereffizienz.

Abschätzung aus Occupancy-Vergleich von Analog- und Triggerdaten

Bei der Bestimmung der Effizienz der Kammern der Station MS 01 konnte den Kammersignalen, deren Rauschabstand kleiner als 2,5 war, kein durchfliegendes minimal ionisierendes Teilchen zugeordnet werden. Deshalb werden beim folgenden Vergleich der Occupancys der Analog- mit den Triggerdaten nur Kammersignale mit einem Rauschabstand, der größer als 2,5 ist, verwendet. Bei diesem Rauschabstand beträgt die mittlere Occupancy der Analogdaten der Kammer 4 etwa 0,024 (Abb 5.10). Die mittlere Occupancy der Triggerdaten der Kammer 4 beträgt, bei gleichen Betriebsparametern und einer Komparatorschwelle von -15,5 mV, ebenfalls etwa 0,024 (Abb. 5.8). Demnach beträgt die Komparatoreffizienz ε_K (Gl. 3.1) annähernd 100 %. Allerdings muß man einen im Folgenden dargestellten Effekt berücksichtigen, der eine höhere Occupancy der Triggerdaten begünstigt.

Bei der Bestimmung der Occupancy der Triggerdaten ergeben Cluster, die zu einem Teilchendurchgang gehören, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Einträge in zwei benachbarten Triggerkanälen. In Abbildung 5.15 ist ein solches Beispiel dargestellt. Dieses Signal ergibt bei der Bestimmung der Occupancy der Analog- und der Triggerdaten einen beziehungsweise zwei Einträge. Durch diesen Effekt ergibt sich eine höhere Occupancy in den Triggerdaten als in den Analogdaten.

In Abbildung 5.16 ist die Häufigkeit für nebeneinander liegende Triggerbits in den Analog- und Triggerdaten der Kammern 2 und 4 dargestellt. Daraus erhält man einen Normierungsfaktor von 0,86. Damit ergibt sich eine Komparatoreffizienz ε_K von etwa 86 % mit einer Meßgenauigkeit von 10 %.

Die Messungen bei HERA-B zeigen, daß sich die Komparatorschwelle bis zu -12,5 mV erniedrigen läßt, bevor ein deutlicher Anteil an Rauschsignalen zur Occupancy beiträgt. Die integrierte Occupancy der Triggerdaten ist bei dieser Schwelle um etwa einen Faktor 1,1 höher als die Occupancy der Analogdaten (vgl. Kammer 4 in Abb. 5.8 und Abb. 5.10). Damit erhält man eine Komparatoreffizienz ε_K von etwa 95 %.

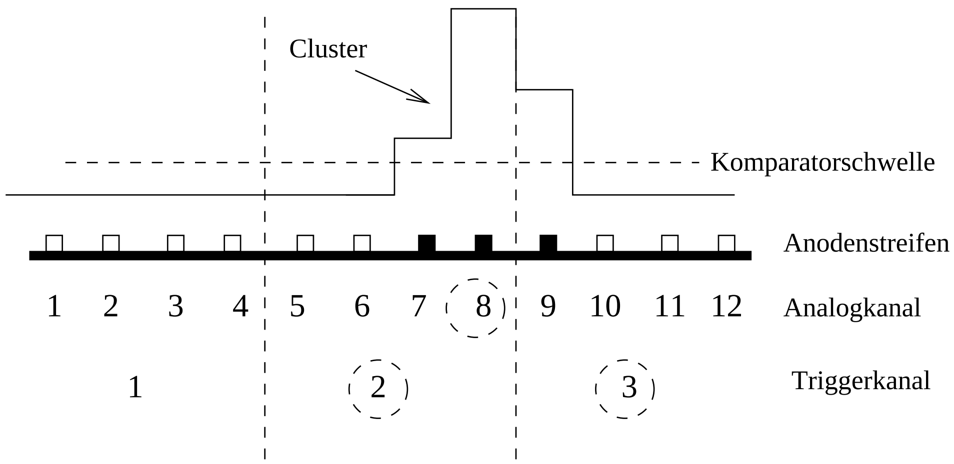


Abbildung 5.15: Beispiel eines Clusters in einer Kammer. Bei der Bestimmung der Occupancy der Analogdaten ergibt der Cluster einen Eintrag in der Kanalnummer 8 und damit ein Eintrag im Triggerkanal 2. Das Clustersignal ist jedoch über der Komparatorschwelle in zwei benachbarten Triggerkanälen. Deshalb erhält man in der Occupancy der Triggerdaten einen Eintrag in den Triggerkanälen 2 und 3.

Abschätzung der Komparatoreffizienz mit PSI-Daten

In diesem Abschnitt wird die Komparatoreffizienz des optimierten Systems durch den Vergleich der PSI-Daten mit den „Kammereffizienz-Messungen“ bei HERA-B abgeschätzt. Bei beiden Messungen wurden externe Teilchenspuren zur Bestimmung der Effizienzen verwendet. Die Gasverstärkung und die Kammereffizienz lagen im gleichen Bereich.

Bei einer Komparatorschwelle von -50 mV betrug die Komparatoreffizienz ε_K einer Einzellage am PSI etwa 45 %. Dies bedeutet, daß bei 45 % aller gefundenen Analogsignale ein Triggerbit gesetzt wurde. Im Histogramm des Rauschabstands (Abb. 5.14 rechts) sucht man die S/N-Schwelle (14), bis zu der sich 45 % aller Einträge befinden. Eine Komparatorschwelle von -50 mV entspricht demnach einem Rauschabstand von etwa 14. In den Kammern der Teststation MS 15- kann die Komparatorschwelle bis -12,5 mV um einen Faktor 4 erniedrigt werden, bevor ein deutlicher Anteil an Rauschsignalen in den Triggerdaten enthalten ist. Setzt man voraus, daß der Rauschabstand und die Komparatorschwelle zueinander proportional sind, ergibt sich für eine Komparatorschwelle von -12,5 mV eine S/N-Schwelle von 3,5 (= 14/4). Oberhalb einer S/N-Schwelle von 3,5 befinden sich 95 % aller Einträge. Somit ergibt sich aus dieser Abschätzung bei einer Komparatorschwelle von -12,5 mV eine Komparatoreffizienz ε_K von etwa 95 %.

Durch das 5 MHz-Signal auf den Helix-Verstärkern bei der Datennahme am PSI

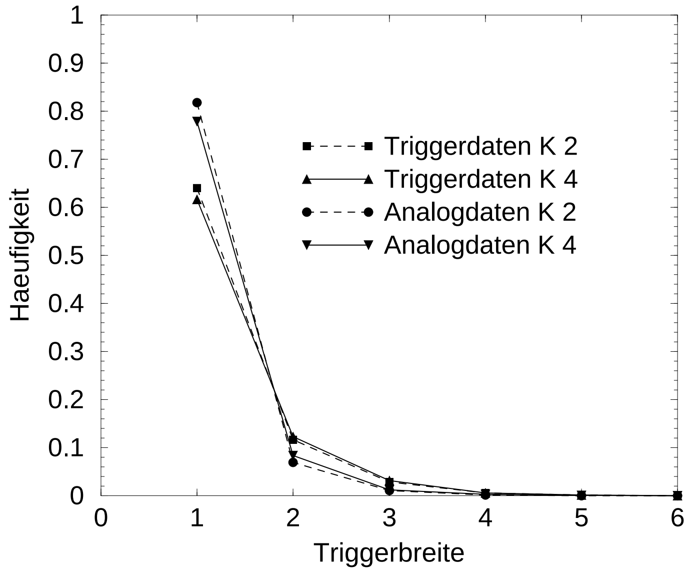


Abbildung 5.16: Häufigkeit der nebeneinander liegenden Triggerbits in einem Ereignis für die Kammern 2 und 4.

war der Anstieg der Komparatoreffizienz mit der analogen Signalhöhe relativ flach. Bei dem optimierten System ist dieses Signal entfernt. Zusätzlich ist das Rauschen auf den Helix-Verstärker-Ausgängen durch das abgeänderte Erdungsschema deutlich niedriger als am PSI. Durch diese beiden Effekte ist der Anstieg der Komparatoreffizienz als Funktion der analogen Signalhöhe im optimierten System, im Vergleich zum Anstieg der Komparatoreffizienz beim PSI-Test, steiler. Somit ist die oben genannte Abschätzung als eine untere Grenze der Komparatoreffizienz zu betrachten.

5.4.6 Zusammenfassung der Meßergebnisse

In den Messungen wurde gezeigt, daß die Trigger-Elektronik des optimierten Systems bei den nominellen Teilchenraten und den maximalen Betriebsspannungen der Kammern funktioniert. Der lineare Zusammenhang zwischen der Occupancy und der Teilchenrate weist darauf hin, daß die Triggerdaten durch Teilchensignale ausgelöst wurden und kein konstanter Anteil an Rauschsignalen zu den Triggerdaten beiträgt. Die Occupancy der Triggerdaten steigt als Funktion der Gasverstärkung und der Komparatorschwelle, da ein steigender Anteil von Signalen aus vorhergehenden und nachfolgenden Bunchcrossings ausgelesen wird. Die gemittelten Occupancys der Trigger- und Analogdaten sind innerhalb einer Meßgenauigkeit von 10 % gleich groß. Die Doppellage mit dem niedrigsten Spannungshub der Triggerausgangssignale der Helix-Chips zeigt bei den Messungen im Labor und in der HERA-B-Umgebung keinerlei Oszillationen. Ein Vergleich der Komparatorschwellen beim PSI-Test und bei HERA-B liefert eine Komparatoreffizienz einer Einzellage ε_K von mindestens 95 %. Damit erhält man bei einer Kammereffizienz ε_A von 95 % eine Triggereffizienz einer Doppellage $\varepsilon_{T(D)}$ die größer als 99 % ist.

5.5 Auswirkung der ITR Triggereffizienz auf den FLT

Die erste Triggerstufe soll ein Triggersignal bei einem Leptonenpaar, das aus dem Zerfall eines J/Ψ stammt, ausgeben. Der Algorithmus des FLT verlangt, daß die beiden Leptonspuren in jeder der insgesamt 12 Doppellagen der vier Triggerstationen des Inneren und Äußeren Spurkammersystems nachgewiesen werden. In etwa 40 % aller Fälle geht mindestens eine der beiden Leptonspuren durch mindestens eine ITR-Triggerstation [Ze97]. In diesen 40 % der Fälle gehen im Mittel die Leptonspuren durch etwa drei Triggerstationen des ITR. Somit muß im Mittel in neun Doppellagen des ITR ein Triggerbit gesetzt werden, um ein Triggersignal des FLT für das Leptonenpaar zu erhalten. Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit W_{ll} des Leptonspuranteils im ITR als Funktion der Triggereffizienz einer Einzellage ε_T ergibt sich somit zu:

$$W_{ll} = \left(1 - (1 - \varepsilon_T)^2\right)^9 \tag{5.7}$$

Die Kurve in Abbildung 5.17 stellt die Funktion 5.7 dar. Daraus entnimmt man, daß die erste Triggerstufe, bei einer Triggereffizienz ε_T einer Kammer des ITR von 90 %, in etwa 90 % aller Fälle Information über den Durchgang des Leptonenpaares durch den ITR erhält. Der ITR kann somit durch die Optimierung der Trigger-Elektronik einen wesentlichen Beitrag zur ersten Triggerstufe leisten.

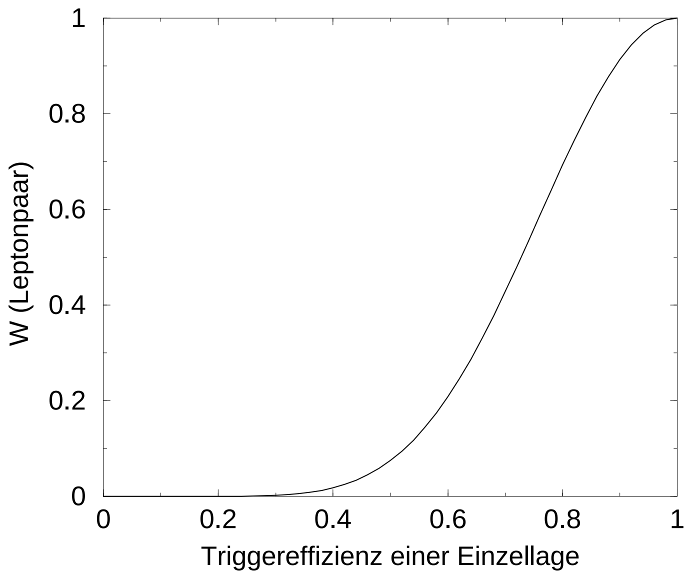


Abbildung 5.17: Nachweiswahrscheinlichkeit des Leptonspuranteils des J/Ψ-Zerfalls im ITR als Funktion der Triggereffizienz einer Einzellage ε_T.

Zusammenfassung

Im Experiment HERA-B müssen zum Nachweis von J/Ψ-Zerfällen mit vorgesehenen Raten von etwa 10^5 J/Ψ pro Stunde innerhalb von 12 μs die zwei Spuren des entsprechenden Leptonenpaars rekonstruiert werden. Das geschieht mit einer Hardware-Logik in der ersten Triggerstufe. Das Innere Spurkammersystems (ITR) liefert dazu in vier Stationen Spurpunkte.

Die Triggersignale des ITR werden von analogen Auslesechips, den Helix-Chips, generiert. Dazu sind auf diesen Helix-Chips Komparatorschaltungen integriert, die digitale Informationen von jeweils vier veroderten Eingangskanälen an die Triggerausgänge der Chips weiterleiten. Die Triggerdaten der Helix-Chips werden auf einer Trigger-Treiber-Karte gemultiplext und zu einer Trigger-Link-Karte weitergeleitet. Dort werden die Triggerdaten ein weiteres Mal gemultiplext und mit einer Rate von 1 GBit/s über optische Verbindungen zu der 40 m entfernten Spurlogik der ersten Triggerstufe gesendet.

Die Triggereffizienz, die das Produkt aus Detektoreffizienz und der digitalen Komparatoreffizienz ist, muß pro Spurpunkt mindestens 95 % betragen. Um das zu erreichen, werden die Triggerausgänge von zwei hintereinanderliegenden Kammern verodert, so daß pro Kammer nur Effizienzen von 80 % erforderlich sind.

Bei der ersten Inbetriebnahme des Triggers traten folgende Schwierigkeiten auf, die die Komparatoreffizienz auf 45 % beschränkten:

- Durch Erdungsschleifen und ungenügende Abschirmung traten Schwingungen und Niveauschwankungen auf.
- Die digitalen Triggerausgänge führten zu einer externen Rückkopplung auf die hochsensitiven Verstärkereingänge des Chips.
- Der hohe Schaltstrom der Komparatoren im Chip führte zu Rückkopplungen auf die Verstärkereingänge.

Diese Schwierigkeiten konnten behoben werden durch:

- Änderung des Chip-Designs mit reduziertem Spannungshub der Triggerausgänge.
- Optimierung der Abschirmung und Erdung.

Die Untersuchungen erforderten umfangreiche Messungen am Teststrahl des Paul-Scherrer-Instituts, im Labor und am HERA-Speicherring. Die Triggerschwelle konnte bis nahe an das thermische Rauschen, um einen Faktor drei, reduziert werden. Die Komparatoreffizienz konnte pro Einzelkammer auf größer 95 % gesteigert werden. Mit einer Teststation wurde verifiziert, daß die Ergebnisse unter HERA-Strahlbedingungen reproduziert werden können.

Alle Triggerstationen des ITR werden im Laufe diesen Jahres mit der optimierten Trigger-Elektronik ausgerüstet. Die gesamte Triggereffizienz des Experiments wird damit um 60 % erhöht.

Literaturverzeichnis

[Bu00] V. Buchholz, *Monitoring für das Innere Spurkammersystem von HERA-B,* Diplomarbeit, Heidelberg 2000

[Ca63] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays,* Phys. Rev. Lett. 10, (1963) 531

[Ch64] J. H. Christenson et al, *Evidence for the 2π Decay of the K_L^0 Meson,* Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 138.

[Cet] Produktinformation Cetia VMPC4a/b (http://www.cetia.com/)

[Da98] M. Dam et al., *High Level Trigger System for the HERA-B Experiment,* IEEE, Trans, Nucl. Sci. 45, (1998) 1787

[Fa99] W. Fallot-Burghart et al., *HELIX 128-x User Manual*, ASIC-Labor, Universität Heidelberg 1999 (http://wwwasic.kip.uni-heidelberg.de/)

[Fe99] Martin Feuerstack-Raible, *The Helix-128 trigger functionality and problems related to its use at the HERA-B Inner Tracker MSGC system,* ASIC-Labor, Universität Heidelberg, Oktober 1999

[Ge97] Martin Gerlowski, *Die Slow Control des HERA-B Inner Trackers und Auswertung von Testmessungen mit kompletter Auslesekette,* Diplomarbeit, Heidelberg Januar 1999

[Gr01] Wolfgang Gradl, Doktorarbeit in Vorbereitung, Heidelberg 2001

[Gr93] Claus Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wiss.-Verl. 1993

[Ha99] Sebastian Hausmann, *Das Auslesesystem der Inneren Spurkammern bei HERA-B*, Dissertation, Universität Heidelberg 1999

[Ho89] P.Horowitz, W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press 1989

[Hi99] Malte Hildebrandt, *Entwicklung und Bau der Detektoren für das Innere Spurkammersystem bei HERA-B*, Dissertation, Universität Heidelberg 1999

[Jan] VMOD-ICAN2, Data Sheet, JANZ Computer AG
(http://www.janz.de/)

[Ko73] M.Kobayashi, T. Mashawa, *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction,* Prog. Theor. Phys. 49, (1973) 652

[Le96] E. Leader, E. Predazzi, *An introduction to gauge theories and modern particle physics*, Cambridge University Press 1996

[Lo94] T. Lohse et al., *An experiment to study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring,* Proposal, DESY-PRC 94/02, 1994

[Lyn] Produktionformation LynxOS
(http://www.lynx.com/)

[No99] M. Nörenberg, *Objektorientierte Simulation der Trigger Decision Unit des HERA-B First Level Triggers*, Diplomarbeit, Hamburg 1999

[Me97] M. Medinnis, *HERA-B Trigger and DAQ System Architecture*, Talk at Beauty 1997
(ftp://ftp.desy.de/pub/herab/slt/talks/b97.ps)

[Mu99] Analyse der Daten von Kathrin Müller, Universität Heidelberg 1999

[Oe88] T. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases,* Nucl. Inst. and Meth. A 263, (1988) 351

[Pd00] Particle Data Group, *The European Physical Journal C*, Heidelberg 2000

[Ro98] M. Rost, Trigger-Treiber V2.1, Zess, Universität Siegen 1998
(http://hbitrflt.desy.de/)

[Ro98a] M. Rost,W. Weihs, Testauslese der Trigger-Treiber-Elektronik (Zwischenverstärker und Empfänger), Universität Siegen 1998
(http://hbitrflt.desy.de/)

[Sa97] F. Sauli, *GEM, a new concept for electron amplification in gas detectors,* Nucl. Instr. and Meth. A 386, (1997) 531

[Sc99] B. Schwingenheuer, *Description of the Hera-B Front-End Electronics for the Silicon Vertex Detector and the Inner Tracker,* HERA-B Note 99-013, 1999.

[Sha] ADSP-2106x SHARC User's Manual, Analog Devices
(http://www.analog.com/)

[Sli] PCA82C150 CAN Serial Linked I/O device (SLIO) with digital and analog port functions, Data Sheet, Philips Semiconductors, 1996
(http://www-us2.semiconductors.philips.com/)

[St00] D. Stieler, *Trigger-Treiber Spannungsversorgung und JTAG-Interface,* Zess, Universität Siegen 2000
(http://hbitrflt.desy.de/)

[St01] D. Stieler, Doktorarbeit in Vorbereitung, Siegen 2001

[St98] U. Straumann et al., *Operation of a large GEM-MSGC detector in a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics,* HERA-B internal note 98-149, Oct. 1998

[Tr00] U. Trunk, *Development and Characterisation of the Radiation tolerant HELIX128-2 Readout Chip for the HERA-B Microstrip Detectors,* Dissertation, Universität Heidelberg 2000

[We98] W. Weihs, FPSC V2.1, Zess, Universität Siegen 1998
(http://hbitrflt.desy.de/)

[Wi00] M.Wilde, *Die Slow-Control der Inneren Spurkammern bei HERA-B und Untersuchungen zu geeigneten Hochspannungs-Parametern der GEM-MSGC's,* Diplomarbeit, Universität Heidelberg 2000

[Wo64] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 562

[Wo83] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskava Matrix,* Phys. Rev. Lett. 51, (1983) 1945

[Ze97] G. Zech, *Contribution of IT stations 14/15 to trigger efficiency,* HERA-B internal note 97-134, June 1997

[Ze00] Analyse der Kammerdaten von Torsten Zeuner, Gruppe ITR von HERA-B, DESY 2000

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Zu allererst möchte ich mich bei Herrn Professor Günter Zech für seine stete Betreuung und die Möglichkeit danken, meine Doktorarbeit am DESY durchführen zu können. Seine persönlich angenehme Art und fachliche Kompetenz förderten diese Arbeit in erheblichem Maße.

Vielen Dank an Herrn Professor Nikolaj Pavel für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Außerdem danke ich den Professoren Franz Eisele und Ueli Straumann, die mich vieles lehrten, was meiner fachlichen Weiterbildung von großem Nutzen war.

Der ganzen Arbeitsgruppe des ITR am DESY möchte ich für die schöne Zeit und die gute Zusammenarbeit danken: Arnd Lange, Boris Lomonosov, Carsten Krauss, Hans-Bernd Dreis, Iouri Gorbounov, Jurij Bagaturia, Malika Wilde, Mikhail Negodaev, Sebastian Hausmann, Serguei Cheviakhov, Sonja Wunderlich, Thomas Hott, Torsten Zeuner und Verena Buchholz. Mein ganz besonderer Dank gilt Wolfgang Gradl, der mir bei auftretenden technischen Problemen stets seine Hilfe und Unterstützung zukommen ließ.

Danke an alle Mitglieder der Arbeitsgruppen bei meinen Aufenthalten im ASIC-Labor, am P.I. in Heidelberg und am PSI.

Ich möchte allen Siegener Mitgliedern des ITR danken, besonders erwähnt seien Dirk Stieler für seine effektive Zusammenarbeit in Sachen Trigger-Link und Ulrich Werthenbach.

Ich danke der FLT-Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit.

Meiner Familie danke ich für den Rückhalt, den sie mir gibt.

Schließlich danke ich allen meinen Freunden, die mir während der letzten drei Jahre mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben. Besonderen Dank gilt in diesem Zusammenhang Sandra Otto und Achim Scheufler.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Stefan Keller
Anschrift	Hauptstraße 28, 67483 Kleinfischlingen
E-Mail	stefan.keller@desy.de
Geburtsdatum	17.02.1970
Geburtsort	Landau/Pfalz
Eltern	Erhard Keller
	Brunhilde Keller, geb. Wüst
Familienstand	ledig

Ausbildung

1976 - 1980	Besuch der Grundschule Edenkoben
1980 - 1986	Besuch der Realschule Edenkoben
Juli 1986	Abschluß: Mittleren Reife
1986 - 1990	Ausbildung zum Funkelektroniker
	bei der Standortverwaltung Bad Bergzabern
Januar 1990	Abschluß: Funkelektroniker
1990 - 1991	Wehrdienst in Bad Bergzabern
1991 - 1992	Besuch der Fachoberschule in Neustadt/Weinstraße
Juli 1992	Abschluß: Fachhochschulreife
Oktober 1992	Beginn des Physikstudiums
	an der Universität Siegen
Januar 1998	Abschluß: Diplom-Physiker
Seit Februar 1998	Promotion an der Universität Siegen

Erklärung:

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt habe und keine anderen als die hier angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, den 25.April 2001

....
(Stefan Keller)